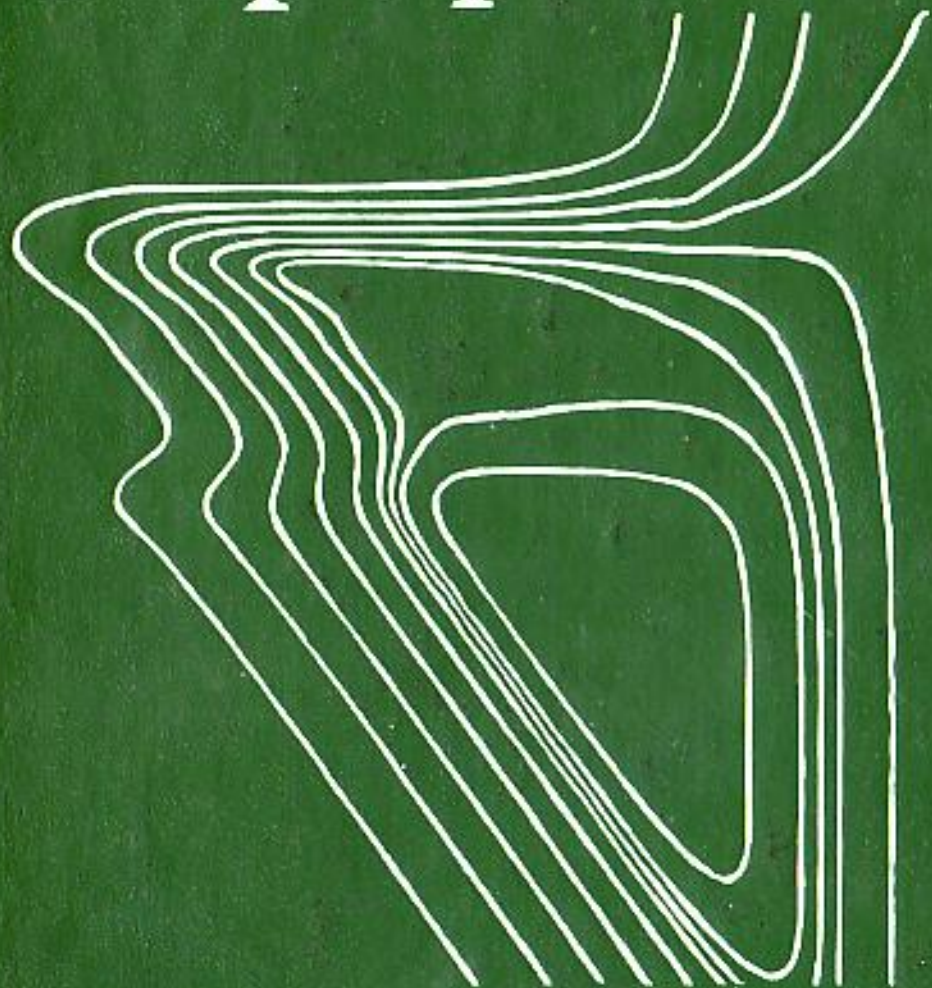


Дж. Бакал

# Нейтринная астрофизика



Издательство «Мир»

Always.

NEUTRINO ASTROPHYSICS

John N. Bahcall

Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey

CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS

Cambridge

New York Port Chester Melbourne Sydney

Дж. Бакал

# Нейтринная астрофизика

Перевод с английского

под редакцией

акад. Г. Т. Зацепина и

д-ра физ.-мат. наук Л. И. Мирошниченко



Москва «Мир» 1993

ББК 22.3-22.6

Б19

УДК 52-728

Переводчики: канд. физ.-мат. наук Алексеева Л. Н., Веретенкин Е. П., д-р физ.-мат. наук Мирошниченко Л. И., канд. физ.-мат. наук Рез А. И., д-р физ.-мат. наук Смирнов А. Ю., канд. физ.-мат. наук Струминский А. Б.

Бакал Дж.

Б19 Нейтринная астрофизика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1993. — 624 с., ил.

ISBN 5-03-002479-4

Книга известного ученого из США представляет собой фундаментальную монографию по физике нейтрино и его роли в астрофизике (структура и эволюция звезд, реакции термоядерного синтеза в звездах, звездный коллапс, вспышки сверхновых и т. п.). В ней подробно рассмотрены эксперименты по регистрации солнечных нейтрино, дается анализ полученных результатов, описываются будущие эксперименты с детекторами различных типов, приведены данные о вспышке Сверхновой 1987А. Может использоваться как учебное пособие.

Для астрофизиков, физиков-теоретиков и экспериментаторов, аспирантов и студентов.

Б  $\frac{1605040000-118}{041(01)-93}$  КБ-3-270-93

ББК 22.3-22.6

Федеральная целевая программа книгоиздания России

Данное издание осуществлено при участии Института ядерных исследований РАН, физического института РАН и Института земного магнетизма, ионосферы и распространения РАН

Редакция литературы по физике и астрономии

ISBN 5-03-002479-4 (русск.)  
ISBN 0-521-35113-8 (англ.)

© Cambridge University Press 1989

© перевод на русский язык с авторскими дополнениями и изменениями, коллектив переводчиков, 1993

# Предисловие редакторов перевода

Эту книгу ждали астрономы и физики, теоретики и экспериментаторы, специалисты по космологии, эволюции звезд и космическим лучам, по теории элементарных частиц и термоядерных реакций в недрах звезд, ждали все, кто следит за одним из самых впечатляющих экспериментов XX в. по регистрации солнечных нейтрино в глубоком подzemелье Южной Дакоты (США) с помощью хлор-аргонового детектора.

Автор книги — Джон Бакал, профессор Института перспективных исследований в Принстоне (Нью-Джерси, США). Начиная с 1962 г. он является одним из теоретиков и главных вдохновителей хлор-аргонового эксперимента, длящегося уже более 20 лет. Все эти годы Дж. Бакал оставался одним из сподвижников проф. Раймонда Дэвиса — выдающегося химика-экспериментатора, руководителя эксперимента. Заметим, кстати, что в конце книги (в приложении I) приведен специальный отчет, подготовленный обоими учеными, об истории и развитии проблемы солнечных нейтрино. Библиография только приложения I содержит 147 наименований, что дает представление о масштабах проблемы нейтрино в астрофизике в целом. Полная же библиография занимает 24 страницы и содержит 680 ссылок. Учитывая фундаментальное значение пионерских работ акад. Б. М. Понтекорво по физике нейтрино, редакторы перевода по предложению Дж. Бакала сочли целесообразным дополнить книгу переводом оригинальной статьи Б. М. Понтекорво “Обратный  $\beta$ -процесс” (приложение II) [1]. Эта статья была написана еще в ноябре 1946 г. в Лаборатории Чолк-Ривер и в виде отчета хранилась в архиве Национального исследовательского совета Канады (текст отчета реставрирован в 1988 г. В. Ф. Дэвидсоном).

В предисловии автор кратко рассказывает о целях, структуре и содержании книги, которая состоит из 16 глав. В гл. 1 дано по существу

резюме всей книги, т. е. приведены краткая характеристика свойств нейтрино и его роли в астрофизике, основные результаты и перспективы нейтринных экспериментов и т. п. Главы 2–9 содержат описание физических основ для предсказания результатов экспериментов по регистрации астрофизических (и особенно солнечных) нейтрино. Одной из самых важных является гл. 7, где анализируются источники неопределенностей в оценках ожидаемых потоков нейтрино из недр Солнца.

Описание хлор-аргонового детектора приведено в гл. 10. Излагаются детали подземного эксперимента, приводятся значения скорости счета за последние 20 лет — в единицах SNU и в числах атомов аргона, образующихся в детекторе при попадании нейтрино в течение 1 сут. Обсуждаются причины наблюдаемого дефицита солнечных нейтрино (в основном от распада  $^8\text{B}$ ) и последствия этого дефицита (по сравнению с предсказаниями “стандартной солнечной модели”) для физической теории нейтрино и скорости термоядерных процессов в недрах Солнца.

Крайне интригующим является вопрос: изменяются ли потоки солнечных нейтрино со временем? По наблюдениям 1977–1989 гг. появились свидетельства того, что темп счета в хлорном детекторе антикоррелирует с уровнем солнечной активности (числами Вольфа); в 1970–1977 гг. значимой корреляции не обнаружено. Форма кривой для скорости счета, однако, не совпадает с формой перевернутой кривой солнечной активности. В недавней статье [2] Дж. Бакал и У. Пресс приводят аргументы в пользу того, что весь ряд данных хлорного детектора можно аппроксимировать чисто пилообразной функцией, зависящей от времени. При этом максимальная скорость составит 3,9 SNU при средней скорости 2,3 SNU и теоретически ожидаемой 8,0 SNU. Эти результаты могут изменить астрофизическую интерпретацию данных хлорного эксперимента с учетом возможных отклонений от стандартной солнечной модели, осцилляций нейтрино, дрейфа чувствительности детектора, вариаций уровня фона и т. п. Многие исследователи ведут активный поиск причин колебаний потока солнечных нейтрино. Обсуждается, в частности, гипотеза [3] о влиянии макрофлуктуаций свойств вещества детектора на его чувствительность. Вкладом вспышечных нейтрино с энергией выше 25 МэВ в скорость счета детектора Дэвиса, по последним оценкам [4], можно пренебречь: измеримый поток нейтрино в случае мощной вспышки должен быть в более чем 100 раз выше экспериментальных верхних пределов, полученных по данным других детекторов [4, 5]. Что касается влияния солнечной активности, то ситуация, возмож-

но, прояснится в ближайшие несколько лет — вскоре после максимума гексаугольного 22-го солнечного цикла. В настоящий же момент даже сам факт временных вариаций потока нейтрино из недр Солнца не считается бесспорным.

В гл. 11–14 последовательно описываются будущие эксперименты по регистрации солнечных нейтрино в других интервалах энергии (по сравнению с хлор-аргоновым детектором), а также эксперименты, которые начинают активно осуществляться (в частности, наблюдения на Камиоканде II, на галлий-германиевых детекторах и др.).

В гл. 15 “Коллапс звезд” обобщается теория звездного коллапса и описывается использование нейтринных телескопов для изучения формирования нейтронных звезд. В центре дискуссии — данные о яркой вспышке сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке 23 февраля 1987 г. Это событие оказалось, пожалуй, не менее интригующим, чем дефицит солнечных нейтрино. Согласно анализу [6], между сигналами трех подземных детекторов частиц и двух наземных гравитационных антенн обнаружены временные корреляции в интервале 01,45–02,45 UT, однако однозначно истолковать эти корреляции пока не удается. Собственно нейтринный всплеск в том же интервале, наиболее уверенно зарегистрированный советско-итальянским детектором под Монбланом, может быть интерпретирован в рамках гипотезы об осцилляциях нейтрино в Земле [7]. Этот всплеск на 4,7 ч предшествовал нейтринному всплеску, зарегистрированному в 07,35 UT детекторами Камиоканде II, IMB и подземным скинтилляционным телескопом Баксанской нейтринной обсерватории [8, 9]. При этом из  $10^{58}$  нейтрино, испущенных SN 1987A, детекторами Камиоканде II и IMB было зарегистрировано всего 19 (11 и 8 соответственно), что не противоречит теоретическим оценкам и свидетельствует о правильности основных представлений о механизме звездного коллапса [9].

В заключительной гл. 16 перечислены перспективные направления исследований наступившего десятилетия и главные нерешенные задачи. Автор подчеркивает, что нейтринная астрофизика нуждается в большом количестве экспериментов. Новые данные, вероятно, позволят установить, является ли расхождение между теорией и наблюдениями результатом ошибочных астрофизических моделей или новых физических теорий нейтрино. При этом энергетический спектр падающих нейтрино является тем наблюдательным ключом, который позволит, в частности, сделать выбор среди альтернативных объяснений проблемы солнечных нейтрино.

Что касается физики элементарных частиц, то использование

астрофизических нейтринных пучков обеспечит физиков такой информацией, которая не может быть получена в лабораторных экспериментах. Большие пробеги и низкие энергии, характерные для нейтрино от астрофизических объектов, могут оказаться чувствительными тестами для изучения смешивания нейтрино, их масс и электромагнитных моментов. В гл. 16 обсуждаются осцилляции нейтрино в вакууме, а также в веществе (эффект Михеева — Смирнова — Вольфенштейна), магнитные моменты нейтрино, проблема слабозаимодействующих частиц с большой массой (WIMP) и др. Кроме того, описываются две чисто теоретические проблемы: расчет радиационных поправок электрослабого взаимодействия при рассеянии нейтрино на электронах и оценка мезонных поправок к скорости р-реакции.

Возвращаясь к проблеме солнечных нейтрино, автор отмечает, что, каким бы ни оказалось правильное ее решение, оно вряд ли будет “тривиальной” ошибкой: в любом случае решение будет иметь далеко идущие последствия как для моделей звездной эволюции, так и для теории элементарных частиц.

Автор широко цитирует работы советских исследователей по проблемам нейтринной астрофизики и по достоинству оценивает их вклад в решение различных теоретических и экспериментальных задач. Из-за важности задач, сложности и дороговизны экспериментов нейтринная астрофизика в последние годы развивается большей частью на основе международных коллабораций ученых. Такими являются упоминавшийся советско-итальянский эксперимент в Гран-Сассо (под Монбланом), эксперимент GALLEX, советско-американский эксперимент SAGE, будущий эксперимент в Садбери (Онтарио, Канада) и некоторые другие. По понятным причинам автор не смог охватить все детали, имена и ссылки по проблемам нейтринной астрофизики (книга увидела свет на английском языке в 1989 г., так что список ссылок ограничен в основном 1988 г.). Для полноты картины (а отнюдь не в упрек Дж. Бакалу) мы приводим кроме уже упомянутых статей дополнительный список публикаций [10–18], который может быть полезен для читателей, интересующихся историей нейтринной астрофизики и перспективами развития этой многообещающей области науки. В предисловии к русскому изданию автор отмечает ряд советских ученых, внесших большой вклад в развитие нейтринной астрофизики. К этому перечню необходимо добавить имя акад. М. А. Маркова — родоначальника нейтринной астрофизики в нашей стране. Для организации и развития нейтринных экспериментов много сделали также Г. В. До-

могацкий, И. М. Железных, А. А. Поманский, О. Г. Ряжская, акад. А. Е. Чудаков.

Книга переведена коллективом переводчиков — специалистов по физике нейтрино и космических лучей: канд. физ.-мат. наук Л. Н. Алексеевой (предисловие, гл. 1–5, гл. 15), Е. П. Веретенкиным (гл. 11, 12), д-ром физ.-мат. наук Л. И. Мирошниченко (предисловие к русскому изданию, гл. 10, 13, 14 и 16, приложение II), канд. физ.-мат. наук А. И. Резом (гл. 6–8), д-ром физ.-мат. наук А. Ю. Смирновым (гл. 9) и канд. физ.-мат. наук А. Б. Струминским (приложение I). Неточности и опечатки, замеченные переводчиками и редакторами, в тексте исправлены. Мы, естественно, старались полностью сохранить структурные и стилистические особенности книги, ее дух. В частности, оставлены нетронутыми основные библиографические ссылки с комментариями автора в конце каждой главы. Учены также небольшие изменения текста, предложенные самим Дж. Бакалом.

Некоторым современным читателям, постоянно испытывающим острый дефицит времени, покажутся, возможно, неоправданными отдельные повторы и длинноты в книге Дж. Бакала. Однако если подойти к ней как к книге-учебнику монографического характера, то указанные недостатки оборачиваются достоинствами. Например, стиль и содержание гл. 1 пригодны для проведения общего коллоквиума для студентов и исследователей, специализирующихся по физике. В учебных целях можно использовать, в частности, заключительный раздел гл. 1, где перечислены вопросы, которые чаще всего задают автору по поводу нейтрино (21 вопрос).

Высокий научный уровень и изящный стиль изложения делают книгу доступной специалистам-астрофизикам и физикам-экспериментаторам, начинающим исследователям и студентам дипломникам, — всем, кто интересуется физикой нейтрино и их ролью в эволюции Вселенной.

Апрель 1993 г.

Г. Т. Зацепин,  
Л. И. Мирошниченко

## Литература

1. Pontecorvo B. Chalk River Report PD-205 (1946)<sup>1)</sup>.
2. Bahcall J., Press W. H., *Astrophys. J.*, **370**, 730 (1991).
3. Владимирский Б. М. — Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 1991, т. 82, с. 161.
4. Aglietta M. et al., *Astrophys. J.*, **382**, 341 (1991).
5. Kocharov G. E. — Proc. 22nd Intern. Cosmic Ray Confer. 1991, v. 5, p. 344.
6. Алексеев Е. Н. и др. — ЖЭТФ, 1991, т. 99, с. 1057.
7. Чуйкин Е. И. — Изв. АН СССР, серия физич., 1991, т. 55, с. 2025.
8. Дадькин В. Л. и др. — УФН, 1988, т. 158, с. 139.
9. Bonnet R. M. — Proc. 22nd Intern. Cosmic Ray Confer. 1991, v. 5, p. 152.
10. Зацепин Г. Т. Проблемы нейтринной астрофизики. — М.: ИЯИ АН СССР, 1980, 218 с.
11. Понтекорво Б. М. — УФН, 1983, т. 141, с. 675.
12. Исследование мюонов и нейтрино в больших водных объемах. Тр. 1-й Всесоюзной конференции. — Алма-Ата, КазГУ, 1983, 270 с.
13. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю. — УФН, 1981, т. 135, с. 45.
14. Vilenky S. M., Petcov S. T., *Rev. Mod. Phys.*, **59**, 671 (1987).
15. Боум Ф., Фогель П. Физика массивных нейтрино. — М.: Мир, 1990, 303 с.
16. Mohapatra R. N., Pal P. B. Massive neutrinos in physics and astrophysics. — World Scientific, 1991.
17. Valle J. W. T., *Progr. Part. Nucl. Phys.*, **26**, 91 (1991).
18. Proc. Workshop on Cosmic Ray Gammas and Cosmic Neutrinos. — Erice, Italy, 1988.

<sup>1)</sup> См. перевод этого отчета в приложении II настоящей книги. — Прим. ред.

## Предисловие к русскому изданию

Вклад советских ученых сыграл основную роль в развитии исследований в области нейтринной астрофизики. Например, как отмечается в тексте книги, Б. М. Потекорво (совместно с В. Н. Грибовым) впервые предложили использовать хлорный детектор для наблюдения нейтрино, а также высказали идею об осцилляциях нейтрино в вакууме как причине расхождения между расчетной и наблюдаемой скоростями счета хлорного детектора. В. А. Кузьмин при поддержке Г. Т. Зацепина впервые предложил использовать галлиевый детектор для регистрации солнечных нейтрино в то время, когда необходимое количество галлия превышало его мировое производство за год. С. П. Михеев и А. Ю. Смирнов, следуя предвосхищающей статье Л. Вольфенштейна, придумали красивое объяснение загадки солнечных нейтрино. Их объяснение (МСВ-эффект) предполагает резонансное превращение нейтрино в вещество, и в настоящее время этот эффект является наиболее вероятным указанием на новую физику за пределами стандартной модели электрослабых взаимодействий. М. Б. Волошин, М. И. Высоцкий, Л. Б. Окунь и Е. Х. Ахмедов показали, что одним из возможных объяснений проблемы солнечных нейтрино может быть большой магнитный момент нейтрино. В. Н. Гаврин и Г. Т. Зацепин возглавили талантливую группу советских и американских ученых, проводящих решающий галлиевый эксперимент под названием SAGE. Советские ученые создали в Баксанском ущелье первую обсерваторию, нацеленную на изучение нейтрино от вспышек сверхновых. Были высказаны также первые плодотворные догадки при анализе атмосферных нейтрино (Л. В. Волкова), в предсказании внегалактических нейтрино (В. С. Березинский) и в осмыслении роли нейтрино в космологии (Я. Б. Зельдович). В настоящее время в высшей степени одаренная группа экспериментаторов, несмотря на большие экономические трудности, прилагает все усилия для развития новых детекторов. В течение 30 лет Г. Т. Зацепин воодушевлял специалистов по физике нейтрино во всем мире своими творческими идеями и спокойной мудростью.

Поэтому Я польщен и восхищен тем, что моя книга “Нейтринная астрофизика” публикуется на русском языке. Мне хотелось бы посвятить это издание моим советским коллегам, которые способствовали развитию этой области исследований и продолжают возглавлять училища ученых многих стран в понимании проблем астрофизики нейтрино.

С момента публикации книги на английском языке произошли большие перемены. В эксперименте Камиоканде II [1] было установлено, что поток нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  с энергией выше 7,5 МэВ у Земли составляет  $0,49 \pm 0,08$  ожидаемого (согласно оценке Бакала — Улрика) значения, что нейтрино действительно приходят от Солнца и что в потоке борных нейтрино отсутствуют измеримые изменения со временем. На предварительной, начальной стадии эксперимента SAGE [2] была измерена скорость счета в галлиевом детекторе около  $58 \begin{pmatrix} +17 \\ -24 \end{pmatrix} \pm 14$  SNU, а в эксперименте GALLEX [3] скорость учета оказалась близкой к этому значению, а именно около  $83 \begin{pmatrix} +20 \\ -19 \end{pmatrix} \pm 8$ , SNU причем оба значения следует сравнивать с величиной  $132^{+7}_{-6}$  SNU [4], вытекающей из стандартной модели Солнца.

Расхождения между предсказаниями стандартной модели и наблюдениями зависят от энергии нейтрино. Это расхождение для хлорного детектора, пороговая энергия которого составляет около 0,8 МэВ, больше по сравнению с детектором Камиоканде, у которого пороговая энергия выше на порядок и составляет около 7,5 МэВ. Поскольку оба детектора чувствительны в первую очередь к борным нейтрино, а форма энергетического спектра при данном источнике солнечных нейтрино не зависит от энергии [5], указанная зависимость расхождения от энергии означает (в предположении, что измерения проведены корректно), что необходимы новые физические представления о нейтрино за пределами стандартной солнечной модели [6]. Галлиевые детекторы дают скорости счета, очень близкие к 80 SNU — минимально возможному значению (см. гл. 11 настоящей книги), вытекающему из стандартной физики при условии, что Солнце в настоящее время генерирует энергию посредством ядерных реакций со скоростью, равной его наблюдаемой светимости. (Это минимальное значение достигается только в том случае, если в солнечной модели скорость реакции  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  искусственно положить равной нулю, что противоречит измеренному в лаборатории сечению этой реакции.) Если МСВ-эффект представляет собой правильное

объяснение, то из галлиевых экспериментов можно определить разность масс нейтрино и углы смешивания [7].

Поиски новых физических свойств, предпринимавшиеся с помощью солнечных нейтрино до настоящего времени, опирались на сравнение предсказаний, сделанных на основе стандартной солнечной модели, и наблюдений, осуществляемых на различных детекторах нейтрино. С помощью детекторов нейтрино следующего поколения (CNO, ICARUS, Super-Kamiokande) будет измерена форма энергетического спектра борных нейтрино, которая дает не зависящий от солнечных моделей способ проверки стандартной теории электрослабых взаимодействий [5]. Имеются хорошие основания надеяться, что эксперименты на детекторах SNO и Super-Kamiokande позволят также проверить, являются ли все солнечные нейтрино, достигающие Земли, электронными, или же некоторые из них испытывают превращения в мюонные и тау-нейтрино. Эти эксперименты еще раз позволят осуществить не зависящую от солнечных моделей проверку теории электрослабых взаимодействий. В эксперименте по рассеянию нейтрино на электронах (BOREXINO) при условии, что уровень фона окажется достаточно низким, можно будет измерить поток нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$ , что позволит осуществить убедительную проверку теории МСВ-эффекта и определить относительный вклад рр- и бериллиевых нейтрино в скорости счета галлиевых детекторов.

Нейтринная астрофизика — после 20 лет исследований — находится все еще в детском возрасте. Если ныне осуществляемые эксперименты убедительно покажут, что имеется необходимость в новых физических представлениях за пределами стандартной модели электрослабых взаимодействий, то понадобится много новых экспериментов, чтобы получить единое физическое описание нейтрино. Нам необходимо будет измерить массы нейтрино, углы смешивания в вакууме и магнитные моменты [8], а также попытаться оценить роль, которую играют недиагональные смешивание флейворов [9] и стерильные нейтрино [10]. Первоначальной целью солнечной нейтринной астрономии было изучение генерации ядерной энергии внутри Солнца. Солнечная нейтринная астрономия может стать фундаментальной и точной наукой только тогда, когда мы поймем физику нейтрино. Следующая четверть столетия нейтринной астрофизики обещает быть захватывающе интересным периодом.

Март 1993 г.

Джон Бакал,  
Принстон, Нью-Джерси, США



## Литература

1. *Hirata K. S. et al.* — Phys. Rev., **D44**, 2241 (1991).
2. *Abazov A. I. et al.* — Phys. Rev. Lett., **67**, 3332 (1991). *Gavrin V.N. et al.* — Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Dallas, USA, August 1992.
3. *Anselman P. et al.* — Phys. Lett., **B285**, 376 (1992).
4. *Bachall J. N., Pinsonneault M.H.* — Rev. Mod. Phys., **64**, 885 (1992).
5. *Bachall J. N.* — Phys. Rev., **D44**, 1444 (1991).
6. *Bachall J. N., Bethe H.A.* — Phys. Rev., **D4**, 1298 (1993).
7. Авторитетный обзор следствий, вытекающих из эффекта МСВ, содержится в докладе: *Smirnov A. Yu.* — Proc. Intern. Symposium on Neutrino Astrophysics, Takayama/Kanioka, Japan, October 1992. См. также: *Mikheyev S. P., Smirnov A. Yu.* — Proc. in Part. and Nucl. Phys., **23**, 41 (1989). Обсуждение последних результатов по осцилляциям нейтрино в вакууме содержится в статье: *Krastev P. I., Petcov S. T.* — Phys. Lett., **B299**, 99 (1992).
8. *Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б.* — ЖЭТФ, 1986 т. 91, с. 754; *Ахмедов Е. Х.* — Ядерная физика, 1988, т. 48, с. 382; *Lim C.S., Marciano W.J.* — Phys. Rev., **37**, 368 (1988).
9. *Guzo M.M., Masiero A., Petcov S.* — Phys. Lett., **B260**, 151 (1991). *Roulet E.* — Phys. Rev., **44**, R935 (1991); *Barger V., Phillips R. J. N., Whisnant K.* — Phys. Rev., **D44**, 1629 (1991); *Fukugita M., Yanagita Y.* — Phys. Lett., **B206**, 93 (1988).
10. *Krastev P.I., Petcov S.T.* — Phys. Lett., **B285**, 85 (1992).

## Предисловие

### Содержание

В этой книге показываються достижения нейтринной астрофизики и отмечаются важнейшие нерешенные проблемы. Цель ее состоит в том, чтобы поделиться с читателем той радостью, которую доставляет исследователю решение загадок природы.

Разные аспекты нейтринной астрофизики представлены в почти самостоятельных главах, каждая из которых посвящена отдельной теме, причем основные идеи и результаты излагаются так, что от читателя не требуется детального знакомства с другими главами. Для облегчения выборочного чтения глав некоторые из ключевых результатов повторяются в разных главах. Вывод формул не дается даже тогда, когда речь идет о новых теоретических результатах, так как иначе объем книги оказался бы слишком велик. Однако я без каких-либо колебаний полностью излагаю свои взгляды на то, что считаю важным и перспективным.

Некоторые части книги доступны студентам средних курсов, специализирующихся по физике и астрономии, тогда как другие для своего понимания требуют знаний в одной из областей физики в объеме полного курса. Наиболее существенные моменты всех глав будут понятны студенту-физику, изучившему вступительный курс ядерной физики. Ключевые термины выделяются курсивом там, где дается их определение. По некоторым темам (таким, как звездная эволюция и термоядерные реакции в звездах) изложение носит ознакомительный и вводный характер. По другим же — таким, как сечения слабых взаимодействий и экспериментальные методы, — представляются только самые последние результаты. На нейтринных осцилляциях мы подробно останавливаемся из-за красоты и, возможно, важного

значения новейших теоретических разработок. Читатели сами найдут в разных главах то, что их больше всего интересует.

Научные работники и опытные исследователи встретят среди описываемых в книге проблем и такие, при решении которых пригодился бы их опыт. Можно надеяться, что некоторые читатели-специалисты предложат лучшие способы решения этих проблем.

В гл. 1, озаглавленной "Общий обзор", кратко и в свободной форме говорится о том, где мы находимся и куда мы, возможно, будем двигаться в исследовании солнечных нейтрино. Стиль и содержание этой главы подходят для общего коллоквиума для студентов и научных работников в области физических наук. Заключительный раздел этой главы содержит неформальные ответы на вопросы о солнечных нейтрино, которые мне часто задают.

Гл. 2-9 дают основу для предсказаний в экспериментах с солнечными нейтрино. Здесь излагается теория звездной эволюции, рассматриваются модели Солнца, термоядерные реакции, нейтринные сечения, оценки полных неопределенностей в значениях расчетных нейтринных потоков и предлагаются объяснения, которые выходят за рамки стандартной модели электрослабых взаимодействий.

В гл. 10-14 описываются ныне проводимые или активно разрабатываемые эксперименты с солнечными нейтрино.

В гл. 15 мы представим результаты теории звездного коллапса и опишем нейтринные телескопы, используемые при изучении образования нейтронных звезд. Эти обсуждения основаны на наблюдательных данных по яркой сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке.

В гл. 16 намечаются перспективы продвижения вперед в следующем десятилетии, а также основные нерешенные проблемы.

Приложение I представляет собой перепечатку неформальной статьи о разработке проблемы солнечных нейтрино, которая первоначально была написана Р. Дэвисом мл. и мною для юбилейного сборника, выпущенного в честь В. Фаулера.

Чтобы читателям было легче ориентироваться в исследовательской литературе, в конце книги я привел список ряда наиболее доступных научных публикаций, в которых приводятся дальнейшие подробности. Предметный указатель, помещенный в самом конце книги, обширен и должен помочь научным работникам и исследователям находить обсуждение конкретных вопросов, которые часто появляются в нескольких разных контекстах и главах. Библиографические примечания, приводимые в конце каждой главы, предназначены для тех, кто любит читать оригинальные работы, чтобы узнать,

как мы добрались туда, где находимся сейчас. Испытываешь особое волнение, когда читаешь работу, в которой впервые представляются новые результаты или новые идеи.

Чтобы получить более подробное представление о содержании этой книги, можно прочитать небольшие разделы "Краткое содержание", имеющиеся в начале всех глав. Взятые вместе, эти разделы представляют в сжатой форме содержание книги — нечто вроде книги в книге. Общий взгляд, представленный в гл. 1, и эти разделы достаточны, чтобы их использовали сами по себе как введение в нейтринную астрофизику в курсах для студентов по физике или астрономии.

Нейтринная астрофизика особенно увлекательна благодаря тому, что в ней фундаментальные вопросы одной области физики увязываются с конкретными данными другой. Я надеюсь, что вы испытаете в какой-то мере подобное удовольствие, переходя от того, что вы хорошо знаете, к тому, чего не знаете совсем.

Ознакомьтесь сначала с теми главами, которые вам априори будут интересны и в которых вы наверняка будете хорошо разбираться. Возможно, вы уже знаете что-то такое, что приведет к дальнейшему развитию данного предмета. Физики-ядерщики, возможно, пожелают сконцентрировать внимание первоначально на гл. 3 (термоядерные реакции) и гл. 7 (неопределенности в предсказанных потоках солнечных нейтрино). Теоретики, работающие в ядерной физике и физике элементарных частиц, возможно, пожелают внимательно прочитать гл. 8 (нейтринные сечения). Существует много граней проблемы слабых взаимодействий, которые можно подвергнуть самой простой проверке, используя то большое расстояние ( $10^8$  км), которое разделяет источник и мишень в экспериментах с солнечными нейтрино. Физики, интересующиеся слабыми взаимодействиями, пожелают прочитать гл. 9 (объяснения явлений в физике элементарных частиц). Экспериментаторы с опытом работы в ядерной физике или физике элементарных частиц захотят ознакомиться с гл. 13 и 14 (где обсуждаются применения современных электронных детекторов при исследовании солнечных нейтрино), тогда как у химиков будет особый интерес к гл. 10-12, в которых рассматриваются детекторы, где важная роль принадлежит химии. Астрономы найдут уместным ознакомиться с обсуждениями, приведенными в гл. 2 (звездная эволюция), в гл. 4 и 5 (стандартные и нестандартные модели Солнца) и гл. 15 (звездные коллапсы). Исследователи, работающие в любой из смежных областей (физике, астрономии, химии

или геофизике), могут найти полезной сводку нерешенных проблем, приведенных в гл. 16.

Проблема солнечных нейтрино привлекла к себе внимание сотен исследователей, внесших существенные вклады в изучение различных аспектов предмета. Потребовалось много исследований, чтобы определить все, что с ней связано, и чтобы обрисовать наиболее вероятные направления дальнейшего прогресса. Те, кто выполнял эту работу, знают друг о друге и могут гордиться тем, что ими достигнуто. Чтобы дать здесь адекватное описание индивидуальных вкладов наиболее существенных работ, для каждой из этих областей потребовалась бы отдельная книга. Но я не делал таких попыток, так как это сильно увеличило бы объем книги и не сделало бы ее более полезной для студента и активного исследователя.

Здесь есть три исключения. Предмет солнечных нейтрино не существовал бы без Рэя Дэвиса. В течение двух десятилетий его эксперимент с  $^{37}\text{Cl}$  дразнил, воодушевлял и озадачивал ученых в разных областях науки. Я в долгу перед Р. Дэвисом за четверть века стимулирующего влияния, которое он оказывал на меня. Вилли Фаулер, который первым ввел меня в ядерную астрофизику, был для меня постоянным источником мудрости и увлекательных руководящих идей. Надежная экспериментальная база ядерной астрофизики, важная для понимания солнечных нейтрино, своим существованием обязана в основном научной интуиции и энтузиазму Вилли. Роджер Улрик был в течение двух десятилетий очень ценным соучастником в разработке моделей Солнца. Он всегда соединял высочайшие стандарты точности численных расчетов со стремлением к наилучшему возможному физическому описанию, каковы бы ни были при этом затраты его собственного и компьютерного времени.

Многие мои друзья прочитали отдельные главы в этой книге и внесли свои исправления. Их благородные усилия значительно улучшили научное содержание и изложение. Текст книги подготовил к печати на языке TEX Б. Шувер — с большим искусством, преданностью делу, эстетическим чувством, а также с неизменно бодрым настроением, благодаря чему процесс написания был удовольствием для меня.

## Заглавие

Почему эта книга называется “Нейтринная астрофизика”, а не “Солнечные нейтрино”? Этот заголовок является выражением скорее надежды, чем содержания книги, поскольку основная часть подробно-

го обсуждения относится к солнечным нейтрино. Однако многие методы, используемые в астрономии солнечных нейтрино, применимы к наблюдению нейтрино от более удаленных источников. В настоящее время единственный астрономический источник, помимо Солнца, который можно было наблюдать в нейтринном излучении, — это сверхновая SN 1987A. От нее было зарегистрировано около 20 нейтрино. За последнюю четверть века было обнаружено примерно  $10^3$  нейтрино от Солнца. Распространение астрономии солнечных нейтрино на более удаленные источники — трудная задача, но наблюдения SN 1987A дали этому историческое начало. По мере того как экспериментальные методы, описываемые в этой книге, будут развиты далее и сделаны более чувствительными, а также по мере того как будут исследованы новые (теоретические и экспериментальные) идеи, горизонты наблюдения нейтринной астрофизики могут расширяться, и книга, которая станет преемником этой, вероятно, приобретет другой характер, причем, возможно, за время столь непродолжительное, как десять или двадцать лет.

Нейтринное охлаждение обычных звезд (но не Солнца) не обсуждается в этой книге, потому что нет известного способа регистрации нейтринного фона столь низкой интенсивности. Поток нейтрино от охлаждающихся звезд чрезвычайно слаб по той же причине, по которой ночное небо является темным, — все другие звезды гораздо дальше от нас, чем Солнце. Точно так же здесь не рассматриваются нейтрино от Большого Взрыва. Они многочисленны, но их энергия слишком мала, чтобы эти нейтрино можно было обнаружить с помощью существующих методов. Нейтрино, связанные с охлаждением звезд и с Большим Взрывом, играют важную роль в физике и астрономии. К счастью, они рассматриваются в ряде прекрасных обзоров.

Нейтрино с чрезвычайно высокими энергиями от известных источников рентгеновского излучения в нашей Галактике или от светящихся внегалактических источников также не рассматриваются здесь, поскольку неясны механизмы их образования.

Нейтрино, испускаемые при коллапсе звезды, можно обнаружить; они являются предметом многих детальных вычислений. Нейтрино от звездного коллапса мы рассматриваем в гл. 15.

## Почему сейчас?

Физика солнечных нейтрино претерпевает революционный скачок от одного-единственного эксперимента к многочисленным эксперимен-

там. Соответствующая теоретическая работа как в астрофизике, так и в физике элементарных частиц все более расширяется. Когда все изменяется так быстро, читатель вполне может спросить: правильно ли выбрано время для книги по нейтринной астрофизике?

Я думаю, что ответ должен быть “да”. Книга эта предназначена для того, чтобы сделать расширение исследований более значительным благодаря единому рассмотрению этой области.

Предмет солнечных нейтрино имеет много кажущихся независимых аспектов — как теоретических (включающих ядерную физику, атомную физику и физику элементарных частиц, а также и эволюцию звезд), так и экспериментальных (связанных с химией, ядерной физикой, геохимией и астрономией). В этой книге результаты, полученные во всех этих областях, объединены. Хотя проводилось много обсуждений на конференциях (включая несколько опубликованных трудов конференций, посвященных солнечным нейтрино) и напечатаны тысячи статей, написанных о солнечных нейтрино, пока еще не было книги, в которой увязывались бы разные аспекты предмета.

## Тема

Тема этой книги состоит в том, чтобы показать взаимосвязь между теорией и данными наблюдений солнечных нейтрино и нейтрино от сверхновых звезд. Переплетение моделей и данных измерений встроено в сам способ нашего самовыражения в нейтринной астрофизике. Например, вряд ли многие читатели могли бы сказать, не прочитав гл. 10, сколько захватов нейтрино в день наблюдается в эксперименте с  $^{37}\text{Cl}$ , но гораздо больше читателей могут назвать приблизительно число SNU (единиц солнечных нейтрино), которые предсказываются и обнаруживаются. Являясь примером этой связи между теорией и наблюдением, единица SNU была введена в качестве удобного способа охарактеризовать как экспериментальные скорости захвата нейтрино, так и теоретические предсказания. SNU есть произведение плотности потока солнечных нейтрино (измеренного или расчетного) на расчетные сечения взаимодействия нейтрино<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> *Примечание исторического характера:* единица SNU (произносится “сню”) была введена как каламбур, чего, к счастью, не заметил редактор *Physical Review Letters* (см. примечание 10 статьи Бакала [41]). Численно величина SNU равна  $10^{-36}$  событий на 1 атом мишени в 1 с. Эта единица весьма удобна для описания результатов, связанных с детекторами, такими, как радиохимические  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{71}\text{Ga}$ , у которых пороги энергии фиксированы.

Исторически “проблема солнечных нейтрино” возникла как разница (в SNU) между наблюдаемой и предсказанной скоростями захвата в эксперименте с  $^{37}\text{Cl}$ . Эти экспериментальные данные интересны тем, что они подтверждают или отвергают предсказания принятых теоретических моделей. Например, проблемы солнечных нейтрино не было бы, если бы теоретические результаты могли иметь значение между 1 и 10 SNU, что включало бы экспериментальное значение 2 SNU. В то же время основной интерес к точным моделям внутреннего строения Солнца был обусловлен возможностью их прямой проверки в экспериментах с солнечными нейтрино.

Связь между теорией и наблюдением различна в некоторых областях астрономии и физики. Здесь без заранее имевшейся концептуальной модели были сделаны открытия, имеющие фундаментальные следствия. В современной астрономии пульсары, квазары и источники рентгеновского излучения могут служить примером “тихих” открытий огромной теоретической важности. В физике открытие мюона, тау-частицы и высокотемпературной сверхпроводимости показывает, как экспериментальные результаты могут изменить наше представление о соответствующей области физики без каких-либо проделанных заранее теоретических вычислений. В нейтринной же астрофизике — лучше это или хуже — теория и эксперимент связаны между собой.

Теоретические разделы этой книги концентрируют внимание на проверяемых предсказаниях, а экспериментальные — на потенциальных возможностях, которые разные измерения представляют для проверки противостоящих теоретических моделей.

Принстон, шт. Нью-Джерси  
Декабрь 1988 г.

*Джон Н. Бакал*

# 1. Общий обзор

---

## Краткое содержание

Как светит Солнце? Есть ли масса у нейтрино? Могут ли солнечные нейтрино быть использованы для проверки теории звездной эволюции, а также для проверки единой теории сильных, слабых и электромагнитных воздействий? Это лишь некоторые из вопросов, которые стимулируют изучение нейтринной астрономии.

Нейтрино представляет собой слабовзаимодействующую частицу, которая движется со скоростью света и имеет собственный угловой момент, равный  $(1/2) (\hbar/2)$ . Нейтрино рождаются на Земле в процессах естественной радиоактивности, в ядерных реакторах и в ускорителях высоких энергий. На Солнце нейтрино образуются в слабых взаимодействиях, которые происходят во время термоядерного синтеза. Существует три известных типа нейтрино, причем каждое из них ассоциируется с массивным лептоном, участвующим в слабых, электромагнитных и гравитационных, но не в сильных взаимодействиях. Известные лептоны — это электроны, мюоны и тау-частицы (в порядке возрастания их масс покоя).

Нейтринная астрономия интересна по той же причине, по которой она и трудна. Из-за того что нейтрино слабо взаимодействуют с веществом, они могут долетать до нас из недоступных для исследования областей, где навсегда задерживаются традиционные посланники астрономии — фотоны. Поэтому с помощью нейтрино мы можем заглянуть внутрь звезд и непосредственно исследовать энергетические процессы, которые протекают только в их недрах. Мы можем

изучать внутреннее строение Солнца или ядра коллапсирующей звезды по мере того, как она образует сверхновую.

Для наблюдения астрономических нейтрино требуются большие детекторы, обычно массой в сотни или тысячи тонн. Эти детекторы должны быть помещены глубоко под землей, чтобы избежать путаницы между редкими событиями от астрономических нейтрино и фоновыми событиями, вызванными частицами космических лучей и продуктами их взаимодействий, которые довольно обычны у поверхности Земли.

В течение двух десятилетий единственный достаточно эффективный эксперимент по обнаружению солнечных нейтрино давал результаты, противоречащие самым точным теоретическим вычислениям. Этот конфликт между теорией и наблюдением, который недавно был подтвержден новым экспериментом, известен под названием **проблемы солнечных нейтрино**.

О Солнце известно больше, чем о любой другой звезде, и вычисления нейтринного излучения из недр Солнца можно выполнить с относительно высокой точностью. По этой причине расхождение между теорией и результатом экспериментов по солнечным нейтрино озадачило (и обеспокоило) астрономов, которые хотят, наблюдая за нейтрино, лучше понять то, как светят Солнце и другие звезды. Проблема солнечных нейтрино могла бы стать ключом к чему-то новому под Солнцем.

Нейтрино, излучаемые Солнцем и сверхновыми, дают такие пучки частиц для исследования слабых взаимодействий по энергии или времени, которые не могут быть достигнуты в традиционных лабораторных экспериментах. Поскольку нейтрино от Солнца и сверхновых прежде, чем достигнуть Земли, проходят астрономические расстояния, эксперименты, выполняемые с этими пучками частиц, чувствительны к проявлениям слабых взаимодействий, требующих больших длин пробега для того, чтобы медленные эффекты этих взаимодействий успели произойти. Эффекты крошечных нейтринных масс ( $\gtrsim 10^{-6}$  эВ), которые невозможно измерить в лаборатории, тоже можно изучать с помощью солнечных нейтрино.

В гл. 1 дается общий обзор основных сторон проблемы солнечных нейтрино: излагается ныне проверяемая теория; описываются эксперименты, которые показывают, что измеренный поток нейтрино от Солнца отличен от расчетного значения, а также некоторые новые эксперименты, подготавливаемые для решения этой проблемы, и отмечаются некоторые из возможных объяснений этого расхождения. В последнем ее разделе приводятся ответы на вопросы, кото-

рые часто задают на общих коллоквиумах по солнечным нейтрино.

Обсуждение в этой главе и в большей части книги сосредоточено на солнечных нейтрино, так как Солнце является единственным наблюдаемым постоянным источником нейтрино. Однако экспериментальные методы изучения солнечных нейтрино и нейтрино от сверхновых одни и те же, а многие теоретические соображения являются сходными. Поэтому в гл. 15 результаты, полученные в предыдущих главах, применяются для объяснения нейтринной астрономии звездного коллапса, причем особое внимание уделяется недавнему взрыву сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке.

### 1.1. Где мы находимся?

Проблему солнечных нейтрино можно сформулировать просто. Как теоретические результаты, так и результаты наблюдения выражаются в единицах солнечных нейтрино SNU. Единица SNU равна произведению характерного расчетного потока солнечных нейтрино ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) на теоретическое сечение нейтринного поглощения ( $\text{см}^2$ ). Следовательно, SNU есть единица числа событий на атом мишени в 1 с; для удобства она выбрана равной  $10^{-36} \text{ с}^{-1}$ .

Предсказанная частота событий захвата солнечных нейтрино в мишени  $^{37}\text{Cl}$  равна

$$\text{Предсказанная частота событий} = (7,9 \pm 2,6)\text{SNU}, \quad (1.1a)$$

где в качестве ошибки указан “полный теоретический интервал”, отвечающий неопределенности в три стандартных отклонения ( $3\sigma$ ) для всех измеренных исходных параметров. Частота событий, зарегистрированная Р. Дэвисом и его сотрудниками с помощью хлорного радиохимического детектора, составляет

$$\text{Наблюдаемая частота событий} = (2,1 \pm 0,9)\text{SNU}, \quad (1.1b)$$

где ошибка тоже соответствует неопределенности  $3\sigma$ .

Расхождение между предсказанной и наблюдаемой частотами событий и составляет проблему солнечных нейтрино. У этой проблемы нет общепринятого решения, хотя был предложен ряд интересных объяснений.

Расхождение между вычислениями и наблюдениями было недавно подтверждено независимым методом на японском детекторе Ка-

миоканде II по рассеянию нейтрино на электронах. Предварительный результат Камиоканде II показывает, что

$$\frac{\phi_{\text{набл}}}{\phi_{\text{теор}}} = 0,45 \pm 0,15, \quad (1.2)$$

где  $\phi$  — поток редких  $^8\text{B}$ -солнечных нейтрино, обсуждаемых ниже (см. табл. 1.1, разд. 1.4), а указанная ошибка равна  $1\sigma$ .

Предсказания, использованные в выражениях (1.1) и (1.2), справедливы для объединенной стандартной модели, т. е. стандартной модели теории электрослабого взаимодействия (Глэшоу, Вайнберга и Салама) и стандартной модели Солнца. По всей книге выражение “стандартная модель” будет означать объединенную стандартную модель.

### 1.2. Почему это нас волнует?

Центральный вопрос исследования солнечных нейтрино легко сформулировать. Связана ли проблема солнечных нейтрино с неизвестными свойствами нейтрино или с тем, что нам недостаточно понятна структура недр Солнца? Другими словами, что это — новая физика или ошибочная астрофизика?

Многие физики интересуются экспериментами с солнечными нейтрино, потому что эти наблюдения представляют возможность исследовать слабые взаимодействия с уникальной чувствительностью, соответствующей разности квадратов нейтринных масс порядка  $\Delta m^2 \geq 10^{-12} \text{ эВ}^2$ . Эксперименты, использующие Солнце как источник нейтрино, более чувствительны к смещению квантовых состояний, чем соответствующие лабораторные эксперименты, из-за большого расстояния между источником на Солнце и мишенью на Земле, а также из-за относительно низкой энергии солнечных нейтрино (от  $\sim 1$  до  $10 \text{ МэВ}$ ). В экспериментах с солнечными нейтрино слабые взаимодействия имеют больше собственного времени для проявления своих эффектов, чем это имеет место в земных экспериментах. Потенциальное увеличение чувствительности по сравнению с возможными лабораторными или атмосферными экспериментами составляет примерно семь порядков величины по  $\Delta m^2$ .

В стандартной модели электрослабых взаимодействий все нейтринные массы в точности равны нулю, но эти массы могут иметь сильно различающиеся значения в расширенных моделях. На основе объединенных моделей для сильного, слабого и электромагнитного

взаимодействий были сделаны оценки нейтринных масс. Опубликованные значения колеблются от  $\Delta m^2 \sim 10^2 \text{ эВ}^2$  до  $\sim 10^{-12} \text{ эВ}^2$ . В большей части этого интервала единственным известным способом проверки теоретических моделей являются эксперименты с солнечными нейтрино.

С точки зрения астрономии эксперименты с солнечными нейтрино служат строгой проверкой теорий генерации ядерной энергии внутри звезд и теории звездной эволюции. Такая проверка независима от многих из тех неопределенностей, которые усложняют сравнение теории с наблюдениями поверхностей звезд. Например, конвекция и турбулентность обычно считаются важными вблизи поверхностей звезд, но несущественными в их недрах. К тому же эффекты вращения и влияние магнитных полей, что очень трудно смоделировать, делают анализ наблюдений звездных поверхностей еще более сложным.

Наблюдения солнечных нейтрино дают основания для критической проверки теории звездной эволюции. О Солнце мы знаем больше, чем о других звездах. Мы знаем его массу, светимость, химический состав его поверхности и его возраст гораздо точнее, чем соответствующие параметры любой другой звезды. Кроме того, Солнце все еще находится на самой простой стадии звездной эволюции. Согласно стандартной теории, это звезда среднего возраста **главной последовательности**, спокойно сжигающая водород без бурной или быстрой эволюции. Таким образом, можно ожидать, что мы способны рассчитывать процессы на Солнце точнее, чем поведение менее известных нам быстро эволюционирующих звезд.

В качестве возможных решений проблемы солнечных нейтрино были предложены модификации теории звездной эволюции. Ни одно из этих решений не согласуется полностью с хорошо установленными фактами физики. Однако эти модификации показывают, что является спорным вопросом в астрономии. Опубликованные астрономические решения меняют общепринятые представления о том, как развиваются звезды, — представления, на которых астрономы основываются каждый день в своих исследованиях. При истолковании результатов астрономических наблюдений (сделанных на основе регистрации фотонов) и при построении астрономических теорий мы используем теорию звездной эволюции для определения возраста звезд, для интерпретации их химического состава, для выводов относительно эволюции галактик и для установления пределов на химический состав первичного вещества Вселенной. Каждый из этих основных астрономических аспектов ставится под сомнение по край-

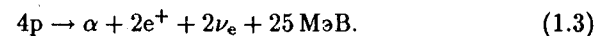
ней мере одним из предлагаемых решений проблемы солнечных нейтрино.

Для того чтобы читатель мог начать формировать свое мнение по этим вопросам, в следующих трех разделах качественно суммируются те аспекты теории звездной эволюции, которые необходимы для предсказания ожидаемой скорости событий в эксперименте с солнечными нейтрино.

### 1.3. Эволюция звезд

Чтобы понять проблему солнечных нейтрино, нужно знать основные положения теории звездной эволюции, которые используются при построении моделей Солнца. В гл. 2 резюмируется теория звездной эволюции, а в гл. 4 описывается стандартная модель Солнца. Этот раздел представляет некоторые из наиболее важных моментов, описываемых в гл. 2 и 4. Нестандартные модели Солнца обсуждаются в гл. 5.

Считается, что Солнце имеет сферическую форму и эволюционировало квазистатически (от одной приблизительно равновесной конфигурации к другой приблизительно равновесной конфигурации) за время около  $5 \cdot 10^9$  лет. Эволюция проявляется в том, что с поверхности звезды уходят фотоны и это компенсируется сгоранием протонов, которые в ядре Солнца превращаются в  $\alpha$ -частицы. Полная реакция может быть записана в виде



Протоны превращаются в  $\alpha$ -частицы, позитроны и нейтрино с высвобождением примерно 25 МэВ тепловой энергии на каждые четыре сожженных протона. Превращение четырех протонов в  $\alpha$ -частицу называется **окончанием** цепочки экзотермических реакций, составляющих ядерный синтез. Тепловая энергия, поддерживаемая ядерным синтезом, в конце концов уходит с поверхности Солнца в виде солнечного света.

В недрах Солнца энергия переносится главным образом фотонами, а это означает, что непрозрачность вещества к излучению играет важную роль. Давление, благодаря которому сохраняются размеры и форма Солнца, создается в основном тепловым движением электронов и ионов.

Некоторые из основных приближений, используемых при построении стандартных солнечных моделей, заслуживают особого внима-

ния, поскольку играют фундаментальную роль в вычислениях. Эти приближения были тщательно исследованы, чтобы обнаружить возможные источники отклонения от стандартного сценария.

1. **Гидростатическое равновесие.** Считается, что Солнце находится в гидростатическом равновесии, т. е. давления излучения и частиц в точности уравновешивают в этой модели силу тяжести. С точки зрения наблюдений это можно считать замечательным приближением, поскольку серьезное отклонение от гидростатического равновесия вызвало бы коллапс (или расширение) Солнца за время свободного падения менее 1 ч.

2. **Перенос энергии фотонами или конвекцией.** В глубоких недрах, где рождаются нейтрино, перенос энергии осуществляется главным образом за счет диффузии фотонов. Расчетный коэффициент радиационной непрозрачности является важнейшим фактором при построении моделей, и он был предметом детального исследования в ряде недавних работ.

3. **Генерация энергии в ядерных реакциях.** Первичный источник энергии для излученных фотонов и нейтрино — это ядерный синтез, хотя при этом также учитываются малые эффекты гравитационного сжатия (или расширения).

4. **Изменения распространенности элементов, вызванные исключительно ядерными реакциями.** Предполагается, что первоначально солнечные недра были химически однородными. В областях модели звезды, устойчивых к конвекции вещества, изменения локальной распространенности отдельных изотопов происходят только благодаря ядерным реакциям.

**Стандартная солнечная модель** является конечным продуктом развития ряда моделей. Расчет модели начинается с описания звезды главной последовательности, имеющей однородный состав. Водород горит в ядре звезды и обеспечивает как ее светимость, так и тепловое давление, которое уравновешивает силу тяжести звезды. Последовательные модели рассчитываются с учетом изменений состава, вызванных ядерными реакциями, а также слабой эволюцией других параметров — таких, как поверхностная светимость и распределение температуры внутри звезды. В моделях, которые описывают более поздние стадии в эволюционной последовательности, принимается неоднородный состав. В модели современного Солнца массовая доля водорода в самых глубоких недрах составляет примерно половину (первоначальной) на поверхности.

Удовлетворительная модель Солнца представляет собой решение уравнений эволюции, которое удовлетворяет как граничным услови-

ям в пространстве, так и начальным во времени. Отыскивается модель с фиксированной массой  $M_{\odot}$  с полной светимостью (в фотонах)  $L_{\odot}$  и внешним радиусом  $R_{\odot}$ , которые получаются по прошествии времени  $4,6 \cdot 10^9$  лет (нынешний возраст Солнца, точно определенный по возрасту метеоритов). Приняв некие начальные значения химического состава и энтропии, проводят итерации до тех пор, пока не получится точное описание Солнца в современную эпоху. Решение уравнений эволюции определяет начальные значения массовых долей водорода, гелия и тяжелых элементов, современное распределение физических величин внутри Солнца, спектр частот акустических колебаний, наблюдаемых на поверхности Солнца, и нейтринные потоки.

Физические условия в солнечных недрах, где рождаются нейтрино, отличаются от привычных представлений, но не настолько, чтобы мы могли предположить, что соответствующая физика преподносит важные сюрпризы. Температура в центре составляет  $15 \cdot 10^6$  К (что соответствует кинетической энергии немногим более 1 кэВ), а плотность в центре приблизительно равна  $150 \text{ г/см}^3$ . Насколько известно, физика газообразных (в основном невырожденных) солнечных недр относительно проста. Вычисления по стандартной модели Солнца предусматривают поправки в уравнение состояния, которые возникают из-за вырождения электронов и плазменных эффектов, но эти поправки малы и не оказывают существенного влияния на предсказанные значения нейтринных потоков.

Начальный химический состав предполагается приблизительно одинаковым по всему Солнцу; считают также, что современный состав поверхности Солнца отражает первоначальное отношение тяжелых элементов и водорода. Поверхность Солнца слишком холодна для того, чтобы ядерные реакции могли существенно изменить этот состав. Несколько авторов обсуждали возможное решение проблемы солнечных нейтрино, в котором исходный химический состав был очень неоднородным. Однако никому еще не удалось построить теоретическую модель, не противоречащую всем известным наблюдениям, в которой первоначальный химический состав был бы сильно неоднородным.

Расчет стандартной солнечной модели начинается с оценки начальной доли полной массы звезды, существовавшей в виде водорода. Измерения, основанные на наблюдении поверхности, дают лишь отношения распространенностей элементов, более тяжелых, чем гелий, к распространенности водорода. Распространенность же гелия на солнечной поверхности невозможно измерить точно. Рассматри-



вается квазистатическая эволюция параметров модели с учетом изменений в химическом составе и количества энергии, освобождаемой в ядерных реакциях. Точность, с которой должны быть проведены вычисления внутренних процессов, гораздо выше, чем для большинства других применений теории звездной эволюции, поскольку измерения нейтрино непосредственно связаны с процессами, идущими в солнечных недрах, и поскольку расчетные потоки чувствительны к внутренним физическим условиям.

Согласно граничному условию на светимость, модельная светимость в настоящее время должна быть равна наблюдаемой светимости Солнца; это условие оказывает сильное влияние на расчетные нейтринные потоки. Причиной является то, что как светимость, так и нейтринные потоки обусловлены ядерными реакциями в солнечном ядре.

Рядом исследовательских групп были разработаны эволюционные схемы, которые при урегулировании различий в исходных параметрах дают одинаковые с точностью  $\sim 10\%$  и выше индивидуальные потоки солнечных нейтрино.

Как для Солнца, так и для других звезд теория звездной эволюции находится в удовлетворительном согласии с обычными астрономическими наблюдениями. Некоторые основные результаты вычислений по стандартной солнечной модели таковы: модельная светимость, которая увеличивается на 40% за те пять миллиардов лет, что Солнце светит, вычисленная начальная доля гелия по массе, равная  $Y = 0,27$ , а также полный спектр колебаний  $p$ -моды (давления), наблюдаемый разными способами на поверхности Солнца. Стандартная солнечная модель дает удовлетворительное (хотя, конечно, неполное) описание того, что известно о Солнце из фотонных наблюдений.

Принятая модель конвекции существенно не влияет на предсказанные потоки солнечных нейтрино, поскольку при вычислениях предполагается, что глубокие слои Солнца находятся в излучательном равновесии, а физические условия в глубоких недрах по этой модели практически не зависят от способа описания солнечной поверхности. Наблюдения фотонов часто чувствительны к тому, что происходит во внешних (менее изученных) конвективных слоях Солнца.

Теория звездной эволюции имеет на своем счету ряд успехов. Наиболее фундаментальным достижением является установление теоретического соотношения между массой звезды и ее фотонной светимостью, которое согласуется с наблюдениями в интервале масс, изменяющихся почти на два порядка (шесть порядков величины по

светимости). Кроме того, теория успешно объясняет распределение известных звезд в плоскости светимость — температура или светимость — цвет. Поскольку большая часть наблюдаемой плоскости “светимость — цвет” (т. е. диаграммы Герцшпрунга — Рассела, или  $H - R$ -диаграммы) пуста, описание положений известных звезд с помощью обычных моделей является крупным достижением. Расчетные частоты колебаний поверхности Солнца согласуются с наблюдаемыми значениями с точностью выше 1%, что является огромным успехом теории даже не смотря на то, что на уровне десятых долей процента существуют расхождения (которые, возможно, возникают из-за процессов, несущественных для проблемы солнечных нейтрино).

Самое большое достижение теории звездной эволюции настолько ошеломляюще, что его обычно не замечают. Астрономы привычно используют эту теорию при интерпретации астрономических наблюдений физических и химических характеристик отдельных звезд самых разных типов в различных средах, как в соседних, так и в далеких галактиках. Теория звездной эволюции успешно очертила рамки обсуждения этих традиционных астрономических наблюдений без явных непоследовательностей.

Последним штрихом этого краткого обзора теории звездной эволюции является то, что только хлорный ( $^{37}\text{Cl}$ ) эксперимент, а также совсем недавно проведенный эксперимент Камиоканде II не согласуются со стандартной теорией. Но даже это расхождение может быть лишь кажущимся. Согласно популярному сценарию, объясняющему проблему солнечных нейтрино (у которого имеется множество вариантов), солнечные нейтрино действительно образуются в количестве, предсказанном стандартной моделью, но не достигают Земли в том виде, в котором покидают источник. Если с нейтрино что-то происходит в недрах Солнца или на пути к Земле, то стандартная солнечная модель, может быть, и верна, а эксперименты с солнечными нейтрино, возможно, говорят нам что-то новое о распространении нейтрино на большие расстояния.

## 1.4. Выделение ядерной энергии и потоки нейтрино

Солнце светит благодаря превращению протонов в  $\alpha$ -частицы. Нынешняя светимость Солнца обеспечивается тем, что каждую секунду сгорает около 600 млн. тонн водорода. Физики-ядерщики работали

полстолетия, чтобы определить детали этой трансформации.

Основные реакции горения атомных ядер на Солнце показаны в табл. 1.1; они представляют собой энергообразующую **протон-протонную цепь**. В таблице указана также относительная частота каждой реакции по стандартной солнечной модели. В гл. 3 подробно описывается как  $pp$ -цепь, так и менее важный (для Солнца) **цикл CNO**. В цикле CNO синтез четырех протонов для образования  $\alpha$ -частицы происходит через реакции, в которых образуются углерод, азот и кислород.

Фундаментальным процессом в образовании энергии на Солнце является протон-протонная ( $pp$ ) реакция. В  $pp$ -реакции  $\beta$ -распад протона по соседству с другим протоном образует связанную систему, а именно дейтерий ( $^2\text{H}$ ). Эта реакция (1а в табл. 1.1) порождает значительную часть солнечных нейтрино. Однако энергии этих  $pp$ -нейтрино ниже порога регистрации в экспериментах с  $^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II. Эксперименты с  $^{71}\text{Ga}$ , которые проводятся в Советском Союзе и Европе, прежде всего чувствительны к нейтрино от  $pp$ -реакции. Значительно реже цепочку реакций начинает трехчастичная реакция, в которой принимают участие два протона и электрон. Хотя относительная частота этой реакции (номер 1б в табл. 1.1) составляет всего лишь одно событие из 250, энергия образованного нейтрино больше на эквивалент двух электронных масс, что поднимает ее выше порога регистрации в хлорном эксперименте. Дейтрон, рождаемый любой из инициирующих реакций, быстро сгорает в реакции ( $p, \gamma$ ), которая дает  $^3\text{He}$  (реакция 2 в табл. 1.1). Реакции 1а и 2 протекают почти во всех конечных реакциях  $pp$ -цепи на Солнце; реакция 1б происходит лишь изредка, приблизительно в 0,4% всех конечных  $pp$ -реакций. Многообразие и сложность  $pp$ -цикла начинаются на следующей стадии.

Основную часть времени (85% в стандартной модели Солнца) протон-протонная цепь заканчивается тем, что два ядра  $^3\text{He}$  сливаются и образуют  $\alpha$ -частицу и два протона (реакция 3 в табл. 1.1). В этой преобладающей моде не образуется никаких дополнительных нейтрино.

Примерно в 15% всего времени ядро  $^3\text{He}$  захватывает уже существующую  $\alpha$ -частицу с образованием  $^7\text{Be}$  и  $\gamma$ -кванта (реакция 4). Нейтрино, образованные именно в результате этого процесса, прежде всего обнаруживаются в эксперименте с  $^{37}\text{Cl}$ . Почти всегда ядро  $^7\text{Be}$  испытывает электронный захват, обычно поглощая электрон из непрерывного спектра ионизованных электронов (реакция 5). Эта ветвь рождает нейтрино с энергиями 0,9 МэВ (90% всего вре-

**Таблица 1.1. Протон-протонная цепь на Солнце.** Среднее число  $pp$ -нейтрино, рожденных в цикле, составляет 1,85. Для всех других источников нейтрино их среднее число на конечную реакцию равно процентной доле конечной реакции, деленной на 100

Реакция	Номер	Конечная реакция <sup>а)</sup> %	Энергия $\nu$ , МэВ
$p + p \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ или	1а	100	$\leq 0.420$
$p + e^- + p \rightarrow ^2\text{H} + \nu_e$	1б (per)	0.4	1.442
$^2\text{H} + p \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	2	100	
$^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$ или	3	85	
$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$	4	15	
$^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%) 0.861 (10%) 0.383
$^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$ или	6	15	
$^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$	7	0.02	
$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	< 15
$^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ или	9	0.02	
$^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10 (hep)	0.00002	$\leq 18.77$

<sup>а)</sup> Процентное соотношение конечной реакции — это доля конечных реакций протон-протонной цепи  $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$ , в которой имеет место каждая такая реакция. Результаты усредняются по модели современного Солнца. Так как почти во всех конечных реакциях рождается по меньшей мере одно  $pp$ -нейтрино, а в нескольких конечных реакциях рождаются одно  $pp$ - и одно  $per$ -нейтрино, то общее число конечных  $pp$ - и  $per$ -реакций превышает 100%.

мени), которые дают небольшой (но не пренебрежимо малый) вклад в скорость захвата, предсказанную стандартной моделью для  $^{37}\text{Cl}$ - и  $^{71}\text{Ga}$ -детекторов. Сейчас нет экспериментов, которые выделяли бы вклад нейтрино от  $^7\text{Be}$ , хотя некоторые предложения по созданию практически осуществимых детекторов уже были сделаны.

Большая часть предсказанных событий в хлорном эксперименте происходит от тех редких конечных реакций, в которых  ${}^7\text{Be}$  захватывает протон с образованием радиоактивного  ${}^8\text{B}$  (реакция 7). Ядро  ${}^8\text{B}$  распадается, образуя нестабильное ядро  ${}^8\text{Be}$ , и в конечном итоге получаются две  $\alpha$ -частицы, позитрон и нейтрино. Максимальная энергия нейтрино из распада  ${}^8\text{B}$  меньше 15 МэВ. Хотя реакции с участием  ${}^8\text{B}$  происходят лишь однажды на каждые 5000 pp-цепочек, доля этой редкой моды преобладает в полных расчетных частотах событий для экспериментов с  ${}^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II.

Вклад от  ${}^8\text{B}$  наиболее важен в случае  ${}^{37}\text{Cl}$ , поскольку нейтрино от этого источника имеют достаточную энергию, чтобы возбудить сверхразрешенный переход между основным состоянием  ${}^{37}\text{Cl}$  и аналоговым возбужденным состоянием  ${}^{37}\text{Ar}$  (которое очень напоминает основное состояние  ${}^{37}\text{Cl}$ ). Ни одно из нейтрино, принадлежащих к более многочисленной группе, не обладает энергией, достаточно высокой, чтобы вызвать этот сильный аналоговый переход. Теоретические вычисления показали, что чувствительность к регистрации  ${}^8\text{B}$ -нейтрино возрастает примерно в 20 раз благодаря переходам в возбужденные состояния. Этот результат был подтвержден прекрасными ядерно-физическими экспериментами по изотопному квартету ядерной системы с массовым числом 37.

Последняя реакция в табл. 1.1 (реакция 10) происходит крайне редко — приблизительно 2 раза на каждые  $10^7$  конечных реакций pp-цепочек. Тем не менее нейтрино, образующиеся в этой реакции, можно, по-видимому, обнаружить в некоторых экспериментах прямого счета электронов (например, с дейтерием или  ${}^{40}\text{Ar}$ ), поскольку эти нейтрино обладают самыми высокими энергиями из всех тех, что рождаются от любого из источников, указанных в табл. 1.1.

Нейтрино, получающиеся из реакции 1б, которая инициируется тремя частицами,  $p+e+p$ , называются *пер*-нейтрино. Нейтрино, получающиеся из реакции  ${}^3\text{He}+p$ , называются *гер*-нейтрино.

На рис. 1.1 показан спектр нейтрино, предсказываемый стандартной моделью, где учитываются вклады как от линий, так и от непрерывных источников. Для Камиоканде II только нейтрино из реакций  ${}^8\text{B}$  и *гер* (реакция 10) обладают энергией, достаточной для получения электронов отдачи над преобладающим фоном.

Измеренная частота событий в эксперименте с солнечными нейтрино равна произведению потоков нейтрино на сечения взаимодействия. Расчет нейтринных сечений обсуждается в гл. 8.

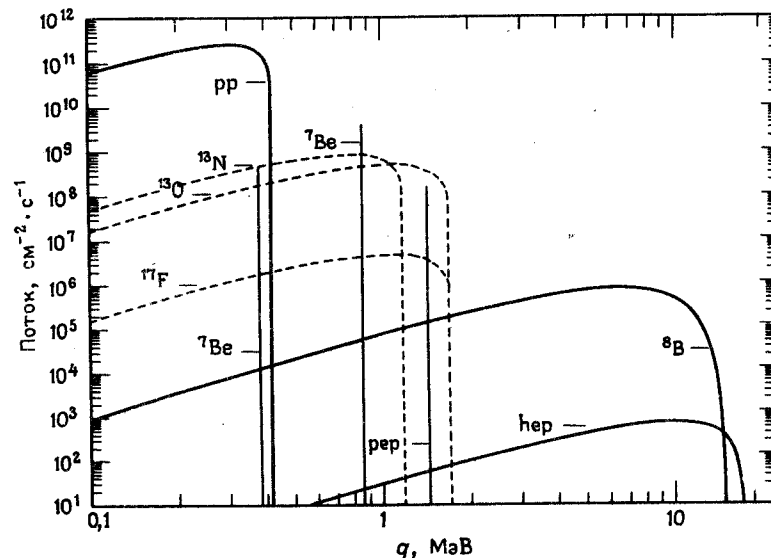


Рис. 1.1. Спектр солнечных нейтрино. Приводится энергетический спектр нейтрино, предсказанный стандартной моделью Солнца. Потоки нейтрино от непрерывных источников (таких, как pp и  ${}^8\text{B}$ ) приведены в единицах  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$  на расстоянии, равном 1 а.е. Потоки линий (*пер* и  ${}^7\text{Be}$ ) приводятся в единицах  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Спектры от pp-цепочки представлены сплошными линиями, а спектры CNO — пунктиром. Нейтрино, которые, как полагают, рождаются на Солнце, обсуждаются в гл. 6.

## 1.5. Неопределенности в предсказаниях

Действительно ли существует проблема солнечных нейтрино? Да, если разница между предсказанной и измеренной скоростью захвата превышает интервал неопределенности. Нет, если неопределенность больше расхождения между теорией и наблюдением. Количественное определение погрешностей составляет суть нашего предмета и обсуждается отдельно в гл. 7.

Потоки солнечных нейтрино, рассчитанные по стандартной модели Солнца, показаны в табл. 1.2. В ней представлены также неопределенности в расчетных потоках нейтрино.

С помощью стандартной солнечной модели поток основных pp-нейтрино можно вычислить с точностью, оцениваемой в 2%. Та-

Таблица 1.2. Расчетные потоки солнечных нейтрино

Источник	Поток, $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
pp	$6.0(1 \pm 0.02)$
pep	$0.014(1 \pm 0.05)$
hep	$8 \cdot 10^{-7}$
${}^7\text{Be}$	$0.47(1 \pm 0.15)$
${}^8\text{B}$	$5.8 \cdot 10^{-4} (1 \pm 0.37)$
${}^{13}\text{N}$	$0.06(1 \pm 0.50)$
${}^{15}\text{O}$	$0.05(1 \pm 0.58)$
${}^{17}\text{F}$	$5.2 \cdot 10^{-4}(1 \pm 0.46)$

ким образом, pp-поток (преобладающий поток солнечных нейтрино) можно считать надежным источником, находящимся на астрономическом расстоянии, который можно использовать для физических экспериментов по распространению нейтрино.

Скорость образования редких нейтрино в  $\beta$ -распаде ядра  ${}^8\text{B}$  чувствительна к условиям внутри Солнца из-за относительно высокого кулоновского барьера реакции  ${}^7\text{Be} (p, \gamma) {}^8\text{B}$  ( $\sim 10$  МэВ, тогда как средняя тепловая энергия равна 1 кэВ). Расчетный поток нейтрино, рождаемых при захвате электрона ядром  ${}^7\text{Be}$ , занимает промежуточное положение по чувствительности между pp- и  ${}^8\text{B}$ -нейтрино.

В этой книге неопределенности вычислений характеризуются **полным теоретическим интервалом**. Было бы чудесно, если бы мы могли вычислить *истинный* доверительный интервал, отвечающий трем стандартным отклонениям, но сделать этого нельзя, поскольку неизвестно распределение вероятности для параметров, которые необходимо рассчитывать, а не измерять (например, коэффициент радиационной непрозрачности или поправки высших порядков к нейтринному сечению). На практике смысл полного теоретического интервала состоит в том, что если истинное значение лежит вне этого интервала, то тот, кто определил (экспериментально или теоретически) какой-то входной параметр, сделал ошибку.

В случае измеряемых величин (например, скоростей ядерных реакций) мы с моими коллегами оцениваем неопределенности стандартным интервалом  $3\sigma$ . Что касается теоретических величин, то

некоторые авторы рассчитывают неопределенности совместно с наилучшей оценкой, но чаще их приходится оценивать независимо. На практике мы обычно принимаем погрешности рассчитываемых параметров равными разбросу значений в наиболее точных из опубликованных вычислениях, особенно если этот разброс превышает (как это обычно и бывает) опубликованные оценки неопределенностей. (Разумеется, теория может содержать некую фундаментальную ошибку, которая не проявляется в разбросе значений, полученных разными методами вычислений.) Величины, для которых опубликовано только одно вычисление, требуют более деликатной оценки. Мы, например, решили умножить поправки высшего порядка к сечению захвата нейтрино на три и считать этот результат полной неопределенностью. Возможно, что таким образом мы приписываем экспериментально определяемым параметрам (для которых ошибки легче определяются количественно) большие неопределенности, чем расчетным параметрам, таким, как коэффициент непрозрачности. Но принятая нами процедура столь же объективна, как и любая другая, какую только мы можем себе представить, и, кроме того, она имеет преимущество простоты.

В конечном итоге метод оценки ошибок определяется примерами, описанными в гл. 7. Во всех случаях процедура и допущения, которые мы используем для получения окончательных погрешностей, формулируются в явном виде. Читатель, у которого есть лучший (или другой) способ оценки ошибок, может легко пересчитать неопределенности во всех предсказанных частотах нейтринных событий, используя результаты и рецепты, описанные в этой книге.

Чтобы предсказать частоту событий в данном детекторе, мы должны объединить теоретические неопределенности со статистическими (и систематическими) ошибками в измеренных величинах. При этом мы приняли одно важнейшее правило: ошибки, связанные с различными источниками, объединяются некогерентно, т. е. полная неопределенность вычисляется как квадратный корень из суммы квадратов отдельных неопределенностей.

Насколько надежны теоретические предсказания? Действительно ли такие оценки ошибок соответствуют полному теоретическому интервалу значений? Существует неформальный, но объективный способ ответить на эти вопросы, который дополняет количественные оценки ошибок, описанные в гл. 7. Многие теоретики используют в качестве своих личных оценок неопределенностей в экспериментальных параметрах разброс измеренных значений, опубликованных авторитетными экспериментальными группами. Такая оценка прини-

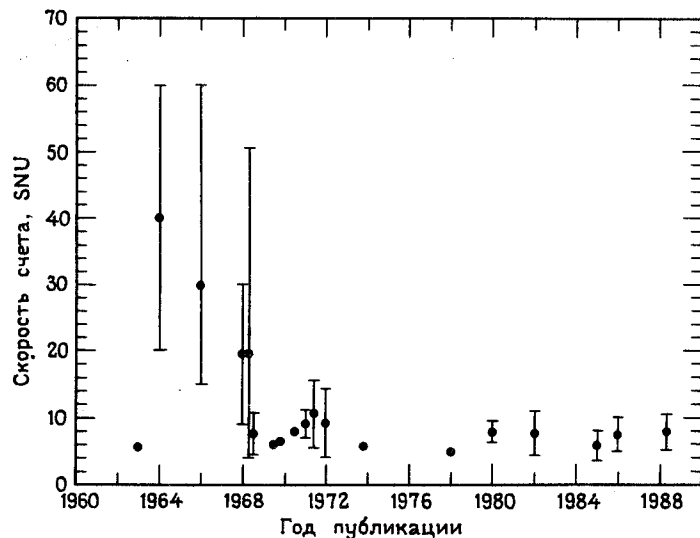


Рис. 1.2. Зависимость предсказанных скоростей захвата от времени. Опубликованные предсказания автора и его сотрудников для скоростей захвата нейтрино в  $^{37}\text{Cl}$  эксперименте представлены вместе с датами публикаций.

мается, если разброс опубликованных значений превышает (как это обычно и бывает) указанные в работе ошибки эксперимента. (Экспериментаторы, вероятно, так же подходят к теоретическим вычислениям, принимая за разброс меру неопределенности результатов теоретиков.) Аналогичный подход возможен и к проблеме солнечных нейтрино.

На рис. 1.2 показаны предсказанные скорости захвата для хлорного эксперимента и даты публикаций статей, в которых мои сотрудники и я опубликовали расчетное значение (с 1963 по 1988 г.). В каждом случае дан первоначальный интервал ошибки. Все 14 значений, опубликованных с 1968 г., согласуются с неопределенностью, указанной в формуле (1.1а).

Выше особое внимание уделялось теории излучения нейтрино Солнцем. Эту теорию, к счастью, можно проверять путем наблюдений.

Таблица 1.3. Эксперименты с солнечными нейтрино

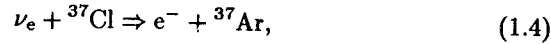
Мишень	Источник (и)	Работающие группы
$^{37}\text{Cl}$	$^8\text{B}$ ( $^7\text{Be}$ )	Пенсильванский университет
$\nu_e - e$	$^8\text{B}$ (hep)	Камиоканде II LVD Университет Сиднея Канада — США — Англия ICARUS
$^{98}\text{Mo}$	$^8\text{B}$	Лос-Аламосская нац. лаборатория (LANL)
$^2\text{H}$	$^8\text{B}$ (hep)	Канада — США — Англия
$^{40}\text{Ar}$	$^8\text{B}$ (hep)	ICARUS
$^{81}\text{Br}$	$^8\text{B}$ , $^7\text{Be}$	Пенсильвания — Теннесси
$^{71}\text{Ga}$	pp ( $^7\text{Be}$ )	GALLEX; СССР
$^{115}\text{In}$	pp	Европейская группа
$^{11}\text{B}$	$^8\text{B}$	Белл лабораториз
$^4\text{He}$	pp	Университет Брауна
	$(\nu_e - e)$	

## 1.6. Для дальнейшего продвижения нужны эксперименты

Прогресс в исследовании солнечных нейтрино требует новых экспериментов. Существует огромное множество интересных теоретических объяснений проблемы солнечных нейтрино, согласующихся с имеющимися данными. Чтобы определить, какое из этих решений приняла природа, нужны новые измерения. Чтобы проверить теоретические предсказания и устранить возможность влияния систематических погрешностей, наблюдения нужно проводить на разных детекторах и различными методами. В последующих разделах обсуждаются некоторые из наиболее перспективных экспериментов. Для удобства в табл. 1.3 представлены крупнейшие эксперименты по солнечным нейтрино, которые разрабатываются или уже проводятся. В последнем столбце таблицы перечислены рабочие группы, отвечающие за каждый эксперимент. В гл. 10–14 все эти эксперименты обсуждаются более подробно.

## 1.7. $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент

Прекрасный хлорный эксперимент Дэвиса и его сотрудников на протяжении двух десятилетий был основой единственного действующего детектора солнечных нейтрино. Для регистрации нейтрино используется реакция



пороговая энергия которой составляет 0,8 МэВ. Мишень представляет собой контейнер, содержащий  $4 \cdot 10^5$  л  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  (перхлорэтилен, очищающая жидкость) и находящийся глубоко под землей в золоторудной шахте Хоумстейк, в Лиде (шт. Южная Дакота). Детектор пришлось установить под землей, чтобы исключить фоновые события от космических лучей. В течение примерно 15 лет каждые несколько месяцев Дэвис и его сотрудники извлекали небольшое количество  $^{37}\text{Ar}$  (обычно порядка 15 атомов) из общего числа более чем  $10^{30}$  атомов в контейнере. Аргон-37, образованный в детекторе, отделяется химическим способом от  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ , очищается и пропускается через низкофоновые пропорциональные счетчики. Типичная фоновая скорость счета в этих счетчиках соответствует приблизительно одному радиоактивному распаду ядра  $^{37}\text{Ar}$  в месяц! Эксперименты показали, что  $^{37}\text{Ar}$ , образованный в контейнере, извлекается с эффективностью более 90%.

На рис. 1.3 показаны все экспериментальные данные (с ошибками в  $1\sigma$ ), которые были доложены Роули, Кливлендом и Дэвисом в 1984 г. на конференции по солнечным нейтрино в Лиде (шт. Южная Дакота). Средняя скорость образования  $^{37}\text{Ar}$  равна

$$\text{Скорость образования} = 0,462 \pm 0,04 \text{ атом/сут}; \quad (1.5a)$$

малую часть ее составляет фон (от событий, связанных с космическими лучами):

$$\text{Фоновая скорость} = 0,08 \pm 0,03 \text{ атом/сут}. \quad (1.5б)$$

Вычитая известную фоновую скорость из скорости образования, получаем скорость захвата:

$$\text{Скорость захвата} = (2,05 \pm 0,3)\text{SNU}, \quad (1.5в)$$

которая обусловлена солнечными нейтрино, если были выявлены все существенные вклады в фон. Ошибки, приведенные в этих трех наблюдаемых скоростях, равны  $1\sigma$ . Девять экспериментов, выполненных с 1986 по 1988 г., дали результат, на два стандартных отклонения

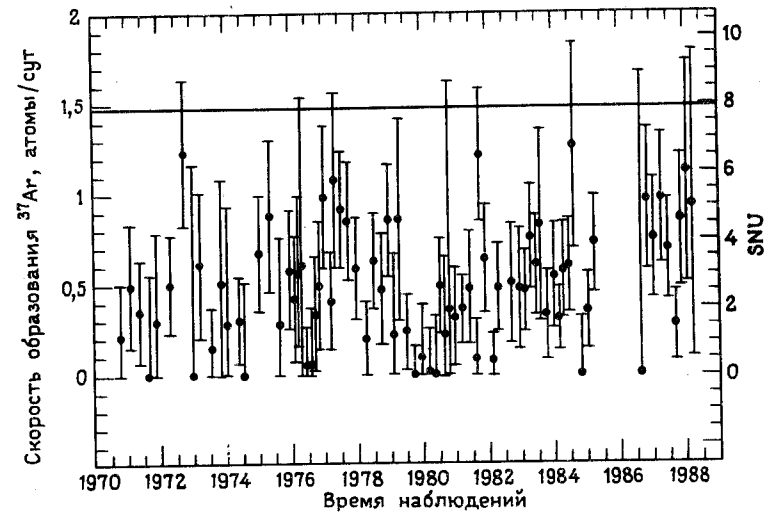


Рис. 1.3. Наблюдения в  $^{37}\text{Cl}$ -детекторе. Наблюдаемая скорость счета в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте с солнечными нейтрино (по данным Дэвиса, Кливленда и Роули). Горизонтальной линией на уровне 7,9 SNU представлено предсказание стандартной модели.

$[(3,2 \pm 0,7) \text{ SNU}]$  более высокий, чем среднее для периода с 1970 по 1988 г.

В табл. 1.4 показаны вклады в полную скорость захвата, предсказанные объединенной стандартной моделью Солнца. Из полного значения 8 SNU примерно 75% (6 SNU) соответствуют  $^8\text{B}$ -нейтрино. Разница между средним измеренным значением, показанным на рис. 1.3, и уровнем 8 SNU (прямая линия) и составляет “проблему солнечных нейтрино”.

Мы можем сделать два важных вывода относительно звездной эволюции при условии, что нейтрино приходят к нам от Солнца, не изменяясь по пути, т. е. что стандартная модель теории электрослабых взаимодействий верна. Первое: CNO-цикл не очень существен в случае Солнца. Если бы CNO-цикл был преобладающим источником в образовании энергии, то нейтринные потоки можно было бы рассчитать с удовлетворительной точностью и без построения де-

Таблица 1.4. Предсказанные скорости захвата в  $^{37}\text{Cl}$ -детекторе

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
pp	0.0
pep	0.2
hep	0.03
$^7\text{Be}$	1.1
$^8\text{B}$	6.1
$^{13}\text{N}$	0.1
$^{15}\text{O}$	0.3
$^{17}\text{F}$	0.003
Суммарная скорость захвата	7.9 SNU

тальной солнечной модели. С хорошей точностью каждые 25 МэВ энергии сопровождалась бы рождением по одному нейтрино от  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$ . Теоретическая скорость захвата при условии преобладающей роли CNO-цикла равна 29 SNU. Тот факт, что наблюдаемая скорость гораздо меньше 29 SNU, представляет собой не очень часто обсуждаемый триумф теории звездной эволюции. Бете первоначально высказал предположение, что CNO-цикл является основным источником энергии Солнца, но детальные вычисления звездных моделей показали, что звезда должна иметь массу, большую солнечной, чтобы преобладали реакции CNO. Второй вывод состоит в том, что в некотором важном отношении стандартная модель Солнца ошибочна. К сожалению,  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент не позволяет сделать какой-либо вывод относительно основной протон-протонной (или pep) реакции. Протон-протонная реакция является допороговой для  $^{37}\text{Cl}$ -детектора, а pep-реакция дает лишь 0,25 SNU, т. е. малую долю наблюдаемой скорости захвата. Подробнее хлорный эксперимент обсуждается в гл. 10.

## 1.8. Эксперимент Камиоканде II

В эксперименте Камиоканде II, проводимом в Японских Альпах, регистрируется черенковское излучение, испускаемое электронами, которые рассеиваются солнечными нейтрино в направлении своего движения. Реакция, благодаря которой наблюдается нейтрино, имеет

вид

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e', \quad (1.6)$$

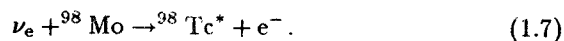
где штрихи напоминают о том, что импульс и энергия частиц могут изменяться при рассеянии. Этот детектор является первым из нескольких запланированных или разрабатывающихся солнечно-нейтринных экспериментов, в которых будет изучаться рассеяние  $\nu - e$ . Другие эксперименты обсуждаются в гл. 13. Для нейтрино более высоких энергий ( $> 5$  МэВ, т. е. только  $^8\text{B}$ - и hep-нейтрино), которые можно наблюдать благодаря этому процессу, используя имеющиеся методики, рассеяние дает дополнительную информацию, которую нельзя получить на радиохимических детекторах. Эксперименты по нейтринно-электронному рассеянию дают нам информацию об энергетическом спектре налетающих нейтрино (из измерений энергий отдачи рассеянных электронов), а также позволяют определить направление на источник нейтрино и точное время каждого события.

Экспериментальная установка Камиоканде II была первоначально задумана как трехкилотонный подземный водяной детектор черенковского излучения для изучения распада протонов. В конце 1984 г. были начаты усовершенствования установки, чтобы сделать возможной регистрацию сравнительно низкоэнергетических событий, которые, как ожидалось, будут вызываться солнечными нейтрино. Этот детектор [вместе с IBM (черенковским детектором на очищенной воде), расположенным в соляной шахте в шт. Огайо] также позволил впервые наблюдать нейтрино от сверхновой SN 1987A. Как оказалось, нейтрино от SN 1987A имеют приблизительно те же энергии, что и солнечные  $^8\text{B}$ -нейтрино. Модернизация Камиоканде II, результатом которой явился постоянно действующий детектор солнечных нейтрино, завершилась как раз за несколько месяцев до того, как нейтрино от взрыва сверхновой SN 1987A (который произошел в соседней галактике Большое Магелланово Облако) достигли Земли.

Предварительные результаты, полученные от детектора Камиоканде II, дают поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, составляющий приблизительно 0,45 потока, предсказанного стандартной моделью, что примерно на  $3\sigma$  отличается от нуля и от значения стандартной модели. Этот результат соответствует электронам отдачи с минимальной полной энергией 9,3 МэВ. Вдоль направления оси Солнце — Земля у электронов отдачи наблюдается значительный пик вперед. Этот результат очень важен, поскольку все предыдущие наблюдения солнечных нейтрино были проведены только с  $^{37}\text{Cl}$ -мишенью.

## 1.9. Геохимический эксперимент: $^{98}\text{Mo}$

Геохимический эксперимент готовился в течение нескольких последних лет в Лос-Аламосской национальной лаборатории; в нем нейтрино регистрируются по их поглощению атомами молибдена, укрытыми от атмосферных явлений в глубокой шахте. При поглощении нейтрино образуется неустойчивый, но долгоживущий изотоп технеция, который не может возникать в стационарных условиях, в которых нет солнечных нейтрино высоких энергий. Метод использует следующую реакцию захвата нейтрино:



Поглощение нейтрино заселяет целый ряд таких возбужденных состояний технеция, которые способны заселять только  $^8\text{B}$ -нейтрино (и в значительно меньшей степени —  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино).

Изотоп  $^{98}\text{Tc}$  имеет среднее время жизни, равное 4,2 млн. лет. Следовательно, современная его распространенность отражает среднюю скорость образования за период в несколько миллионов лет. Это время жизни слишком велико, чтобы изотоп можно было обнаружить по его естественной радиоактивности; вместо этого накапливается столько технеция, что имеется достаточное количество атомов ( $N \approx 10^7$ )  $^{98}\text{Tc}$  для их измерения с помощью сверхчувствительного масс-спектрометра. В этом эксперименте будет проверено постоянство потока  $^8\text{B}$ -нейтрино за последние несколько миллионов лет.

Стандартные представления о временном масштабе эволюции Солнца (равном, по оценкам,  $\sim 10^{10}$  лет) основаны на предположении, что усредненный по времени поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, измеряемый в  $^{98}\text{Mo}$ -эксперименте, будет с точностью до 1% (что гораздо меньше ошибок эксперимента) таким же, как и современный поток, определенный с помощью детекторов  $^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II.

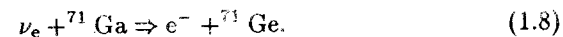
Экспериментаторы используют молибденовую шахту Гендерсон в шт. Колорадо, в которой руда извлекается с большой глубины (1500–1800 м). Источники фона были тщательно оценены и признаны достаточно слабыми, чтобы позволить наблюдение образования  $^{98}\text{Tc}$  от солнечных нейтрино. Самая большая неопределенность в предсказанной скорости (примерно 100%) связана с сечением поглощения нейтрино.

В гл. 12 обсуждается несколько радиохимических и геохимических экспериментов с солнечными нейтрино.

## 1.10. Галлиевые детекторы

В настоящее время проводятся два радиохимических эксперимента с использованием  $^{71}\text{Ga}$ , один — Западноевропейской коллаборацией (GALLEX), а другой — группой, которая будет работать в России (Институт ядерных исследований в Москве). Коллаборация GALLEX планирует использовать 30 т галлия в водном растворе. Детектор будет размещен в Гран-Сасской лаборатории в Италии. В советском эксперименте в качестве детектора будет использовано около 60 т металлического галлия в лаборатории солнечных нейтрино, построенной под высокой горой в Баксанском ущелье в Кавказских горах. Масштаб этих двух экспериментов производит внушительное впечатление, если учесть тот факт, что во время разработок этих экспериментальных методов годовая добыча галлия в мире составляла только 10 т!

Галлиевые эксперименты могут дать уникальную информацию фундаментального характера о ядерных процессах внутри Солнца и о распространении солнечных нейтрино. Реакция поглощения нейтрино имеет вид



Атомы германия выделяются из галлия химическим путем, и радиоактивный распад изотопа  $^{71}\text{Ge}$  (период полураспада 11,4 сут) регистрируется в малых пропорциональных счетчиках. Порог поглощения нейтрино в  $^{71}\text{Ga}$  составляет 0,233 МэВ, что намного ниже максимальной энергии  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино. Никакой другой солнечной нейтринный эксперимент не продемонстрировал способности обнаружить низкоэнергетичные нейтрино от основной  $\text{pp}$ -реакции (реакция 1а в табл. 1.1).

В табл. 1.5 показан расчетный вклад отдельных источников нейтрино в предсказанную скорость захвата. Согласно стандартной модели, нейтрино от основной  $\text{pp}$ -реакции должны составить приблизительно половину полной скорости счета. Другими важными источниками являются  $^7\text{Be}$ -нейтрино (около четверти полной скорости счета) и  $^8\text{B}$ -нейтрино (примерно 10%).

Процедура начального химического извлечения в GALLEX и в советском эксперименте неодинаковы, но конечные химические процедуры и методы счета при низких интенсивностях будут сходными. Сравнение результатов, полученных в этих двух экспериментах, явится ценной проверкой любых возможных систематических ошибок. В эксперименте GALLEX будет использован галлий в виде водного раствора хлорида галлия и соляной кислоты. Радиоактивный



Таблица 1.5. Предсказанные скорости захвата в  $^{71}\text{Ge}$ -детекторе

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
pp	70.8
pep	3.0
hep	0.06
$^7\text{Be}$	34.3
$^8\text{B}$	14.0
$^{13}\text{N}$	3.8
$^{15}\text{O}$	6.1
$^{17}\text{F}$	0.06
Суммарная скорость захвата	$132^{+20}_{-17}$ SNU

$^{71}\text{Ge}$  извлекается из раствора газовым продуванием. Раствор хлорида галлия в этом эксперименте будет содержаться в одном контейнере. Извлеченный  $^{71}\text{Ge}$  будет превращаться в моногерман ( $\text{GeH}_4$ ) и измеряться в миниатюрном газовом пропорциональном счетчике. Группа GALLEX надеется получить все необходимое количество галлия к концу 1989 г. и начать измерения в 1990 г.

Советский эксперимент (при американском сотрудничестве) иногда называют SAGE — советско-американский галлиевый эксперимент. В эксперименте SAGE в качестве мишени будет использован металлический галлий. Процесс извлечения германия основан на реакции металла с разбавленным раствором соляной кислоты. Изотоп  $^{71}\text{Ge}$  удаляется из раствора путем продувки газом, накопившимся в воде, — эта процедура подобна первоначальному отделению  $^{71}\text{Ge}$  в детекторе с хлоридом галлия. Процесс, используемый советской группой, более медленный и более трудоемкий, но он также позволяет получить высокий выход германия. Радиоактивность изотопа  $^{71}\text{Ge}$  будет измеряться небольшими пропорциональными счетчиками, сходными с теми, которые были разработаны для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента. Советские экспериментаторы имеют в наличии 60 т галлия и надеются получить первые данные в конце 1988 — начале 1989 гг.<sup>1)</sup>

Галлиевые эксперименты могут дать указания относительно того, что лежит в основе проблемы солнечных нейтрино: ошибочная

<sup>1)</sup> См. примечание на с. 381 и предисловие автора к русскому изданию. — Прим. ред.

астрофизика или новая физика. Большинство нестандартных моделей Солнца предсказывают частоты событий, не слишком отличающиеся от предсказаний стандартной модели. Минимальная частота, не противоречащая предположению о том, что ядерный синтез в настоящее время уравнивает светимость Солнца, составляет около 60% значения, даваемого стандартной моделью, при условии, что никакие физические процессы за пределами стандартной модели электрослабых взаимодействий не влияют на распространение нейтрино. Некоторые объяснения проблемы солнечных нейтрино, связанные с физикой элементарных частиц, приводят к выводу, что частота событий в галлиевых экспериментах должна быть гораздо ниже, чем предсказанная стандартной моделью, — возможно, не более 10% стандартного значения.

Галлиевые эксперименты обсуждаются более подробно в гл. 11 настоящей книги.

## 1.11. Эксперименты следующего поколения

В качестве экспериментальных установок следующего поколения сейчас разрабатываются два новых мощных детектора. Один из них — детектор с 1 кт тяжелой воды ( $\text{D}_2\text{O}$ ), который должен разместиться в никелевой шахте фирмы INCO вблизи Садбери в пров. Онтарио (Канада). Другой представляет собой трехкилотонный детектор из жидкого аргона, который разместится в подземной Гран-Сасской лаборатории в центральной Италии. Дейтериевый эксперимент проводится в сотрудничестве канадских, американских и британских ученых. Аргоновый детектор — это главным образом итальянский эксперимент с (пока что) ограниченным американским участием. Дейтериевый детектор измеряет энергию и направление электронов отдачи по их черенковскому излучению, регистрируемому фотоумножителями. Аргоновый детектор формирует трехмерное электронное изображение положений электронов отдачи (возникающих за счет нейтринного поглощения или рассеяния) благодаря дрейфу электронов в однородном электрическом поле.

Эти эксперименты чувствительны к  $^8\text{B}$ - и hep-нейтрино, а другие солнечные нейтрино окажутся ниже энергетических порогов, которые устанавливаются на уровне нескольких мегаэлектронвольт, чтобы избежать регистрации многочисленных низкоэнергетических фоновых событий. В действительности hep-нейтрино могут обра-

зовать электроны отдачи более высоких энергий, чем  $^8\text{B}$ -нейтрино, причем высокоэнергетические события от  $\text{He}$ -нейтрино можно экспериментально отличить от более часто происходящих событий от  $^8\text{B}$ -нейтрино. К счастью, борные и  $\text{He}$ -нейтрино рождаются в разных областях Солнца, и поэтому их потоки по-разному описываются некоторыми из наиболее часто обсуждаемых "нестандартных" солнечных моделей. Эти два источника дают взаимно дополняющую информацию о Солнце. Благодаря наличию таких двух очень разных источников информации возрастает уверенность в том, что сигнал солнечных нейтрино будет зарегистрирован. В зависимости от принятого объяснения проблемы солнечных нейтрино ожидается, что частота событий будет изменяться от нескольких сотен до нескольких тысяч в год в каждом детекторе.

Как аргоновый, так и дейтериевый эксперименты используют многоцелевые детекторы, и в этих экспериментах можно изучать солнечные нейтрино по реакциям их захвата и электрон-нейтринного рассеяния. Поглощение нейтрино чувствительно лишь к солнечным  $\nu_e$ , тип которых (флейвор) не изменяется на пути к Земле. Сечение электрон-нейтринного рассеяния для  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$  составляет приблизительно  $1/7$  сечения для  $\nu_e$ . Солнечную природу этих событий можно проверить по угловому распределению (относительно направления Земля — Солнце) электронов, рассеянных на нейтрино.

Реакции поглощения дают возможность измерить энергии отдельных нейтрино  $E_\nu$  с помощью соотношения  $E_\nu = E_e + \text{const}$ , где  $E_e$  — энергия рожденного электрона, а константа равна разности начальной и конечной масс ядра. Это простое соотношение справедливо, так как при захвате солнечных нейтрино ядра поглощают импульс, но очень мало энергии, поскольку они значительно тяжелее электронов и нейтрино. Измерение энергии отдельных нейтрино явится проверкой предсказанной формы энергетического спектра.

В дейтериевом эксперименте, вероятно, будет возможен режим регистрации с одинаковой чувствительностью ко всем трем типам нейтрино:  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . В этой моде взаимодействия через нейтральные токи ядра дейтерия распадаются на составляющие их нейтроны и протоны без изменения заряда нуклонов. Нейтральные токи позволяют создать идеальный "детектор равных возможностей". Другие методы обнаружения имеют нулевую чувствительность ко всем типам нейтрино, кроме одного (как это имеет место при поглощении нейтрино), или же являются гораздо чувствительнее к нейтрино одного типа, чем к любому другому типу (как при нейтрино-электронном рассеянии). Измерение распада дейтерия че-

рез нейтральные токи может позволить определить полный поток солнечных нейтрино; радиохимические эксперименты (с использованием  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{71}\text{Ga}$  и  $^{98}\text{Mo}$  в детекторах) обнаруживают лишь ту составляющую потока, которая существует в виде электронных нейтрино. Отношение частот событий в случае процесса с заряженными токами (поглощение) к процессу с нейтральными токами (распад) могло бы оказаться чувствительным индикатором не обнаруживаемых иными способами эффектов превращений нейтрино.

Применительно к этим экспериментам можно точно вычислить сечение взаимодействия. В таком случае полная погрешность в предсказанных скоростях счета почти целиком определяется неопределенностями в скорости образования  $^8\text{B}$  и  $\text{He}$ -нейтрино на Солнце, а также неизвестными эффектами слабого взаимодействия при распространении нейтрино через космическое пространство.

Совсем недавно был предложен эксперимент, в котором в качестве детектора должен использоваться  $^{11}\text{B}$  и в котором в принципе можно было бы наблюдать одновременно реакции через нейтральные токи, электронное рассеяние и захват (заряженные токи). В настоящее время изучаются другие детекторные среды.

Несколько экспериментов прямого счета будет рассмотрено в гл. 14.

## 1.12. Электронное детектирование $\text{pp}$ -нейтрино

Для наблюдения основных (низкоэнергетических)  $\text{pp}$ -нейтрино электронными методами разрабатываются несколько детекторов. Два из них предназначены для наблюдения рассеяния нейтрино на электронах при низких температурах. Детектор кристаллического кремния мог бы работать как низкотемпературный (милликельвиновый) болометр, измеряющий энергию отдельных нейтрино. В настоящее время создается настольный макет для отработки технических требований. Для изучения возбуждений, образуемых в жидкости при рассеянии нейтрино на отдельных электронах, предложен детектор из сверхтекучего гелия.

Помимо этого несколькими европейскими группами разрабатывается  $^{115}\text{In}$ -детектор. Он должен работать как жидкий сцинтиллятор, регистрирующий нейтрино, захваченные в  $^{115}\text{In}$ . Планируемый детектор в принципе способен точно измерять спектр налетающих

pp-нейтрино (см. рис. 1.1), хотя серьезной проблемой остается фон естественной радиоактивности.

Все эти эксперименты обсуждаются более детально в гл. 12.

### 1.13. Детекторы когерентного рассеяния

Несколько европейских и американских групп заняты в настоящее время осуществлением честолюбивых планов использовать **когерентное рассеяние** нейтрино на ядрах при низких температурах для разработки чувствительных детекторов солнечных нейтрино и темной материи. Этот процесс можно представить следующей реакцией:



где  $A$  — ядро, содержащее  $A$  нейтронов и протонов. Сечение когерентного рассеяния приблизительно пропорционально  $N^2$ , т. е. квадрату полного числа нейтронов в ядре-мишени. Название “когерентное рассеяние” отражает то обстоятельство, что все нейтроны действуют вместе. Когерентное рассеяние одинаково чувствительно ко всем нейтрино, описываемым стандартной моделью электрослабых взаимодействий, и дает еще один метод (дополнительно к распаду дейтерия и возбуждению  $^{11}\text{B}$ ) успешной реализации идеи “детектора равных возможностей”.

Вероятность когерентного рассеяния на ядре мишени значительно выше, чем вероятность некогерентных процессов (поглощение нейтрино,  $\nu$  —  $e$ -рассеяние), из-за наличия множителя  $N^2$  в выражении для сечения. Большое сечение позволяет использовать относительно малые количества материала ( $\gtrsim 0,1$  кт) для эксперимента с солнечными нейтрино. В настоящее время исследуется возможность использования другой среды или тяжелых ядер. Детекторы такого рода было бы удобно калибровать по антинейтрино от реактора. При конструировании детектора нейтральных токов главная трудность состоит в том, что наблюдаемый сигнал формируется ядром отдачи, имеющим низкую энергию (обычно порядка 1 кэВ или ниже, с чем связан низкотемпературный характер предлагаемых детекторов). Кроме того, этот сигнал не специфичен (энергия, выделяемая ядром отдачи, не является однозначным признаком). Когерентное рассеяние можно было бы в принципе использовать для регистрации всех источников солнечных нейтрино. На практике же, по-видимому, легче всего зарегистрировать  $^8\text{B}$ -нейтрино, которые могут иметь более высокую энергию, поскольку и сечение когерентного рассеяния, и энергия ядерной отдачи пропорциональны квадрату нейтринной энергии.

### 1.14. Некоторые объяснения проблемы солнечных нейтрино

Существует два класса “решений” проблемы солнечных нейтрино: те, которые изменяют астрофизическое описание Солнца, чтобы получить нестандартную модель, и те, которые приписывают нейтрино гипотетические свойства для получения нестандартной теории электрослабых взаимодействий.

**Нестандартные солнечные модели** строятся путем каких-либо изменений (либо в физике, либо в исходных данных) с переходом от наилучших на сегодняшний день оценок к чему-либо менее правдоподобному. Некоторые нестандартные модели привлекают повышенную диффузию элементов, конвективные неустойчивости или большой дефицит тяжелых элементов в недрах Солнца. Большинство опубликованных нестандартных моделей было предложено для того, чтобы уменьшить расчетный поток  $^8\text{B}$ -нейтрино. Многие нестандартные модели будут описаны в гл. 5.

Одно из предлагаемых решений могло бы одновременно пролить свет на известную проблему “темной материи” в астрономии и проблему солнечных нейтрино. Согласно этой гипотезе, в ранней Вселенной были образованы слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMP)<sup>1)</sup> в таком количестве, которым и объясняется несветящаяся материя больших астрономических систем. Свойства до сих пор не обнаруженных WIMP-частиц могут оказаться именно такими, что они перераспределяют часть тепла в солнечных недрах, сглаживая температурный градиент и уменьшая поток  $^8\text{B}$ -нейтрино до значения, не противоречащего экспериментальному пределу.

В другом классе решений (см. гл. 9) допускается, что поток нейтрино внутри Солнца правильно предсказывается стандартной моделью, но на своем пути к земному детектору эти нейтрино преобразуются из  $\nu_e$  в другой тип. Почти во всех предлагаемых решениях такая трансформация требует ненулевой массы нейтрино.

Массивное нейтрино может иметь магнитный момент. Если бы этот момент достигал значения  $10^{-10} - 10^{-11} \mu\text{B}$  (магнетонов Бора), то возможно, что у хорошо знакомого левого  $\nu_e$  при прохождении им магнитных полей в несколько тысяч гаусс во внешних частях Солнца спин мог бы перевернуться и сделать его правым  $\nu_e$ . Правые нейтрино не испытывают нормальных слабых взаимодействий, а по-

<sup>1)</sup> Аббревиатура англ. слов “weakly interacting massive particles”. — *Прим. ред.*

тому и не регистрируются. Это решение было предложено много лет назад, а недавно вновь к нему вернулись советские ученые для объяснения явной антикорреляции между скоростью захвата нейтрино в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте и циклом солнечных пятен. Наибольшее изменение (сильное уменьшение наблюдаемой скорости захвата) произошло перед началом 21-го солнечного цикла в 1979 и 1980 гг. Требуемый для такого решения большой магнитный момент, хотя и согласуется с существующими лабораторными пределами порядка  $10^{-10}$   $\mu\text{В}$ , имеет намного большее значение, чем получается в расчетах с обычными моделями электрослабого взаимодействия. Другое объяснение кажущейся антикорреляции между показаниями хлорного детектора и числом пятен на Солнце состоит в том, что она является следствием довольно маловероятного совпадения. Наблюдений скорости захвата нейтрино в хлорном эксперименте в 1990 и 1991 гг. помогут решить этот вопрос.

Пока нет убедительных доказательств того, что какие-либо нейтрино не обладают конечной массой. Прямые эксперименты, такие, как измерение энергетического спектра электронов при распаде  $^3\text{H}$ , с уверенностью дали лишь верхние границы. Из наблюдений сверхновой SN 1987A найдено, что масса нейтрино  $\bar{\nu}_e$  меньше 16 эВ (гл. 15). Имеются также космологические доводы в пользу того, что ни одно нейтрино не может иметь массу более 80 эВ.

Стандартная модель электрослабых взаимодействий обычно излагается в форме, в которой нейтрино считаются безмассовыми частицами. Однако в большинстве расширенных моделей нейтрино имеют массу. Особенно интересны Теории Великого Объединения (ТВО), которые объединяют разные типы взаимодействия (слабое, электромагнитное и сильное) в единое взаимодействие при очень высоких энергиях или, что то же самое, на шкале очень больших масс  $M_X$ . Большинство этих теорий требуют, чтобы у нейтрино была масса.

В ТВО нейтринные массы обратно пропорциональны массе  $M_X$ . Во многих моделях нейтринная масса  $m_\nu$  имеет порядок величины  $M_{eW}^2/M_X$ , где  $M_{eW}$  представляет собой характерную электрослабую массу порядка  $10^2$  ГэВ. Если  $M_X = 10^{15}$  ГэВ, то, как того требуют многие объединенные теории, массы любых нейтрино значительно меньше 1 эВ. Кроме того, можно ожидать, что  $m(\nu_e) \ll m(\nu_\mu) \ll m(\nu_\tau)$ , так что все массы на много порядков меньше области, достигнутой прямыми наземными экспериментами.

В 1985 г. физическое сообщество было наэлектризовано сообщением об элегантном решении проблемы солнечных нейтрино, не про-

тиворечащем ожидаемым значениям нейтринных масс из ТВО. Согласно этому решению,  $\nu_e$ , рожденные внутри Солнца, почти полностью превращаются в  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$  при прохождении через него. Такое превращение обусловлено увеличением в солнечном веществе вероятности нейтринных осцилляций из электронного типа в другой тип. Такую конверсию обычно называют эффектом Михеева — Смирнова — Вольфенштейна (МСВ) в честь ее открывателей (гл. 9).

Для того чтобы был возможен эффект МСВ, **флейворные собственные состояния**<sup>1)</sup>  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  должны отличаться от собственных состояний по массам. Собственные состояния по аромату возникают при слабых распадах и испытывают слабые взаимодействия с соответствующими заряженными лептонами (электронами, мюонами и тау-частицами), которые можно записать в простом (диагональном) виде. Собственные состояния по массе, которые характеризуются диагональными массовыми матрицами, — это такие состояния, в которых нейтрино распространяются в вакууме. Массовые собственные состояния нередко обозначаются символами  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и  $\nu_3$ . При упрощенном описании в рамках двух собственных состояний связь между собственными состояниями по аромату и массе в вакууме описывается единым углом смешивания  $\theta_V$ , причем  $\text{tg } \theta_V$  представляет собой относительную амплитуду нейтрино  $\nu_1$  и  $\nu_2$  в волновой функции  $\nu_e (\nu_e = \cos \theta_V \nu_1 + \sin \theta_V \nu_2)$ .

Нейтринные осцилляции происходят из-за изменений во времени относительных фаз разных составляющих нейтринной волновой функции. Волновая функция нейтрино  $\nu_e$  состоит из вкладов от двух или большего числа массовых собственных состояний; относительные фазы этих собственных состояний изменяются со временем, поскольку разные массовые собственные состояния распространяются с разными скоростями. Из-за изменяющихся фаз начальная волновая функция  $\nu_e$  может иногда выглядеть как собственное состояние другого флейвора.

В среде с ненулевой плотностью электронов и нуклонов показатель преломления нейтрино пропорционален плотности рассеивателей, умноженной на амплитуду рассеяния вперед. То, что электронные нейтрино испытывают иное взаимодействие с электронами, чем нейтрино любого другого аромата, является почти очевидным, но глубоким выводом, составляющим суть эффекта МСВ. Более тяжелое массовое собственное состояние приобретает в результате особого

<sup>1)</sup> Или, что равнозначно, собственные состояния по ароматам. — Прим. ред.

взаимодействия  $\nu_e$  с электронами в центре Солнца крошечную дополнительную массу. Эта дополнительная масса пропорциональна постоянной связи слабого взаимодействия и плотности электронов окружающей среды.

Вследствие того что плотность электронов (а отсюда и дополнительная масса) изменяется, относительные фазы разных массовых собственных состояний изменяются, отклоняясь от своих значений в исходной волновой функции  $\nu_e$ . Электронные нейтрино  $\nu_e$  в вакууме более всего напоминают нижнее массовое собственное состояние  $\nu_1$ , но при высокой плотности электронов окружающей среды, существующей в недрах Солнца, только что родившееся нейтрино  $\nu_e$  больше всего похоже на собственное состояние более тяжелой массы  $\nu_2$ . Если внутри Солнца электронная плотность меняется достаточно медленно (адиабатическое приближение), то  $\nu_e$  может оказаться очень похожим на массовое собственное состояние  $\nu_2$ , которое в вакууме представляет собой главным образом  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$  (и не обнаруживается в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте). Даже при очень малых углах смешивания в вакууме электроны на Солнце могут изменять фазы волны  $\nu_e$  так, что она будет выглядеть почти в точности как волновая функция нейтрино другого флейвора.

Для большой области нейтринных параметров электронные нейтрино, образованные в недрах Солнца, пройдут через область, где электронная плотность такова, что энергии двух массовых собственных состояний становятся почти равными и амплитуда осцилляции будет максимальной. Различие по энергии оказывается порядка  $10^{-20}$  ГэВ при такой плотности электронов, при которой два массовых собственных состояния находятся ближе всего друг к другу.

Сильное подавление потока  $^8\text{B}$ -нейтрино, наблюдаемое в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте, можно объяснить, если угол смешивания  $\theta \gtrsim 0,6^\circ$ . Масса более тяжелого нейтрино может лежать в интервале  $10^{-4} - 10^{-2}$  эВ.

Эта область углов смешивания и масс выглядит естественной в рамках теорий Великого Объединения. Как правило, в них самые тяжелые нейтрино  $\nu_\tau$  имеют массу порядка  $(100 \text{ ГэВ})^2/M_X$ , где  $M_X$  — характерный масштаб больших масс. В простейших вариантах некоторых моделей Великого Объединения значение  $M_X$  порядка  $10^{15}$  ГэВ представляет масштаб объединения. Таким образом,  $m(\nu_\tau) \sim 10^{-2}$  эВ и  $\Delta m^2 \sim 10^{-4}$  эВ<sup>2</sup>, так что  $\nu_e$  превращается в  $\nu_\tau$  при условии, что угол смешивания  $\theta$  не меньше  $10^{-2}$  и, как ожидается,  $m(\nu_e) \ll m(\nu_\tau)$ . В некоторых из новейших теорий для  $M_X$  дается промежуточное значение порядка  $10^{11} - 10^{12}$  ГэВ. В этом

случае масса нейтрино  $\nu_\tau$  слишком велика, чтобы оказать влияние на проблему солнечных нейтрино, хотя она и могла бы иметь важное значение в космологии. Однако масса нейтрино  $\nu_\mu$  могла бы быть порядка  $10^{-2}$  эВ, так что солнечные  $\nu_e$  превратились бы в  $\nu_\mu$ .

Физика солнечных нейтрино — это низкоэнергетическая граница физики высоких энергий. Если решение МСВ правильно, то оно дает информацию о шкале масс для Великого Объединения  $M \sim 10^{15}$  ГэВ из некоего взаимодействия, которое обусловлено разницей нейтринных масс порядка  $10^{-20}$  ГэВ. Какая чудесная и ужасающая возможность!

Эффект МСВ — это привлекательное решение проблемы солнечных нейтрино, которое может быть проверено, если провести дополнительные эксперименты по солнечным нейтрино.

## 1.15. Выбор между объяснениями

Будущие эксперименты помогут сделать выбор между решениями проблемы солнечных нейтрино, основанными на нестандартных моделях Солнца, и теми, которые основаны на новой физике нейтрино. В нестандартных солнечных моделях форма спектра нейтрино от их отдельных источников, таких, как спектр  $^8\text{B}$ , будет аналогична приведенной на рис. 1.1. Полный поток от данного источника может быть изменен в соответствии с тем или иным астрофизическим соображением, но сама форма фиксирована ядерно-физическими процессами. В то же время превращение  $\nu_e$  в  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$  вследствие эффекта МСВ зависело бы от энергии и, следовательно, спектр был бы искажен. Почти все предложенные нестандартные модели Солнца предсказывают такой же поток, что и стандартная модель для преобладающих  $\nu_e$  от протон-протонной реакции. Эффект МСВ, напротив, может (при определенных параметрах) существенно уменьшить поток электронных  $\nu_e$ -нейтрино.

В большинстве осцилляционных сценариев недостающие  $\nu_e$  прибывают на Землю в виде  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$ . Детекторы, основанные на принципе  $\nu$  — е-рассеяния или на взаимодействиях, обусловленных взаимодействиями чисто нейтральных токов, должны были бы зарегистрировать эти недостающие нейтрино.

## 1.16. Следующее десятилетие

В первые двадцать пять лет астрономии солнечных нейтрино была сформулирована четко определенная "проблема солнечных нейтрино". Эксперименты, которые будут проведены в следующем десятилетии, могут дать решение этой проблемы и нацелить нас либо на более полную теорию генерации энергии звезд, либо на более полную теорию распространения нейтрино. Если нам повезет, то эксперименты с солнечными нейтрино сделают и то, и другое.

## 1.17. Вопросы и ответы

После лекций о солнечных нейтрино и на неофициальных собраниях физиков, химиков и астрономов часто задают некоторые вопросы. Здесь я приведу типичный набор вопросов, которые задают чаще всего (или которые наиболее поучительны), вместе с моими ответами. В некоторых случаях я в своих ответах исхожу из того, что читатель уже знаком с материалом, излагаемым далее в этой книге. Читатели, предпочитающие получать информацию более упорядоченным или формальным путем, могут пропустить этот раздел, поскольку изложение в последующих главах не связано с этими вопросами и ответами. Некоторые мои коллеги высказали мнение, что такой раздел, носящий характер устной беседы, не следовало бы включать в научную книгу. Они правы. Моя книга направлена на то, чтобы вызывать интерес у читателя и информировать его, а не на то, чтобы производить на него впечатление учености.

Я счел нужным привести свои ответы в этой главе потому, что такие вопросы пришли в голову многим людям после лишь очень краткого введения в предмет (например, после одночасового коллоквиума), напоминающего приведенный здесь общий обзор. Во всем этом разделе я употребляю личные местоимения, чтобы подчеркнуть неформальный характер вопросов и ответов.

**Вопрос 1.** Чем, по-вашему, обусловлена проблема солнечных нейтрино?

**Ответ.** Простотой. Наши модели солнечных недр и распространения нейтрино не очень сильно ограничены экспериментальными данными. Десятилетие новых экспериментов, я уверен, покажет, что мы нуждаемся в более сложных теоретических моделях — астрофизических и физических. На меня производит впечатление то обстоятельство, что все предложенные

решения, основанные на нестандартных моделях Солнца, находятся в противоречии с чем-либо, что мы считаем понятным, тогда как некоторые предложенные решения, основанные на новой физике, например эффект МСВ, не имеют этого недостатка. Конечно, отсутствие противоречия с решениями, основанными на новой физике, может лишь отражать трудность проверки предложенных нестандартных физических теорий путями, отличными от экспериментов с солнечными нейтрино.

Кстати, я полагаю, что эффект МСВ является прекрасной идеей независимо от того, верен он или нет.

**Вопрос 2.** Не слишком ли вы самоуверенны, утверждая, что можете рассчитывать уравнение состояния вещества внутри Солнца с достаточной точностью для предсказания потока нейтрино?

**Ответ.** Нет. Уравнение состояния вещества в недрах Солнца является сравнительно простым. При тех температурах (килоэлектронвольты) и плотностях ( $10^2$  г/см<sup>3</sup>), которые представляют для нас интерес, вещество полностью ионизовано и весьма близко к состоянию идеального газа. Поправки на вырождение электронов и на плазменное экранирование оказывают на расчетные потоки влияние, составляющее несколько процентов или менее того.

**Вопрос 3.** Имеются ли какие-нибудь ядерно-физические эксперименты, которые следует провести в поддержку предлагаемых экспериментов с солнечными нейтрино?

**Ответ.** Да. Калибровочные эксперименты для реакций  $(p, n)$ . Эти реакции используются в некоторых случаях для оценки нейтринных сечений. Например, сечения поглощения нейтрино с образованием возбужденных состояний в галлиевом эксперименте оцениваются путем изучения реакции  ${}^{71}\text{Ga}(p, n){}^{71}\text{Ge}$ , где  ${}^{71}\text{Ge}$  остается в разных возбужденных состояниях. Измерения должны быть сделаны для многих случаев, в которых матричные элементы точно известны из экспериментов по  $\beta$ -распаду, чтобы прокалибровать отношения матричных элементов слабого взаимодействия к сечениям реакции  $(p, n)$ .

Нужно вновь измерить сечения реакций  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ , если у кого-либо есть хорошая идея, как эти эксперименты можно провести по-другому или лучше, чем это делается сейчас. Особенно важна реакция  ${}^7\text{Be}+p$ , поскольку прецизионные измерения с точностью  $1\sigma$  или лучше, чем 5%, оказались бы настоящим прорывом вперед. Сле-

дует измерить сечение захвата тепловых нейтронов на  $^3\text{He}$ , так как поток нер-нейтрино, рассчитанный в рамках стандартной модели, приблизительно пропорционален этой величине.

**Вопрос 4.** Как вы полагаете, у какой из нестандартных моделей Солнца больше шансов оказаться правильной?

**Ответ.** У меня нет какой-то любимой модели. Но на меня произвело впечатление проведенное Прессом обсуждение нелинейной фокусировки внутренних гравитационных волн в солнечном ядре. В соответствующих частотах конвекции, вероятно, нет той энергии, которая нужна, чтобы это предложение оказалось правильным, но теоретический анализ указывает на сложность и изощренность, которые могут потребоваться, если нам придется изменить в значительной степени стандартные модели Солнца.

**Вопрос 5.** Разве измерения  $p$ -моды солнечных колебаний не устраняют необходимость в экспериментах с солнечными нейтрино? Разве измерения колебаний не дают ту же самую информацию с гораздо меньшими затратами средств?

**Ответ.** Нет. Измерения колебаний и нейтринные эксперименты взаимно дополняют друг друга. Колебания  $p$ -моды наиболее чувствительны к внешним областям Солнца, а солнечные нейтрино — к самым внутренним. Рассмотрим гипотетический пример. Предположим, что по каким-то ядерно-физическим причинам реакция  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  вообще не происходит, что у нее нулевое сечение. Это не повлияло бы сколько-нибудь заметно на любые измерения колебаний Солнца, но сильно повлияло бы на эксперименты с солнечными нейтрино. Даже положив скорость реакции  $^3\text{He} + ^4\text{He}$  равной нулю, что скажется на структуре расчетной модели звезды, мы не повлияем существенно на расчетные частоты колебаний  $p$ -моды. Для того чтобы понять строение и поведение Солнца, необходимы как изучение колебаний, так и нейтринные эксперименты.

**Вопрос 6.** Почему за 25 лет был проведен лишь один эксперимент?

**Ответ.** Не знаю. Как Р. Дэвис, так и я много лет старались способствовать проведению других экспериментов, но всякий солнечно-нейтринный эксперимент труден и дорогостоящ и в конечном итоге занимает по крайней мере десять лет труда. Мало кто имеет желание вложить такое количество времени и труда в один эксперимент, причём эксперимент, кото-

рый не является ни чистой физикой, ни чистой астрономией, ни вообще чем-либо чистым, а просто трудной работой. Кроме того, агентствам, оказывающим финансовую поддержку в США, было трудно представить себе, как подходить к экспериментам по солнечным нейтрино, поскольку они не входят ни в какую стандартную категорию физики элементарных частиц, ядерной физики, химии или астрономии. Они представляют собой смесь всего этого, а это очень трудно финансировать из бюджетов, предназначенных для конкретных научных дисциплин. И последнее — все за комплексные проекты, но никто не хочет, чтобы деньги на это пошли из бюджета его или ее дисциплины.

**Вопрос 7.** Почему нужно продолжать  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент с солнечными нейтрино? Разве он уже не рассказал нам все, что мог?

**Ответ.**  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент должен продолжаться во время проведения экспериментов Камиоканде II,  $^{71}\text{Ga}$  и ряда других экспериментов следующего поколения, чтобы обеспечить перекрестную проверку необычных событий или периодов наблюдений. Разумеется,  $^{37}\text{Cl}$ -измерения нужно продолжить, чтобы путем наблюдения решить противоречивый вопрос о том, существует или не существует зависимость скорости счета от фазы в цикле солнечных пятен. Кроме того, можно и нужно точно измерить фон в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте, чтобы уточнить выводы о потоках солнечных нейтрино.

**Вопрос 8.** Я только что беседовал с профессором Х., который сообщает, что он пересчитал стандартную модель Солнца и получил значение скорости захвата нейтрино, сильно отличающееся от вашего. Не означает ли это, что вы занизили ошибки в моделях Солнца?

**Ответ.** Нет. Если вы применяете компьютерную программу расчета звездной эволюции (написанную для другой цели) к проблеме солнечных нейтрино, то легко получить неверный ответ. Точность физического описания и исходных параметров, требуемая для работы с солнечными нейтрино, гораздо выше, чем для большей части других исследований звездной эволюции. Я уверен, что после того, как мы сможем детально сравнить компьютерные программы, его ответ будет согласоваться со стандартной моделью. Проводилось уже много таких перекрестных проверок.

**Вопрос 9.** Начальная распространенность гелия, которую вы полу-

чили, кажется мне слишком низкой. Она не намного больше той, которую я считаю наилучшей для количества гелия, рожденного Большим взрывом. Не следует ли вам как-то изменить модель, чтобы получить лучшее значение?

**Ответ.** Нет, мы действуем иначе. Если результат, полученный с помощью компьютерной программы расчета звездной эволюции, противоречит космологическому заключению, то либо представления о звездной эволюции, либо космология ошибочны. Если же вы пытаетесь заставить теорию звездной эволюции выдать космологически предпочтительное решение, то вы возводите космологию на уровень астрономической теологии, что (по моему мнению) не полезно ни космологии, ни звездной эволюции.

**Вопрос 10.** Не ставит ли стандартную модель Солнца в трудное положение предсказываемое ею сильное увеличение светимости с возрастом? Разве такая эволюция не повлияет серьезно на Землю и ее обитателей?

**Ответ.** Я этого не думаю. Глобальная экология еще не достаточно хорошо изучена, чтобы можно было рассматривать историю Земли как чувствительную проверку звездной эволюции. Мое впечатление таково, что мы не можем уверенно предсказать, в каком направлении увеличение светимости повлияет на жизнь на Земле. Физика атмосферы слишком сложна, там слишком много неизвестного. Нужно также знать альbedo Земли в зависимости от возраста звезды, что связано с существенными дополнительными неопределенностями. Было бы интересно подойти к вопросу с конца: можно ли найти хотя бы одну правдоподобную геофизическую модель, которая соответствовала бы эволюции, предсказываемой стандартной моделью, и всему остальному, что мы знаем об истории Земли?

**Вопрос 11.** Вы действительно полагаете, что можете рассчитывать чувствительность  $^{37}\text{Cl}$ -детектора с точностью 10%?

**Ответ.** Да. Первоначальные вычисления были частично основаны на теоретической модели атомного ядра. Та же модель предсказала, что  $^{37}\text{Ca}$  будет распадаться с испусканием позитронов и может быть использован для эмпирического определения матричных элементов ядра. Были проведены соответствующие ядерно-физические эксперименты. Оказалось, что в согласии с предсказаниями этой модели  $^{37}\text{Ca}$  распадет-

ся, испуская позитроны, и эти измерения были использованы для уточнения нейтринных сечений.

**Вопрос 12.** Какой из ядерных реакций определяются наблюдаемая светимость Солнца и скорость выделения ядерной энергии? Это начальная медленная протон-протонная реакция?

**Ответ.** Нет. Зависимость Солнца определяется атомной и гравитационной физикой, а не ядерной.

Скорости ядерных реакций, зависящие от температуры и плотности, сами собой изменяются таким образом, что полный поток энергии оказывается именно тем, какой требуется макроскопической физикой. Вы можете встретить обратное (и ошибочное) утверждение во многих обзорных статьях. Не дайте ввести себя в заблуждение. Многое было выяснено в строении звезд еще до того, как был установлен ядерный источник образования энергии.

**Вопрос 13.** Что привело к сильному уменьшению неопределенности в предсказываемых скоростях захвата за период с 1964 по 1968 г.?

**Ответ.** Уточнения, достигнутые в измеренных скоростях низкоэнергетических ядерных реакций, особенно уточнение сечения реакции  $^3\text{He} - ^3\text{He}$ .

**Вопрос 14.** Я читал, что поток  $\nu$ -нейтрино не зависит от модели Солнца. Обусловлено ли это тесной связью потока с наблюдаемой светимостью?

**Ответ.** В литературе часто утверждалось, что  $\nu$ -поток не зависит от модели Солнца. Это неверно. Если бы температура в центре Солнца в стандартной модели была чуть выше, то большая часть предсказанных нейтрино рождалась бы от CNO-цикла, а не от протон-протонной цепи. Даже если считать, что эта цепь играет доминирующую роль, то число протон-протонных нейтрино остается неопределенным. В зависимости от того, какая конечная реакция  $\nu$ -цепи преобладает, — реакция 3 ( $^3\text{He} + ^3\text{He}$ ) или реакция 4 ( $^3\text{He} + ^4\text{He}$ ) из табл. 1.1, — расчетный поток может изменяться в 2 раза. Если реакция  $^3\text{He} + ^4\text{He}$  происходит гораздо чаще, чем  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ , то на каждые 25 МэВ энергии ядерного синтеза рождаются одно протонное и одно  $^7\text{Be}$  (или  $^8\text{B}$ )-нейтрино — ситуация, которая означала бы, что поток  $\nu$ -нейтрино равен приблизительно половине стандартного значения. Если же происходит реакция 3, как это имеет место для большинства конечных реакций в стандартной



модели Солнца, то для того, чтобы закончить цепь синтеза, описываемую уравнением (1.3), и получить 25 МэВ термоядерной энергии, требуется два протон-протонных нейтрино. Относительную частоту реакций 3 и 4 можно определить теоретически только на основе точной солнечной модели. Но исходные параметры солнечной модели позволяют сравнительно точно рассчитать протон-протонный поток. Можно выполнить независимую от модели оценку протон-протонного потока нейтрино с точностью до множителя 2, приняв, что каждые 25 МэВ фотонной энергии, достигающей Земли от Солнца, сопровождаются либо одним, либо двумя протон-протонными нейтрино.

**Вопрос 15.** Почему вы уверены, что гидродинамические явления, возможно сходные по сложности с Красным Пятном на Юпитере, несущественны в недрах Солнца?

**Ответ.** Я не уверен в этом. Гидродинамические, или турбулентные, явления плохо изучены в астрономическом контексте. Однако было исследовано много идей, высказанных за последние два десятилетия. При нашем нынешнем понимании ни один из предложенных механизмов для приведения в движение крупных гидродинамических явлений не кажется очень уж правдоподобным. Стандартная модель Солнца устойчива по отношению к сферическим и несферическим тепловым возмущениям. Энергия, требуемая для перемешивания Солнца, достаточного для того, чтобы существенно повлиять на потоки нейтрино, по порядку величины составляет несколько процентов гравитационной энергии связи Солнца, т. е. в тысячи раз больше, чем энергия вращения современного Солнца. Мы не знаем какого-либо источника энергии, который мог бы привести в действие гидродинамические явления внутри Солнца. Измерения частот акустических колебаний показывают, что до глубины порядка 0,3 радиуса нет крупных отклонений от модели стандартного, относительно спокойного Солнца.

**Вопрос 16.** Вы приняли столь большие ошибки, что, похоже, ничего нельзя узнать. Почему вы приводите ошибки, равные  $3\sigma$ ? Разве ничего нельзя сделать, чтобы уменьшить их? Для моего солнечного нейтринного эксперимента я всегда приводил ошибки, равные  $1\sigma$ .

**Ответ.** Хотел бы я, чтобы эти ошибки были меньше! Но я даю свою наилучшую оценку этих неопределенностей, чтобы можно было решить, как рассматривать разницу между вашими наблюдениями и моими вычислениями, достаточно ли велика

эта разница, чтобы оправдать подготовку новых экспериментов или построение новых теорий. Самым важным единичным измерением, которое можно выполнить для уменьшения этих погрешностей, было бы измерение с точностью  $3\%$  ( $1\sigma$ ) сечения реакции  ${}^7\text{Be}(\nu, \gamma){}^8\text{B}$  при низких энергиях, но даже и это не очень уменьшило бы полную теоретическую неопределенность. Много разных величин вносят вклад в полную погрешность, причем ни одна из них не является преобладающей. Конечно, если вы предпочитаете иметь дело с ошибками  $1\sigma$ , вы можете разделить приводимые мною ошибки на три.

**Вопрос 17.** Как вы расположите в порядке возрастания вероятности различные решения проблемы солнечных нейтрино в рамках физики элементарных частиц?

**Ответ.** По-моему, наиболее вероятным является решение МСВ, поскольку оно требует лишь минимального расширения успешной теории электрослабых взаимодействий. Все остальные объяснения требуют чего-то такого, что априори вызывает удивление: вакуумных осцилляций (тонкой настройки, большого угла смешивания), переворота спина (большой магнитный момент), распада (большая константа связи) и WIMP-частиц (новая частица, новые взаимодействия).

**Вопрос 18.** Измеренные скорости захвата нейтрино в  ${}^{37}\text{Cl}$ -эксперименте обнаруживают большие флуктуации. Свидетельствует ли это о переменности?

**Ответ.** В данных, полученных до 1985 г., не было переменности, которую я посчитал бы значимой. Данные же, полученные после того, как эксперимент был возобновлен с новыми насосами в 1987 г. и в начале 1988 г., превышают прежнее среднее значение на два стандартных отклонения. Я не знаю, что об этом думать. Чтобы прояснить вопрос о временной зависимости, нужны измерения, которые будут выполнены в течение нескольких следующих лет с детекторами  ${}^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II. Очевидно, что это очень важно.

**Вопрос 19.** Я думаю, вы несправедливы к гипотезе частиц WIMP. Это единственное известное объяснение, которое поможет решить проблему как солнечных нейтрино, так и темной материи. Более того, она естественным образом объясняет малое, но неизменно сохраняющееся расхождение между расчетом и наблюдением разделения по частоте между некоторыми почти вырожденными колебаниями

звуковых волн,  $p$ -модами. Почему вы не соглашаетесь, что это прекрасная идея, столь же прекрасная, как и эффект МСВ?

**Ответ.** Вы правы; гипотеза WIMP-частиц прекрасна. Но, я думаю, маловероятно, что они существуют с теми свойствами, которые необходимы для решения проблемы солнечных нейтрино. Сечение рассеяния на протонах должно быть примерно в 1000 раз больше сечения обычного зарядового обмена  $Z^0$ . Сечение аннигиляции должно быть сильно подавлено относительно сечения рассеяния, или же должна иметься космологическая асимметрия между WIMP и анти-WIMP. Масса WIMP-частиц должна лежать в узком окне 2 — 10 ГэВ. Нет и тени лабораторных данных о существовании WIMP-частиц с такими замечательными свойствами. Кроме того, упомянутое малое расхождение между вычислениями и наблюдениями акустических мод Солнца может иметь чисто астрономическое объяснение. Например, оно могло бы быть следствием плохо изученных явлений во внешних областях Солнца или же химической неоднородности, увеличенной из-за диффузии элементов.

**Вопрос 20.** Не слишком ли раздута проблема солнечных нейтрино? Как астроном-практик я знаю много примеров того, что вычисления не согласуются с наблюдениями с точностью, более высокой, чем множитель 2. Если вы возьмете свое самое низкое допустимое значение — приблизительно 5,3 SNU и самое высокое допустимое значение, полученное Дэвисом, — приблизительно 3,0 SNU, то разница будет даже меньше, чем "с точностью до множителя 2". Так в чем же проблема?

**Ответ.** Вы правы в том, что расхождение между теорией и наблюдением сводится к небольшому множителю, но важно именно отношение разности к неопределенностям. Стандартные вычисления и наблюдения не перекрываются, даже если вы доведете теорию и наблюдение до их крайних пределов, установленных известными погрешностями, как вы это сделали, сравнивая 5,3 SNU с 3,0 SNU. Проблема солнечных нейтрино отличается от многих загадок в астрономии тем, что мы знаем о Солнце больше, чем о любой другой звезде, и уверены, что существует фундаментальная теория — теория звездной эволюции, которая дает возможность выполнить точные расчеты. Эволюция Солнца — самый простой и лучше всего изученный случай звездной эволюции. Если мы не можем точно рассчитать, как светит Солнце, то нам, возможно, придется быть осторожными,

когда мы утверждаем, что нам понятны более сложные астрономические системы.

**Вопрос 21.** Какую величину, по вашему мнению, важнее всего измерить, чтобы решить проблему солнечных нейтрино?

**Ответ.** Ключом к проблеме солнечных нейтрино является энергетический спектр нейтрино. Стандартная модель Солнца и все нестандартные его модели (без введения радикально новой физики элементарных частиц) предсказывают одинаковые энергетические спектры от отдельных источников нейтрино, как, например,  $^8\text{B}$ -нейтрино или протон-протонные нейтрино. Ошибки в модели Солнца могут изменить число нейтрино от конкретного источника (например,  $^8\text{B}$ -нейтрино), но не могут повлиять в пределах точности измерений на форму спектра энергий, испускаемых одним отдельным источником. Спектр энергий от конкретного источника нейтрино определяется ядерной физикой и является одним и тем же независимо от того, что происходит на Солнце, при условии, что ничего не случится с нейтрино после его рождения. Объяснения, связанные с физикой элементарных частиц, выходящей за пределы стандартной модели электрослабых взаимодействий, предсказывают такие наблюдаемые энергетические спектры у Земли, которые отличаются от того, что ожидается на основе стандартной модели. В объяснениях, основанных на нестандартной физике элементарных частиц, то, что происходит с нейтрино, зависит от их энергий.

В проводимых и подготавливаемых экспериментах можно осуществить некоторые из необходимых измерений. Так,  $^8\text{B}$ -нейтрино являются экспериментально наиболее доступным источником для изучения формы энергетического спектра. Подобное исследование будет проведено в экспериментах по рассеянию нейтрино на электронах и в будущих экспериментах по нейтринному поглощению. Измерение формы спектра фундаментальных низкоэнергетических  $p\bar{p}$ -нейтрино имеет решающее значение (так как некоторые из эффектов физики частиц сильно зависят от энергии), но выполнить его гораздо труднее. Измерение формы линии  $^7\text{Be}$ -нейтрино позволило бы определить непосредственно среднюю температуру внутри Солнца (по ширине линии) и является наиболее значительным вызовом для экспериментаторов.

Для измерения взаимодействий, протекающих через ней-

тральные токи, разрабатываются методы, которые позволят определить полный поток нейтрино независимо от их типа (флейвора). Эти измерения дадут нам четкое разграничение между двумя крупными классами противоположных объяснений проблемы солнечных нейтрино: в одном из них физика частиц заставляет нейтрино изменять флейворы, но сохраняет их полное число, а в другом Солнце образует меньшее количество нейтрино, чем предсказывает современная стандартная модель.

## 2. Строение и эволюция звезд

---

### Краткое содержание

Теория звездной эволюции — образец хорошей астрономической теории. Астрономы используют теорию эволюции звезд для истолкования наблюдений во многих разных областях, например в вычислении возраста звезд, количественном определении химического состава, в разгадывании эволюции галактик и расшифровке всемирного Большого Взрыва (рассматривая полученную первоначальную распространенность гелия и возраст самых старых звезд как основные параметры). Все эти приложения, обычно используемые астрономами в их повседневной работе, ставятся под вопрос по крайней мере одним из предложенных объяснений проблемы солнечных нейтрино (гл. 5). Проверки теории звездной эволюции, проводимые с помощью солнечных нейтрино, многое ставят на карту для астрономов.

Солнце находится в простейшем состоянии звездной эволюции: в долгоживущей квазистатической фазе **главной последовательности** (т. е. в фазе горения водорода). Но большинство астрономов изучают более экзотические астрономические системы (в которых все происходит гораздо быстрее), и почти все они сосредоточивают свое внимание на фотонах (а не на нейтрино), испускаемых самыми внешними областями звезд, где важную роль играют сложные нелинейные эффекты, такие, как турбулентность и конвекция. Можно думать, что эти более динамичные астрономические ситуации должны быть и более трудными для понимания. И мы значительно больше знаем о Солнце, чем о какой-либо другой звезде. К тому же, как счита-

ются, недра Солнца находятся в спокойном состоянии, а поэтому и соответствующая физика должна быть простой.

Однако после десятилетий работы мы все еще не уверены, так ли уж проста физика генерации солнечной энергии, как это ожидалось. Для окончательного решения приходится ждать дополнительных диагностических экспериментов с солнечными нейтрино.

Изучение физики солнечных недр требует иного подхода, чем просто статистические исследования, которые пригодны для большей части изучения звездной эволюции. Астрономы обычно предсказывают или измеряют относительное число звезд с разными массами, цветом, возрастом и химическим составом. При изучении Солнца мы вместо этого концентрируем наше внимание на детальном характере физических процессов отдельного объекта.

В этой главе очерчиваются общие принципы теории звездной эволюции и подводятся итоги общего сравнения с данными наблюдений. В разд. 2.1 мы описываем историю жизни звезды в рамках различных временных масштабов взаимодействий — гравитационных, электромагнитных и сильных. В разд. 2.2 представляются основные уравнения звездной эволюции и на основе этих уравнений мы оцениваем по порядку величины внутреннюю температуру Солнца и давление в его центральной части. Главный триумф теории звездной эволюции — это предсказание зависимости между массой и светимостью и объяснение диаграммы Герцшпрунга — Рассела, которая представляет собой геометрическое место наблюдаемых звезд на плоскости светимость — цвет. В разд. 2.3 рассматривается основа этих теоретических результатов и предсказания сравниваются с наблюдениями галактических звезд. В последнем разд. 2.4 подводятся итоги статусу теории звездной эволюции. Стандартные вычисления дают удовлетворительное описание многих наблюдений, выполненных с фотонами, и обычно используются астрономами для интерпретации их результатов. Только эксперименты с солнечными нейтрино, по-видимому, находятся в явном противоречии со стандартной теорией.

Чтобы понять, что именно проверяется в экспериментах с солнечными нейтрино, нужно знать о звездной эволюции по меньшей мере столько, сколько представлено в этой краткой главе. Для исследований же в области звездной эволюции нужно знать значительно больше. В конце этой главы приведены примечания, касающиеся некоторых классических учебников и обзорных статей по звездной эволюции [166, 177, 194, 348–350, 555, 571, 575, 615, 637].

## 2.1. История жизни звезды

Историю жизни звезды определяет взаимосвязь гравитационных, электромагнитных (или атомных) и сильных ядерных взаимодействий. Эти три взаимодействия задают характерные временные масштабы в жизни звезды. Ниже мы вычислим характерные времена для звезд типа Солнца (по порядку величины). Будем обозначать через  $M_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$  и  $L_{\odot}$  соответственно массу, радиус и светимость Солнца (численные значения даны в табл. 4.1).

Начнем с гравитационного времени. Оно определяется как отношение гравитационной энергии к полной светимости:

$$t_{\text{грав}} \approx GM_{\odot}^2/R_{\odot}L_{\odot} \approx 10^7 \text{ лет.} \quad (2.1)$$

Гравитационное время приблизительно равно тепловому времени (или времени Кельвина — Гельмгольца), которое характеризует скорость излучения запасенной тепловой энергии:  $E_{\text{тепл}}/L_{\odot}$ . Эквивалентность этих двух оценок гравитационного времени гарантируется теоремой вириала, которая связывает кинетическую и потенциальную энергии.

**Атомное время** — это время, за которое фотон в результате случайных блужданий выходит из недр Солнца. Полное число шагов равно квадрату пройденного расстояния  $R_{\odot}$ , деленному на среднюю длину свободного пробега фотона  $\lambda$ . Время, необходимое для одного шага, — порядка  $\lambda/c$ . Таким образом, имеем

$$t_{\text{атомн}} \sim (R_{\odot}/\lambda)^2 \frac{\lambda}{c} \approx 10^4 \text{ лет.} \quad (2.2)$$

Типичная средняя длина свободного пробега составляет порядка  $1/\kappa(\rho)$ ,  $\sim 1$  см, где  $\kappa$  — произведение томсоновского сечения на число Авогадро, а  $\langle \rho \rangle \sim 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

Некоторые авторы ошибочно принимают  $t_{\text{атомн}} \approx t_{\text{грав}}$ . Эти два характерных времени были бы одинаковы, если бы большая часть тепловой энергии заключалась в фотонах. Однако внутри Солнца большая часть тепловой энергии определяется хаотическим движением электронов и ионов и лишь несколько десятых процента ее приходится на фотоны.

**Ядерное время** равно

$$t_{\text{ядер}} \approx \epsilon \times 0,1 \times M_{\odot}c^2/L_{\odot} \sim 10^{10} \text{ лет.} \quad (2.3)$$

Здесь 0,1 есть приблизительная доля звездной массы, исчерпываемой прежде, чем звезда покинет главную последовательность и станет гигантом, который эволюционирует быстрее. Величина  $\epsilon$  представляет

собой долю (0,7%) массы покоя, превращаемую в тепловую энергию при сгорании протонов с превращением в  $\alpha$ -частицы. Ядерное время — это характерное время, в течение которого звезда эволюционирует на главной последовательности.

Солнце — единственная достаточно близко расположенная к Земле звезда, которая позволяет нам использовать четвертое из известных взаимодействий, а именно слабое взаимодействие, чтобы заглянуть в звездное ядро и исследовать (с помощью нейтрино) звездные недра, в которых постоянно горит ядерное топливо. Фотон, видимые нами, — это фотоны, испытавшие последний акт рассеяния (или образовавшиеся) во внешней (0,05%) части солнечного радиуса, тогда как нейтрино приходят к нам прямо из солнечного ядра. Таким образом, все наблюдения строения и эволюции звезд, с которыми знакомы астрономы, опираются на изучение света, испускаемого из внешних слоев звезды.

## 2.2. Основные уравнения

Основные уравнения звездной эволюции и строения звезд базируются на простой физике. Мы приведем их здесь, и они покажут нам, что является наиболее важным для построения моделей солнечных недр. Для получения сравнительно прозрачных уравнений приняты сферическая симметрия и квазистатическое равновесие без конвективного переноса вещества. Оба этих предположения количественно точны при построении моделей внутреннего строения Солнца. Вращение, потеря массы и магнитные поля здесь не рассматриваются. Возможное влияние этих явлений обсуждается в гл. 5 в связи с нестандартными моделями.

Первое уравнение отражает условие гидростатического равновесия. Пусть  $P(r)$  и  $\rho(r)$  — давление и плотность на расстоянии  $r$  от центра звезды, а  $M(r)$  — масса вещества в пределах этого радиуса. Равновесие между гравитационными силами и давлением означает, что

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) выполняется с высокой точностью, поскольку Солнце сколлапсировало бы меньше, чем за час, если бы это равенство было значительно нарушено. Его простота, обусловленная предположением о квазистатическом равновесии, подтверждается в случае Солнца тем, что жизнь существует на Земле уже более миллиарда лет

и, следовательно, светимость Солнца не изменилась в значительной мере за этот период.

Температурный градиент между внутренними областями и поверхностью вызывает поток энергии из центральных областей Солнца. Уравнение переноса энергии имеет вид

$$L_r = -4\pi r^2 (ac/3) \frac{1}{\kappa \rho} \frac{dT^4}{dr}. \quad (2.5)$$

Здесь  $L_r$  — энергия, проходящая в единицу времени через сферу радиусом  $r$ , а  $T$  — температура. Полный коэффициент непрозрачности  $\kappa$  представляет собой комбинацию коэффициентов радиационной и проводимостной непрозрачности:  $\kappa^{-1} \equiv \kappa_{\text{рад}}^{-1} + \kappa_{\text{провод}}^{-1}$ . При условиях, существующих внутри Солнца, радиационная непрозрачность составляет основную часть полной непрозрачности. Давление равно сумме давлений излучения и (преобладающего) теплового давления:

$$P(r) = \frac{a}{3} T^4 + \frac{1}{\mu} \frac{k\rho T}{m_H} (1 + D). \quad (2.6)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана, а  $D$  — легко вычисляемые поправки на электронное вырождение и на модификации Дебая — Хюккеля уравнения состояния. Пусть  $X, Y$  и  $Z$  — доли (по массе) вещества, которое находится в виде соответственно водорода, гелия и более тяжелых элементов. Средняя молекулярная масса  $\mu$  выражается через эти параметры следующим образом:  $\mu^{-1} = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z$ .

Локальная светимость сферических оболочек определяется суммой выделенных ядерной и механической энергий:

$$\frac{dL_r}{dr} = \rho(4\pi r^2) \left( \epsilon_{\text{ядер}} - T \frac{dS}{dt} \right), \quad (2.7)$$

где  $S$  — энтропия звезды. В звездах главной последовательности типа Солнца ядерная энергия генерируется гораздо интенсивнее, чем механическая. Наблюдаемую светимость можно найти интегрированием по всей звезде:

$$L_{\odot} = \int_0^{R_{\odot}} \left( \frac{dL_r}{dr} \right) dr \quad (2.8)$$

в предположении, что звезда находится в приблизительно стационарном состоянии.

Чтобы завершить описание уравнений звездной структуры, мы должны задать граничные условия на внешнем крае звезды. У граничных условий есть и хорошая, и плохая сторона. Плохая — то,

что на внешние слои звезд, подобных Солнцу, оказывают сильное влияние конвекция и турбулентность — физические процессы, плохо изученные в звездной среде. Хорошая — то, что внешние граничные условия не имеют большого значения для процессов, происходящих в глубине. Практически это означает, что для звезд типа Солнца достаточно принять, что внешние области находятся в конвективном равновесии, и применить хорошо известные приближенные соотношения для определения зависимости давления от температуры. Детальные вычисления, изменяющие предположения и использованные параметры, показывают, что указанные приближения для атмосферы не оказывают существенного влияния на расчетные потоки солнечных нейтрино. Однако неточное знание физики звездных атмосфер часто в самом деле усложняет сравнение между теорией и наблюдениями, выполненными на фотонах, излученных с поверхностных слоев. Например, интерпретации солнечных колебаний по  $p$ -моду связаны с использованием детальных моделей внешних слоев Солнца.

Оценить по порядку величины давление и температуру в центре можно так же, как и в случае оценок характерных времен в формулах (2.1)–(2.3). Давление в центре можно оценить с помощью уравнения (2.4). Предположим, что структуру Солнца можно представить тремя областями: центральное ядро, средняя поверхность и внешняя поверхность (где давление равно нулю). Применим уравнение (2.4) к средней поверхности. Тогда левую часть можно принять равной давлению в центре, а плотность можно выбрать равной средней плотности Солнца ( $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ). В таком довольно грубом приближении давление в центре будет равно

$$P_c \sim 2\rho GM_\odot/R_\odot \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (2.9)$$

Если использовать уравнение состояния идеального газа, то температура в центре Солнца будет приблизительно равна

$$T_c \sim \frac{m_H P_c}{2k\rho_c} \sim 10^7 \text{ К}. \quad (2.10)$$

Эти оценки центрального давления и температуры удовлетворительно согласуются с более точными значениями, полученными в детальных вычислениях (гл. 4).

## 2.3. Главные результаты

Основные уравнения дают два важных результата: 1) соотношение между массой звезды и ее светимостью и 2) выводы о том, какого типа звезды могут существовать. Начнем с соотношения между массой и светимостью. Анализ размерностей — простейший способ найти вид соотношения масса — светимость. Допуская в качестве самого грубого приближения то, что коэффициент непрозрачности не зависит от температуры и плотности (например, непрозрачность обусловлена только рассеянием электронов), и используя уравнение переноса энергии из предыдущего раздела, можно получить следующие связи между параметрами:

$$L_r \propto \frac{R^2 T^4}{(\kappa)\rho R} \propto \frac{R^4 T^4}{(\kappa)M}. \quad (2.11)$$

Кроме того, уравнение состояния показывает, что

$$T \propto \frac{P}{\rho} \propto \frac{M\rho}{R\rho} \propto \frac{M}{R}. \quad (2.12)$$

Объединяя уравнения (2.11) и (2.12), получаем простейший вид соотношения масса — светимость:

$$L \propto M^3. \quad (2.13)$$

Это соотношение показывает общий характер зависимости наблюдаемых светимостей звезд от их масс, хотя точное значение показателя степени, полученное с помощью детальных моделей звезд, систематически меняется с изменением массы, большей частью из-за зависимости коэффициента непрозрачности от температуры и плотности.

На рис. 2.1 показано наблюдаемое соотношение масса — светимость для звезд, находящихся в диске нашей Галактики. Точно измерить массы звезд трудно, это можно сделать лишь в особых системах (таких, как хорошо разделенные двойные звезды). Трудно также измерить полные светимости, поскольку нужно определить расстояние до звезды, а также прибавить к видимому излучению всю энергию, которая излучается в других областях длин волн. Солнце — единственная звезда, расположенная достаточно близко к нам, чтобы мы могли измерить его полную светимость или массу с точностью до одного процента (или еще точнее). Следовательно, данные, приведенные на рис. 2.1, содержат какую-то неопределенность. Однако тесная связь между светимостью и массой очевидна.

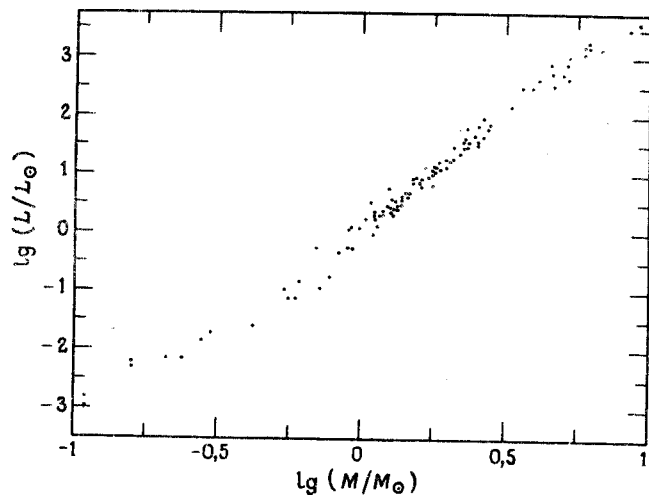


Рис. 2.1. Соотношение масса — светимость. Показано наблюдаемое соотношение между массой и светимостью для двойных звезд, массы и светимости которых точно измерены. Данные взяты у Поппера [491, табл. 2, 4, 7 и 8].

Теоретические вычисления воспроизводят основные тенденции наблюдаемого соотношения масса — светимость, показывая в разных областях масс разные степенные зависимости. Это согласие между вычислением и наблюдением составляет крупный успех теории строения и эволюции звезд.

Большинство других триумфов теории звездной эволюции связано с известными Н-*R*-диаграммами (диаграммами Герцшпрунга — Рассела), пример которых показан на рис. 2.2. Н-*R*-диаграмма представляет собой график зависимости логарифма светимости звезды от какой-либо характеристики ее поверхности — цвета, типа спектра или эффективной температуры (см. ниже).

Астрономы часто представляют свои результаты в виде Н-*R*-диаграммы, которая дает зависимость болометрической величины  $M_{\text{болом}}$  от *B-V*- (голубого — видимого) цвета. Болометрическая величина  $M_{\text{болом}}$  выражается через полную светимость  $L$  следующим образом:

$$M_{\text{болом}} = 4,63 - 2,5 \lg(L/L_{\odot}). \quad (2.14)$$

Параметр “*B-V*-цвет” представляет собой произведение множителя

2,5 на логарифм отношения зарегистрированных потоков в двух широких диапазонах длин волн, видимом (*V*) и голубом (*B*). Величина солнечной светимости  $L_{\odot}$  равна  $3,86 \cdot 10^{33}$  эрг<sup>-1</sup>. Иногда вместо цвета или спектрального типа в Н-*R*-диаграммах используют эффективную температуру  $T_{\text{эфф}}$ . По определению светимость равна  $4\pi R^2 \sigma T_{\text{эфф}}^4$ . Цвет *B-V* связан точными калибровками с эффективной температурой поверхности звезды.

Наиболее поразительной особенностью Н-*R*-диаграммы является ее незаполненность: звезды заселяют лишь малую долю двумерного пространства параметров (ср. рис. 2.2).

На рис. 2.2 показана Н-*R*-диаграмма для звезд солнечной окрестности. Подобно всем наблюдательным Н-*R*-диаграммам, рис. 2.2 показывает светимость в пределах данного диапазона длин волн (здесь фиолетовый, *V*-диапазон). Видимая абсолютная величина определяется уравнением, аналогичным уравнению (2.14), за исключением того, что все параметры относятся к светимостям, испускаемым в *V*-диапазоне, а константа 4,63 заменяется на 4,79.

Для соседних звезд, показанных на рис. 2.2 (данные относятся к разным возрастам и химическим составам), так называемая “главная последовательность” — это полоса, идущая из верхнего левого угла Н-*R*-диаграммы в нижний правый угол. Звезды с самыми высокими температурами поверхности имеют самые малые значения *B-V*-цвета и находятся в левой части диаграммы; самые яркие звезды располагаются в верхней части. Звезды правой части главной последовательности имеют время жизни на главной последовательности, большее чем современный возраст Галактики. Нижний правый угол содержит самые маломассивные известные звезды с массами  $\gtrsim 0,1 M_{\odot}$ , которые представляют собой очень слабо светящиеся красные объекты, называемые *M*-карликами и коричневыми карликами. Верхняя левая часть диаграммы содержит редкие короткоживущие голубые звезды, которые гораздо массивнее Солнца. Справа и над главной последовательностью находятся красные гиганты, а в нижнем левом углу — слабо светящиеся белые карлики, т. е. умирающие звезды, остывающие в последней стадии звездной эволюции. Малочисленность наблюдаемых звезд-гигантов обусловлена тем, что звезда проводит в стадии гиганта мало времени.

Солнце представляет собой типичную звезду главной последовательности с  $M_V = 4,8$  и *B-V* = 0,6.

Теория звездной эволюции позволяет объяснить Н-*R*-диаграмму в первом приближении. В настоящее время считается, что находящаяся в зародышевом состоянии звезда с массой порядка солнечной

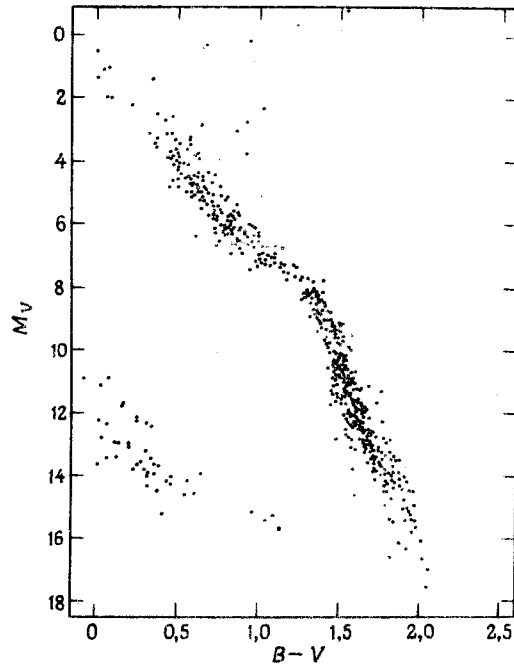


Рис. 2.2. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела [283]. H-R-диаграмма построена для 535 звезд солнечной окрестности, для которых расстояния и потоки фотонов в двух цветах ( $B$  и  $V$ ) известны точно. По вертикальной оси откладывается абсолютная визуальная величина  $M_V$ , пропорциональная логарифму светимости в видимом диапазоне длин волн. По горизонтальной оси  $B-V$  откладывается логарифм отношения потоков в двух широких диапазонах длин волн — голубом ( $B$ ) и видимом ( $V$ ). Солнцу отвечает на диаграмме точка с координатами  $M_V = 4,8$  и  $B-V = 0,6$ .

эволюционирует почти вертикально вниз на этой диаграмме, пока не достигнет главной последовательности. После этого звезда остается на главной последовательности, сжигая водород, пока в ядре не исчерпается протонное топливо. Когда водород в ядре звезды полностью использован, звезда начинает быстро эволюционировать к ветви гигантов, где ее последующая история состоит из ряда эпизодов, связанных с генерацией ядерной энергии и гравитационным

сжатием. После одной или нескольких фаз значительной потери массы последние стадии эволюции оставшегося ядра могут привести к образованию белого карлика — плотной звезды, поддерживаемой давлением вырожденных электронов. Он излучает тепловую энергию, накопленную в результате сжатия. У звезд, масса которых больше некоторой, не очень хорошо известной величины (но которая может быть порядка  $8M_{\odot}$ ), остаточные ядра не могут поддерживаться давлением вырожденных электронов, вместо этого они коллапсируют в значительно более плотную звезду — нейтронную звезду, целостность которой обеспечивают вырожденные нейтроны и ядерные силы. Формирование нейтронной звезды может привести к потрясающему взрыву — сверхновой звезде (гл. 15). В случае еще более массивных звезд могут образовываться черные дыры.

## 2.4. Современное положение

Компьютерные программы для расчета эволюции звезд описаны в ряде прекрасных обзорных статей. В мире существует много хорошо апробированных программ, но большинство из них непригодно для точного вычисления потоков солнечных нейтрино. Программы же, написанные для других целей, обычно не обладают точностью и детальностью, необходимыми при вычислении потоков солнечных нейтрино, которые требуются для расчета некоторых физических характеристик ядерных реакций, коэффициента непрозрачности, рационального переноса или уравнения состояния. Но принципы те же самые.

Многие из существующих программ могут хорошо воспроизводить статистические особенности соотношения масса — светимость и H-R-диаграммы, рассмотренные в предыдущем разделе. Программы расчета звездной эволюции показывают также, почему верхний левый угол диаграммы не содержит более старых звезд, населяющих шаровые скопления (эти массивные звезды быстро эволюционируют и все сошли с главной последовательности в шаровые скопления). Теория способна также приблизительно объяснить разницу светимостей звезд главной последовательности между сравнительно молодыми звездами галактического диска, наиболее типичными в окрестностях Солнца, и более старыми звездами из шаровых скоплений. Более старые звезды имеют меньшее содержание металлов, чем молодые дисковые звезды, которые образовались после того, как межзвездная среда была “загрязнена” тяжелыми элементами, рожденными при



взрывах звезд первого поколения. Этот относительный недостаток металлов изменяет радиационную непрозрачность, что отражается в наблюдаемых и расчетных  $H-R$ -диаграммах шаровых скоплений и в их расчетных (но пока что ненаблюдавшихся) законах масса — светимость.

Теория звездной эволюции дает удовлетворительное объяснение многих наблюдений и обычно используется астрономами для истолкования их результатов. Но некоторые проблемы остаются. Возраст звезд в самых старых шаровых скоплениях, по-видимому, оказывается опасно близким к тому, чтобы превысить возраст Вселенной. Наблюдается меньшее число слабосветящихся белых карликов, чем это предсказывают простые вычисления. До сих пор нет всеобъемлющей теории образования звезд. Некоторые эффекты, такие, как магнитные поля, вращение или турбулентность, трудно моделировать реалистично и точно.

Тем не менее лишь  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент и эксперимент Камиоканде II находятся в прямом противоречии со стандартной теорией. Но даже для этих нейтринных экспериментов противоречие с теорией звездной эволюции остается только в том случае, если стандартная модель электрослабых взаимодействий верна.

## Библиографические примечания

1. Книга Чандрасекара [166] представляет собой авторитетное объяснение математической теории строения звезд, выполненное до появления современных численных методов.

2. Книга Клейтона [177] — это стандартный учебник, по которому студенты (и профессора) учили основы предмета в течение двух десятилетий (первое издание — 1968 г.). Последнее издание содержит новое предисловие, дающее много ссылок на современную литературу.

3. Книга [194] дает исчерпывающее изложение теории эволюции.

4. Книга [242] — первое систематическое рассмотрение радиационного равновесия внутри звезд.

5. Книга [347] — новое краткое изложение теории звездной эволюции, где только мимоходом делается ссылка на проблему солнечных нейтрино.

6. Статьи [348, 350] дают полный обзор по эволюции звезд, основанный на численных моделях.

7. Работа Солпитера [555] — краткое и четкое объяснение физических основ источников энергии звезд и звездной структуры, написанное ученым, который является мастером в обеих областях.

8. Книга Шварцшильда [571] — классическое описание теории звездной эволюции с упором на физическое понимание. Самая четкая книга, когда-либо написанная по этому предмету.

9. Статья Сирза [575] — одна из самых первых детальных моделей Солнца.

10. Книга Тейлера [615] — очень ясно изложенное элементарное введение в физические принципы.

11. Статьи [637, 639] — самые современные численные модели для звезд с массами, сравнимыми с массой Солнца.

## 3. Термоядерные реакции

### Краткое содержание

Солнце светит за счет горения водородного топлива. По мере того как потребляется это топливо, звезда эволюционирует. Звездная эволюция сопровождается термоядерным синтезом; при этом образуются нейтрино, которые можно использовать для проверки теории эволюции звезд.

Солнце и другие звезды главной последовательности медленно эволюционируют, регулируя свою температуру таким образом, что средняя тепловая энергия атомного ядра остается малой по сравнению с энергией кулоновского отталкивания, которое испытывает ион, участвующий в реакции синтеза.

Сильное кулоновское отталкивание замедляет скорости ядерных реакций до астрономически долгих времен. Определение скоростей ядерных реакций в звездах является трудной задачей, так как соответствующие энергии столь малы, что скорости счета событий в лабораторных экспериментах очень незначительны. Тем не менее после десятилетий интенсивных лабораторных и теоретических исследований сечения реакций синтеза, наиболее важные для проблемы солнечных нейтрино, известны с удовлетворительной точностью.

В звездах главной последовательности происходит слияние протонов, что дает энергию через реакции протон-протонной цепи или CNO-цикла — два различных ряда ядерных процессов. Из наблюдаемый нейтрино разных энергий можно получить непосредственно число и типы реакций ядерного синтеза, происходящих внутри Солнца.

В этой главе кратко описывается роль ядерных реакций в звезд-

дах главной последовательности. В разд. 3.1 мы покажем, почему термоядерный синтез — это единственный источник энергии, способный обеспечить светимость звезды в течение всей ее жизни. В следующем разделе (разд. 3.2) кратко излагаются основные соотношения, используемые при вычислении скоростей ядерных реакций в звездах главной последовательности. В разд. 3.3 мы рассмотрим реакции протон-протонной цепи и дадим точные значения параметров сечений и их погрешностей. В разд. 3.4 приведем соотношения между нейтринными потоками (которые можно измерить) и частотами реакций протон-протонной цепи (которые должны быть вычислены на основе конкретной модели звезды). Эти соотношения можно использовать для определения относительной частоты ядерных реакций, в которых образуются или не образуются нейтрино. В разд. 3.5 даются точные значения параметров сечений реакций CNO-цикла. В разд. 3.6 показывается, как рассчитать в звезде скорость генерации тепловой энергии, используя параметры реакций, приведенные в предыдущих разделах. И наконец, в разд. 3.7 мы рассмотрим трудную задачу, которую предстоит решить ядерщикам-экспериментаторам, а именно как уменьшить неопределенности, содержащиеся в скоростях ядерных реакций, до уровня, при котором оценки ошибок не влияют на интерпретацию солнечно-нейтринных экспериментов.

Ядерные реакции в звездах широко обсуждались в литературе. Читатель может обратиться к работам, упомянутым в основном тексте главы, для ознакомления с опущенными здесь деталями, см. в особенности [115, 147, 159, 160, 555, 437, 265, 103, 177, 262, 472, 528], а также более конкретные ссылки, приведенные в тексте к табл. 3.2 и 3.3.

### 3.1. Основные принципы

Солнце светит уже несколько миллиардов лет. Подтверждения этого приходят из разных областей науки. Например, на Земле были найдены окаменелости примитивных организмов, возраст которых составляет более 1 млрд. лет. Кроме того, древнейшие известные горные породы (в юго-западной Гренландии) имеют возраст порядка 3,8 млрд. лет, а возраст метеоритов обычно оказывается около 4,5 млрд. лет с очень малым разбросом. Все имеющиеся данные свидетельствуют о том, что Солнечная система образовалась и Солнце начало светить несколько миллиардов лет назад.

Количество энергии, необходимое для поддержания светимости Солнца в течение такого долгого времени, на порядки величины больше, чем имеющаяся у него химическая или гравитационная энергия. Мы видели в гл. 2 [формула (2.1)], что гравитационная энергия могла бы поддерживать светимость Солнца в течение лишь приблизительно 10 млн. лет, что в сотни раз меньше, чем время жизни Солнечной системы. А имеющийся запас химической энергии даже меньше, чем гравитационный: ее недостаточно, чтобы поддержать светимость Солнца в течение приблизительно 10 тыс. лет известной истории.

Синтез ядер водорода с образованием гелия является единственным известным процессом, способным обеспечить необходимое количество энергии в течение того долгого времени, которое диктуется биологическими, геологическими и астрономическими данными. К этому выводу пришли в начале века многие выдающиеся физики и астрономы. История борьбы за разработку количественной теории синтеза ядерной энергии рассказана в блестящих и чрезвычайно интересных трудах Рассела [550], Эддингтона [242], Гамова [277], Чандрасекара [166], Бете [115] и Фаулера [262], о которых будет сказано несколько слов в конце главы в библиографических примечаниях.

Если мы оглянемся на прошедшее столетие, то увидим, что разработка теории генерации ядерной энергии содержит как блестящие примеры постижения истины, так и неудачные попытки, причем и те и другие опирались вначале на равные количества наблюдательной информации. В результате многочисленных уточнений фактов, с большим трудом полученных в нелегких лабораторных экспериментах и все более детальных вычислениях, теперь стало возможным описать в сжатом и связном виде современное состояние теории.

Светимость Солнца определяется атомной непрозрачностью, химическим составом и равновесием сил гравитации и давления, а не ядерной физикой. В гл. 2 мы приблизительно выразили светимость звезды через эти величины без упоминания источника энергии звезды [формула (2.11)]. Атомная и гравитационная физика устанавливают масштаб звездных светимостей, которые соответствуют медленному ядерному синтезу.

Какова характеристическая светимость  $L_{ch}$  Солнца, если в оценке по порядку величины учитывать только ядерную энергию, выделенную в одной реакции? Игнорируя влияние атомной и гравитационной физики, характеристическую светимость можно записать в виде

$$L_{ch} \sim \frac{\epsilon N \Delta E}{\tau}, \quad (3.1)$$

где  $\epsilon$  — доля полного числа солнечных ядер  $N (\sim 10^{57})$ , участвующих в синтезе, а  $\Delta E \sim 25$  МэВ. Характеристическое ядерное время  $\tau_{ch}$  дается выражением

$$\tau_{ch} \sim \frac{1}{n\sigma v}, \quad (3.2)$$

где центральная концентрация  $n$  и скорость ионов  $v$  имеют значения соответственно  $\sim 10^{26}$  см<sup>-3</sup> и  $\sim 10^9$  см · с<sup>-1</sup>. Типичное ядерное сечение при энергиях, лежащих выше кулоновского барьера, составляет  $\sigma \sim 1$  мб  $\sim 10^{-27}$  см<sup>-3</sup>. Этими значениями определяется малое характеристическое ядерное время  $\tau_{ch} \sim 10^{-8}$  с, существенно меньшее астрономического времени  $\sim 10^{10}$  лет. Принимая правдоподобную величину  $\epsilon \sim 10^{-2}$ , находим

$$L_{ch} \sim 10^{20} L_{\odot}. \quad (3.3)$$

Эта оценка порядка величины светимости дает значение, на двадцать порядков превышающее наблюдаемое! Для достижения соответствующей светимости в звезде должен происходить ядерный синтез при энергиях (т. е. температурах), лежащих значительно ниже кулоновского барьера, так что эффективные сечения реакций синтеза оказываются на много порядков меньше тех значений, которые относятся к кинетическим энергиям в области  $\gtrsim 1$  МэВ.

Для поддержания малой скорости генерации энергии, соответствующей макроскопической физике, звезда регулирует свою температуру так, что средняя тепловая энергия одного атомного ядра оказывается малой по сравнению с максимумом потенциала отталкивания между двумя ядерными зарядами одного знака, т. е. **кулоновским барьером**. Когда отношение высоты кулоновского барьера к тепловой энергии велико (обычно оно больше 1000 для Солнца; см. ниже), скорости реакции уменьшаются до требуемых макроскопических времен. Прямым следствием этого замедления реакций является то, что основная часть энергообразования осуществляется в узком интервале эффективных энергий. Эта эффективная энергия велика по сравнению с тепловой энергией, но мала по сравнению с высотой барьера. Поэтому коэффициент Максвелла — Больцмана и коэффициент проницаемости кулоновского барьера имеют малые значения в области эффективной энергии, но их произведение является максимальным.

Поскольку кинетическая энергия, при которой наиболее эффективно осуществляется ядерный синтез в звезде, мала, сечение при соответствующей энергии обычно нельзя измерить в лабораторных условиях. То обстоятельство, что звезды расходуют свою энергию со

скоростью, неестественно низкой по стандартам лабораторной физики, затрудняет эксперименты по ядерной астрофизике.

В среднем требуется около 10 млрд. лет (возраст Вселенной), чтобы один протон слился с другим, образовав в центре Солнца дейтрон. Следует учитывать, насколько трудно смоделировать ядерные реакции на Солнце во временном масштабе написания одной аспирантской диссертации.

Общее превращение, происходящее в результате описываемых ниже реакций, можно символически представить уравнением



т. е. четыре протона сливаются, образуя  $\alpha$ -частицу, два позитрона и два нейтрино электронного типа<sup>1)</sup>. Позитроны аннигилируют со свободными электронами, добавляя звезде энергию  $2m_e c^2$  ( $= 1,02$  МэВ) к ядерной и кинетической энергиям синтеза частиц. Полная энергия, высвобождаемая в уравнении (3.4), составляет  $\approx 26,731$  МэВ; лишь малая доля ее (0,6 МэВ для современной стандартной модели Солнца) уносится нейтрино. Процесс, представленный уравнением (3.4), обычно называют горением водорода, и о каждом законченном превращении говорят как о конечной реакции протон-протонной цепи или CNO-цикла.

### 3.2. Скорости реакций

**Скорость реакции** (число процессов в единице объема в единицу времени) между двумя типами атомных ядер дается формулой

$$R_{12} = \frac{n(1)n(2)}{(1 + \delta_{12})} (\sigma v)_{12}, \quad (3.5)$$

где  $n(1)$  и  $n(2)$  — концентрации частиц типов 1 и 2,  $\sigma$  — сечение их взаимодействия;  $v$  — их относительная скорость, а символ Кронекера  $\delta$  предотвращает двойной счет идентичных частиц. В конкретных вычислениях более удобна следующая простая запись:

$$R_{12} \equiv \frac{(1, 2)n(1)n(2)}{(1 + \delta_{12})}, \quad (3.6)$$

где угловые скобки означают среднее произведение сечения на скорость.

<sup>1)</sup> В некоторых случаях точное превращение имеет вид  $4p + e^- \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$ , что почти эквивалентно формуле (3.4).

Основное влияние на скорость ядерного синтеза внутри Солнца оказывает кулоновский барьер. Как показывает выражение (2.10), тепловая энергия частиц составляет лишь несколько килоэлектронвольт, что гораздо меньше типичной высоты кулоновского барьера, равной нескольким мегаэлектронвольтам в случае легких элементов. Термоядерный синтез в звездах главной последовательности возможен благодаря квантовомеханическому эффекту туннелирования через потенциальный барьер, который был рассмотрен Гамовым [277] в связи с  $\alpha$ -распадом.

Энергетическую зависимость сечений термоядерного синтеза весьма просто представить формулой, в которой геометрический множитель, квадрат длины волны де Бройля и коэффициент проницаемости барьера заменены некоторой функцией  $S(E)$ , плавно меняющейся в отсутствие резонансов. Формула имеет вид

$$\sigma(E) \equiv \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta), \quad (3.7)$$

где

$$\eta = Z_1 Z_2 (e^2 / \hbar v). \quad (3.8)$$

Множитель  $\exp(-2\pi\eta)$  называется гамовским коэффициентом проницаемости, а значение функции  $S(E)$  при нулевой энергии — коэффициентом сечения  $S_0$ .

Возможность проведения лабораторных экспериментов для изучения процессов, относящихся к ядерному синтезу в звездах главной последовательности (и звездах-гигантах), в большой мере обусловлена простотой формул (3.7) и (3.8). Именно из-за гамовского коэффициента проницаемости сечения ядерного синтеза уменьшаются на много порядков при энергиях, лежащих между характерными для лабораторных экспериментов и гораздо более низкими солнечными энергиями. Скорости лабораторных реакций довольно велики при энергиях порядка нескольких мегаэлектронвольт, но быстро становятся слишком малыми для измерения при энергиях порядка 100 кэВ и ниже. Однако эти сложные аспекты ядерной физики заключены в доступной эксперименту функции  $S(E)$ , которая, как ожидается, не должна сильно изменяться для легких ядер (за исключением случая, когда имеются редкие низкоэнергетичные резонансы, рассматриваемые отдельно) в области энергий, существенно меньших 1 МэВ. Основная стратегия, принятая всеми исследователями (вслед за пионерскими работами Бете [115]), состоит в том, чтобы измерить сечение при энергии, доступной в лаборатории, и использовать формулу (3.7) (иногда руководствуясь теоретическими соображениями о

форме экстраполяции к более низким энергиям) для параметризации сечения при тепловых энергиях.

При температурах и плотностях центральных областей Солнца взаимодействующие частицы достигают максвелловского распределения за время, бесконечно малое по сравнению со средним временем ядерной реакции. Таким образом, усреднение по скоростям, показанное в уравнении (3.5), можно провести, используя распределение Максвелла — Больцмана. Далее можно представить среднее сечение, умноженное на скорость, как функцию энергии в следующем удобном виде:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu (kT)^3} \right)^{1/2} f_0 \int_0^\infty dE S(E) \exp(-2\pi\eta - E/kT), \quad (3.9)$$

где  $\mu$  — приведенная масса взаимодействующих частиц. Параметр  $f_0$  представляет собой коэффициент (точно вычисленный Солпитером [554]), повышающий скорость реакции и обусловленный экранированием ободранных ядер электронами солнечной плазмы. В приближении слабого экранирования, которое соответствует условиям на Солнце, можно написать

$$f_0 = \exp(0,188 Z_1 Z_2 \zeta \rho^{1/2} T_6^{-3/2}),$$

где  $T_6$  — температура в единицах  $10^6$  К,

$$\zeta = \left[ \sum_i X_i Z_i^2 / A_i + X_i Z_i / A_i \right]^{1/2}$$

и  $X_i$  — массовая доля ядер типа  $i$ . Небольшая поправка к выражению Солпитера была получена Карраро, Шефером и Кунином [162] (относительно эффектов экранирования при низких энергиях в лабораторных экспериментах см. [25, 247]).

Интегрирование (3.9) по кинетическим энергиям можно провести, разлагая  $S(E)$  в степенной ряд по малому параметру  $1/\tau$ , где

$$\tau = 3E_0/kT = 42,487(Z_1^2 Z_2^2 AT_6^{-1})^{1/3}. \quad (3.10)$$

Разложение проводится в окрестности наиболее вероятного значения энергии взаимодействия  $E_0$ :

$$\begin{aligned} E_0 &= [(\pi\alpha Z_1 Z_2 kT)^2 (mAc^2/2)]^{1/3} = \\ &= 1,2204(Z_1^2 Z_2^2 AT_6^2)^{1/3} \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Здесь  $m$  — атомная единица массы, а величина  $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$  есть приведенная масса в а. е. м. Степенной ряд по  $\tau^{-1}$  быстро сходится, так как во всех интересующих нас нерезонансных реакциях протон-протонной цепи или CNO-цикла величина  $\tau$  принимает большие значения (обычно от 15 до 40). Для самых важных реакций, протекающих на Солнце, величина  $E_0$  лежит в интервале 6 — 10 кэВ.

Среднее произведение сечения на скорость можно представить в компактном виде:

$$\langle \sigma v \rangle = 1,3005 \cdot 10^{-15} \left[ \frac{Z_1 Z_2}{AT_6^2} \right]^{1/3} f_0 S_{\text{эфф}} \exp(-\tau) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (3.12)$$

если величина  $S_{\text{эфф}}$  выражена в единицах кэВ·б. В первом порядке разложения по  $\tau^{-1}$  имеем [38]

$$S_{\text{эфф}} = S(E_0) \left\{ 1 + \tau^{-1} \left[ \frac{5}{12} + \frac{5S'E_0}{2S} + \frac{S''E_0^2}{S} \right]_{E=E_0} \right\}. \quad (3.13)$$

Здесь  $S' = dS/dE$ . В большинстве опубликованных работ значения  $S$  и соответствующих производных даны при нулевой энергии, а не при энергии  $E_0$ . Чтобы связать формулу (3.13) с обычными формулами, нужно выразить соответствующие параметры через их значения при  $E = 0$ . Такая связь имеет вид

$$\begin{aligned} S_{\text{эфф}}(E_0) \approx S(0) & \left[ 1 + \frac{5}{12\tau} + \frac{S'[E_0 + (35/36)kT]}{S} + \right. \\ & \left. + \frac{S''E_0}{S} \left( \frac{E_0}{2} + \frac{89}{72}kT \right) \right]_{E=0} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Если последний член в формуле (3.14), пропорциональный  $S''$ , положить равным нулю, то представленное выше выражение сведется к обычно цитируемой формуле.

Температурная зависимость нерезонансной термоядерной реакции определяется вышеуказанными формулами. Иногда бывает полезно представить приближенно степенную зависимость от температуры формулой

$$\text{Скорость} \propto T^n. \quad (3.15a)$$

Выражая показатель степени  $n$  через параметр  $\tau$ , определенный выше, имеем

$$n = (\tau - 2)/3. \quad (3.15b)$$

“Эффективный” показатель степени, определяющий зависимость скорости ядерной реакции или потока нейтрино от температуры, будет отличаться от значения, данного в формуле (3.156), в которой  $\tau$  предполагается вычисленным в некоторой конкретной точке звезды (например, в центре). Эффективный показатель возникает в результате усреднения по профилю температура — плотность звезды (разд. 6.2).

Время жизни ядер типа 1 в присутствии ядра типа 2 дается выражением

$$T_1 = \frac{1}{n_2 \langle \sigma v \rangle_{12}} \quad (3.16)$$

Выражение (3.16) было использовано для расчета времен жизни в типичных для Солнца условиях, которые определяются в следующем разделе.

### 3.3. Протон-протонная цепь

#### А. Основные реакции

В табл. 3.1 представлены основные ядерные реакции, которые играют важную роль в звездах главной последовательности типа Солнца, т. е. реакции протон-протонной цепи (или pp-цепи). Другие ядерные реакции в солнечных условиях несущественны [473, 84, 471, 315]. В рамках стандартной солнечной модели табл. 3.1 показывает также, в каком процентном отношении к конечным реакциям pp-цепи происходит каждая реакция и чему равны энергии нейтрино, если они испускаются. Процентное отношение для каждой реакции вычисляется с использованием уравнений равновесия из разд. 3.4 и нейтринных потоков из табл. 6.5.

Первая из показанных реакций является основой всей pp-цепи (отсюда и ее название). В качественном отношении pp-реакция (реакция 1a в табл. 3.1) напоминает  $\beta$ -распад нейтрона. В этом случае протон распадается вблизи другого протона с образованием связанного дейтрона. Начальная реакция протекает слишком медленно, чтобы ее можно было измерить в лаборатории при соответствующих энергиях, поскольку данное превращение происходит через слабое взаимодействие. Тем не менее эту скорость можно точно вычислить, используя теорию слабых взаимодействий при низких энергиях и измеренные характеристики протон-протонного рассеяния и дейтрона. Согласно стандартной солнечной модели, в более чем 99% конечных

**Таблица 3.1.** Протон-протонная цепь на Солнце. Среднее число pp-нейтрино на одну цепь равно 1,85. Для всех других источников нейтрино среднее их число на конечную реакцию равно процентной доле реакции в общем числе, деленной на 100

Реакция	Номер	Конечная реакция, <sup>a)</sup> %	Энергия $\nu$ , МэВ
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ или	1a	100	$\leq 0.420$
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1b (per)	0.4	1.442
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2	100	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$ или	3	85	
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	4	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%) 0.861 (10%) 0.383
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$ или	6	15	
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	7	0.02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	< 15
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ или	9	0.02	
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10 (hep)	0.00002	$\leq 18.77$

<sup>a)</sup> Процентное отношение конечной реакции есть доля данной реакции среди конечных реакций полной pp-цепи,  $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$ . Результаты усреднены по модели современного Солнца. Так как почти во всех конечных реакциях образуется по крайней мере одно pp-нейтрино, а в нескольких конечных реакциях образуются одно pp- и одно per-нейтрино, общая доля конечных реакций pp и per превышает 100%.

реакций протон-протонной цепи испускается электронное нейтрино с максимальной энергией 0,420 МэВ.

Регистрация нейтрино, образованных в pp-реакциях, является одной из основных задач астрономии солнечных нейтрино. Радиохимические  ${}^{71}\text{Ga}$ -эксперименты, которые обсуждаются в гл. 11, чув-

ствительны к  $\bar{\nu}$ -нейтрино, а также и к другим источникам, вносящим вклад в полный отклик детектора (см. табл. 11.1). Был предложен ряд электронных экспериментов, которые могли бы выделить  $\bar{\nu}$ -нейтрино для детального исследования (см. обсуждения низкотемпературных детекторов в разд. 13.8 и детектора на основе  $^{115}\text{In}$  в разд. 14.3).

Следующая реакция, показанная в табл. 3.1, называется **пер-реакцией**. В принципе пер-реакция имеет важное значение, поскольку отношение пер-нейтрино к  $\bar{\nu}$ -нейтрино практически не зависит от модели Солнца. Таким образом, пер-нейтрино содержат почти ту же информацию о скорости основных реакций ядерного синтеза, что и более низкоэнергетические  $\bar{\nu}$ -нейтрино. Кроме того, моноэнергетические пер-нейтрино имеют энергию 1,4 МэВ, которая выше порога поглощения в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте (порог равен 0,814 МэВ), хотя нейтрино от основной  $\bar{\nu}$ -реакции в нем не регистрируются. Скорость пер-реакции можно вычислить точно и выразить через скорость  $\bar{\nu}$ -реакции, используя теорию слабых взаимодействий. К сожалению, эта реакция является столь редкой (~0,4% конечных реакций в стандартной модели), что ожидаемый сигнал сравним с фоном хлорного эксперимента.

Суммарный вклад  $\bar{\nu}$ - и пер-реакций, представленных в столбце 3 табл. 3.1, превышает 100% конечных реакций. Почти во всех конечных реакциях образуется хотя бы одно  $\bar{\nu}$ -нейтрино. Гораздо чаще образуются два  $\bar{\nu}$ -нейтрино. Примерно в 0,4% случаев рождаются одно пер- и одно  $\bar{\nu}$ -нейтрино и примерно в 20 конечных реакциях из миллиона образуются два пер- и ни одного  $\bar{\nu}$ -нейтрино.

Реакция  $^2\text{H} + \text{p}$  (реакция 2 в табл. 3.1) протекает так быстро, что ее скорость уже не играет существенной роли. Она происходит всегда, но без наблюдаемых характерных особенностей.

Исторически скорость реакции  $^3\text{He} + ^3\text{He}$  (реакция 3 в табл. 3.1) вносила основную неопределенность в первоначальное предсказание потоков солнечных нейтрино (см. обсуждение рис. 1.2 в гл. 1). Теперь эта реакция хорошо изучена, и ее скорость при тепловых энергиях известна довольно точно. Она завершает  $\bar{\nu}$ -цепь приблизительно в 85% всех конечных реакций по стандартной модели Солнца без дополнительного излучения нейтрино.

Реакция  $^3\text{He} + ^4\text{He}$  (реакция 4 в табл. 3.1) ведет к двум важным нейтринообразующим реакциям, включающим  $^7\text{Be}$ . Сечение этой реакции впервые измерили Хольмгрен и Джонстон [337, 338], которые установили, что оно гораздо больше, чем ожидалось. Фаулер [260] сразу же указал на важное значение результата Хольмгрена — Джонсто

на для астрономии солнечных нейтрино. Эту реакцию интенсивно изучали в течение последних нескольких лет, и ее скорость теперь хорошо определена (табл. 3.2).

На Солнце ядро  $^7\text{Be}$  почти всегда исчезает, захватывая электрон (реакция 5 в табл. 3.1) из солнечной плазмы. Используя теорию слабых взаимодействий, можно точно вычислить скорость этого процесса.

Реакция  $^7\text{Be} + \text{p}$  (реакция 7 в табл. 3.1), согласно стандартной солнечной модели, происходит очень редко, примерно один случай на каждые 5000 конечных реакций  $\bar{\nu}$ -цепи. (Реакция захвата электрона ядром  $^7\text{Be}$  имеет приблизительно в 1000 раз большую вероятность.) Тем не менее реакция  $^7\text{Be} + \text{p}$  имеет важнейшее значение, так как она приводит к образованию  $^8\text{B}$ -нейтрино с энергиями до 14 МэВ, которые легче зарегистрировать, чем более многочисленные нейтрино с более низкими энергиями ( $\bar{\nu}$ , пер и  $^7\text{Be}$ ). Несмотря на низкую интенсивность нейтрино, образуемых при распаде  $^8\text{B}$ , ими в основном определяется предсказанная скорость захвата в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте и в большинстве других предлагаемых солнечно-нейтринных экспериментов (см. табл. 1.3 и гл. 10 и 14). К сожалению, в сечении этой реакции при низких энергиях до сих пор имеются значительные неопределенности (см. [472, 83], а также ссылки на литературу в разд. 7.2A).

Последней реакцией в табл. 3.1 является пер-реакция, в которой образуются солнечные нейтрино самых высоких энергий. Нейтрино от этой реакции появляются крайне редко, но их все же можно зарегистрировать в некоторых экспериментах по  $\nu - e$  — рассеянию, рассматриваемых в гл. 14 (например, в детекторах на основе  $\text{D}_2\text{O}$  и жидкого аргона).

## Б. Характеристики реакций

В табл. 3.2 представлены характеристики наиболее важных реакций протон-протонной цепи. Для каждой реакции в таблице дается полная выделенная тепловая энергия  $Q$ , в которую входит энерговыделение  $2m_e c^2$  от аннигиляции позитрона, но не входят потери нейтринной энергии. Показаны также средние потери энергии нейтрино  $\langle q \rangle$ ; эта величина была вычислена усреднением по спектру излученных нейтрино. Для измерения одного из сечений при низких энергиях  $S_0$  обычно требуются годы работы опытных экспериментаторов-ядерщиков. В последнем столбце табл. 3.2 представлено расчетное время жизни ядра-мишени (указанного первым) внутри Солнца.

Таблица 3.2. Параметры реакций протон-протонной цепи. В скобках указаны неопределенности для сечений, они соответствуют ошибкам  $3\sigma$  и были рассчитаны с использованием данных, приведенных в оригинальных статьях авторов экспериментов (см. работы [472, 83], где обсуждаются эти данные). Для каждой реакции в последнем столбце приводятся некоторые из основных ссылок

Реакция	Номер	$Q$ , МэВ	$\langle g\nu_e \rangle$ , МэВ	$S_0$ , кэВ · б	$dS/dE$ , б	$t$ , годы	Литература
${}^1\text{H}(p, e^+, \nu_e){}^2\text{H}$	1	1.442	0.265	$4.07(1 \pm 0.051)\text{E}-22$	4.52E-24	$10^{10}$	[72, 59]
${}^1\text{H}(p, e^-, \nu_e)\text{H}$	2	1.442	1.442	[см. выражение (3.17)]		$10^{12}$	[72]
${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$	3	5.494		$2.5\text{E}-04$	7.9E-06	$10^{-8}$	[305]
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$	4	12.860		$5.15(1 \pm 0.17)\text{E}+0.3$	-0.9	$10^5$	[83, 377]
${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$	5	1.586		$0.54(1 \pm 0.06)$	-3.1E-04	$10^6$	[11, 329]
${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e){}^7\text{Li}$	6	0.862	0.862	[см. выражение (3.18)]		$10^{-1}$	[73]
${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$	7	17.347		$52(1 \pm 0.5)$	0	$10^{-5}$	[526, 263]
${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	8	0.137		$0.0243(1 \pm 0.22)$	-3E-05	$10^2$	[258, 472]
${}^8\text{B}(e^+ \nu_e){}^8\text{Be}^*$	9	17.980	6.710			$10^{-8}$	[658, 646]
${}^8\text{Be}^*(\alpha){}^4\text{He}$							
${}^3\text{He}(p, e^+ \nu_e){}^4\text{He}$	10	19.795	9.625	8E-20		$10^{12}$	[654, 618]

Таблица содержит ссылки на некоторые из основных работ по каждой реакции. Более подробные ссылки на эти исследования можно найти в работах [264, 265, 361, 529, 103, 59, 262, 472, 83, 528]. Особенно рекомендуем читателю познакомиться с обсуждением этого вопроса в работах Бакала и др. [59] и Паркера [472], с тем чтобы провести критический анализ скоростей реакций и содержащихся в них неопределенностей.

Две важные реакции в рр-цепи связаны не с ядерным синтезом, а с захватом электронов. Этими реакциями электронного захвата (номера 2 и 6) являются реакции  $\text{p} + \text{e}^-$  и  ${}^7\text{Be} + \text{e}^-$ . Их скорости можно вычислить точно, используя теорию слабых взаимодействий и учитывая локальные физические условия в солнечной плазме. Результаты таковы<sup>1)</sup>:

$$R_{\text{p}+\text{e}+\text{p}} \cong 1,102 \cdot 10^{-4} (\rho/\mu_e) T_6^{-1/2} (1 + 0,02T_6) R_{\text{pp}}, \quad (3.17)$$

$$R_{{}^7\text{Be}+\text{e}^-} = 5,54 \cdot 10^{-9} (\rho/\mu_e) T_6^{-1/2} [(1 + 0,004(T_6 - 16))] c^{-1}. \quad (3.18)$$

Здесь  $\mu_e \cong [2/(1+X)]$  есть средняя молекулярная масса на электрон.

Заметим, что скорость рер-реакции пропорциональна скорости рр-реакции. Проверки на ряде солнечных моделей показали, что коэффициент пропорциональности практически не зависит от деталей модели звезды; изменение константы пропорциональности при переходе от одной модели к другой равно 10% или меньше.

### 3.4. Потоки нейтрино и конечные реакции протон-протонной цепи

Основным процессом в рр-цепи является горение четырех протонов с образованием  $\alpha$ -частицы, двух позитронов и двух нейтрино. Изотопы  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^8\text{B}$  представляют собой частицы-наблюдатели, локальные концентрации которых не изменяются, когда цепь находится в равновесии. Таким образом, можно вывести удобные и информативные соотношения, дающие относительные распространности участвующих в реакциях ионов, рассматривая уравнения баланса образования и уничтожения тех элементов, полные концентрации которых постоянны.

<sup>1)</sup> Оценка скорости электронного захвата ядром Be была первым вычислением, которое автор проделал в теории солнечных нейтрино [31]. О возможности вычисления этой скорости Р. Дэвис написал Бакалу по предложению В. Фаулера.



Например, рассматривая реакции с участием  $^2\text{H}$ , можно сразу же написать

$$n(^2\text{H}) = \frac{\langle ^1\text{H}, ^1\text{H} \rangle n(^1\text{H})}{2\langle ^1\text{H}, ^2\text{H} \rangle}. \quad (3.19)$$

Точно так же равновесие реакций с участием  $^3\text{He}$  подразумевает, что

$$\begin{aligned} \langle ^3\text{He}, ^3\text{He} \rangle n(^3\text{He})^2 + \langle ^3\text{He}, ^4\text{He} \rangle n(^3\text{He})n(^4\text{He}) = \\ = \frac{\langle ^1\text{H}, ^1\text{H} \rangle n(^1\text{H})^2}{2}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

где в правой части опущен малый вклад от  $p\text{-}p$ -реакции. Равновесные условия для  $^7\text{Be}$  требуют, чтобы

$$n(^7\text{Be}) = \frac{\langle ^3\text{He}, ^4\text{He} \rangle}{\langle e^-, ^7\text{Be} \rangle n(e) + \langle ^1\text{H}, ^7\text{Be} \rangle n(^1\text{H})} n(^3\text{He})n(^4\text{He}). \quad (3.21)$$

Эти соотношения вместе со скоростями реакций, рассмотренных выше, можно использовать для вычисления относительной распространенности каждого из представляющих интерес ионов в протон-протонной цепи. Здесь, однако, необходимо одно предостережение. На Солнце есть область, температура которой достаточно высока для образования  $^3\text{He}$  (в реакциях 1 и 2 табл. 3.1), но слишком низкая, чтобы поджечь  $^3\text{He}$  (в реакциях 4 и 5 табл. 3.1). В этой неравновесной области уравнение (3.20) неприменимо. Но эта область температур не является важной для наших дальнейших рассмотрений<sup>1)</sup>.

Равновесные соотношения (3.19)–(3.21) можно использовать для вычисления потоков испущенных нейтрино ( $\phi$ ) и долей конечных реакций ( $F$ )  $p\text{-}p$ -цепи, которые происходят через реакции  $^3\text{He} + ^3\text{He}$  и  $^3\text{He} + ^4\text{He}$ . Всякое превращение четырех протонов в одну  $\alpha$ -частицу называется **окончанием** энергообразующей цепи или конечной реакцией. При выводе этих выражений нужно помнить, что имеется множитель  $1/2$  в выражении для скорости, при которой окончание цепи осуществляется реакцией  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ , но этот множитель отсутствует в выражении для исчезновения ядер  $^3\text{He}$ . Наличие множителя  $1/2$  в выражении для скорости конечной реакции обусловлено тождественностью взаимодействующих частиц. Поскольку при каждом окончании цепи реакцией  $^3\text{He} + ^3\text{He}$  уничтожаются две частицы, в формуле для скорости этого процесса множитель 2 сокращается.

<sup>1)</sup> В области, расположенной вне радиуса  $0,2R_{\odot}$ , образующийся  $^3\text{He}$  не сжигается из-за слишком низкой температуры. Это ведет к увеличению неравновесной распространенности  $^3\text{He}$  по мере старения Солнца; см. обсуждение рис. 7 и 8 в работе [83].

Долю  $F$  конечных реакций можно записать в виде

$$F(i, j) \equiv \frac{\langle i, j \rangle n(i)n(j)}{(1 + \delta_{12})[R_{33} + R_{34}]}, \quad (3.22)$$

где в знаменателе величина в квадратных скобках есть полная скорость окончания в виде реакций  $^3\text{He} + ^3\text{He}$  ( $R_{33}$ ) и  $^3\text{He} + ^4\text{He}$  ( $R_{34}$ ). Полная скорость пропорциональна половине суммы (Sum) потоков:

$$\text{Sum} = [\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) + \phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]. \quad (3.23)$$

Очень малый вклад от  $\phi(\text{hep})$  в эту сумму был для простоты опущен.

Для всех источников нейтрино, кроме  $p\text{-}p$  и  $\text{hep}$ , доля конечных реакций равна числу нейтрино, образованных на конечную реакцию. Для  $p\text{-}p$ - и  $p\text{-}e\text{-}p$ -нейтрино формулу (3.22) нужно несколько обобщить, так как может быть рождено более одного  $p\text{-}p$ - или  $p\text{-}e\text{-}p$ -нейтрино, если окончание происходит по каналу  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ .

Доли окончаний цепи, протекающих через реакцию  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ , равна

$$F(^3\text{He}, ^3\text{He}) = \frac{[\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) - \phi(^7\text{Be}) - \phi(^8\text{B})]}{[\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) + \phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]}, \quad (3.24)$$

а через реакцию  $^3\text{He} + ^4\text{He}$ :

$$F(^3\text{He}, ^4\text{He}) = \frac{2[\phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]}{[\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) + \phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]}. \quad (3.25)$$

Усредненное по Солнцу отношение числа  $p\text{-}e\text{-}p$ -реакций к числу  $p\text{-}p$ -реакций равно

$$N(p\text{ep})/N(pp) = \phi(p\text{ep})/\phi(pp), \quad (3.26)$$

а среднее отношение ( $^7\text{Be} + p$ )-реакций к электронному захвату на  $^7\text{Be}$  имеет вид

$$N(^8\text{B})/N(^7\text{Be}) = \phi(^8\text{B})/\phi(^7\text{Be}). \quad (3.27)$$

Среднее число  $p\text{-}p$ -нейтрино, образованных на одно окончание цепи, дается выражением

$$N(pp) = \frac{2\phi(pp)}{[\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) + \phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]} \quad (3.28)$$

и в стандартной солнечной модели составляет 1,85. Среднее число  $p\text{-}e\text{-}p$ -нейтрино гораздо меньше (0,004):

$$N(p\text{ep}) = \frac{2\phi(p\text{ep})}{[\phi(pp) + \phi(p\text{ep}) + \phi(^7\text{Be}) + \phi(^8\text{B})]}. \quad (3.29)$$

Доля конечных реакций с участием  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино записывается в виде

$$F({}^7\text{Be}) = \frac{2\phi({}^7\text{Be})}{[\phi(\text{pp}) + \phi(\text{pep}) + \phi({}^7\text{Be}) + \phi({}^8\text{B})]}, \quad (3.30)$$

в то время как среднее число  ${}^8\text{B}$ -нейтрино очень мало:

$$F({}^8\text{B}) = \frac{2\phi({}^8\text{B})}{[\phi(\text{pp}) + \phi(\text{pep}) + \phi({}^7\text{Be}) + \phi({}^8\text{B})]}. \quad (3.31)$$

Число hep-нейтрино на конечную реакцию еще меньше:

$$F(\text{hep}) = \frac{2\phi(\text{hep})}{[\phi(\text{pp}) + \phi(\text{pep}) + \phi({}^7\text{Be}) + \phi({}^8\text{B})]}. \quad (3.32)$$

Долю конечных реакций, в которых участвуют pp-нейтрино, можно вычислить по формуле

$$F(\text{pp}) = (1 - \varepsilon^2)R_{33} + (1 - \varepsilon)R_{34}, \quad (3.33a)$$

где

$$\varepsilon = \frac{\phi(\text{pep})}{\phi(\text{pp})}. \quad (3.33b)$$

Соответствующая доля pep-нейтрино дается выражением

$$F(\text{pep}) = (2\varepsilon - \varepsilon^2)R_{33} + \varepsilon R_{34}. \quad (3.34)$$

Поскольку в некоторых конечных реакциях участвуют как pp- так и pep-нейтрино, сумма долей  $F(\text{pp})$  и  $F(\text{pep})$  превышает единицу:

$$F(\text{pp}) + F(\text{pep}) = 1 + 2\varepsilon(1 - \varepsilon)R_{33}. \quad (3.35)$$

Вышеприведенные формулы для долей конечных реакций и средних чисел нейтрино на конечную реакцию показывают, как путем измерения различных потоков нейтрино можно раскрыть механизм реакций термоядерного синтеза на Солнце. Приведенные в табл. 1.1 и 3.1 значения  $F$  были найдены с использованием этих формул.

### 3.5. CNO-цикл

В табл. 3.3 приведены основные реакции углеродно-азотно-кислородного цикла (CNO-цикла). В этой последовательности реакций, первоначально рассмотренных Бете [115], общее превращение четырех протонов в  $\alpha$ -частицу, два позитрона и два нейтрино [формула

**Таблица 3.3. CNO-цикл.** Показаны основные реакции для углеродно-азотно-кислородного цикла на Солнце

Реакция	Энергия, $\nu$ МэВ
${}^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	$\lesssim 1.199$
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	
${}^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	
${}^{14}\text{N} + \text{p} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	$\lesssim 1.732$
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	
${}^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$	

(3.4)] осуществляется с помощью ядра  ${}^{12}\text{C}$  — самого распространенного в обычных звездных условиях тяжелого изотопа. Полная выделяемая энергия (до вычитания потерь на испускание  $\nu$ ; см. ниже) имеет то же значение, что и для pp-цепи (26,7 МэВ).

При температурах, более высоких, чем внутри Солнца, CNO-цикл включает в себя редкие побочные цепи (см., например, [164, 472, 528]). Эти побочные цепи не оказывают значительного влияния на генерацию энергии за счет CNO-цикла, который и сам по себе дает лишь малый вклад в полную светимость Солнца (порядка 1,5% в стандартной солнечной модели). Поэтому эти дополнительные высокотемпературные реакции не показаны в табл. 3.3.

В табл. 3.4 приведены основные характеристики реакций CNO-цикла, в том числе коэффициенты  $S$ , значения величины  $Q$  и средние нейтринные потери ( $\langle q \rangle$ -значения, усредненные по спектрам нейтрино). Для удобства в табл. 3.4 дается также сечение реакции  ${}^{16}\text{O}(\text{p}, \gamma){}^{17}\text{F}$ , поскольку нейтрино, образованные при  $\beta$ -распаде ядра  ${}^{17}\text{F}$ , в принципе обеспечивают способ измерения начальной распространенности кислорода в недрах Солнца [59], которая представляет большой интерес для ядерной астрофизики и космологии. В настоящее время не представляется возможным измерение малого потока  ${}^{17}\text{F}$ -нейтрино.

Реакция  ${}^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma){}^{15}\text{O}$  является самым медленным процессом в цепи. Ниже температуры около  $10^7$  К лишь первые три реакции из табл. 3.4 протекают достаточно быстро и успевают произойти за вре-

**Таблица 3.4. Параметры реакций CNO-цикла.** В скобках указаны неопределенности в коэффициентах сечения. Они соответствуют ошибкам  $1\sigma$  и были вычислены с использованием данных, опубликованных в оригинальных экспериментальных статьях [59, 472]

Реакция	$\theta$ , МэВ	$\langle q \rangle$ , МэВ	$S(0)$ , МэВ·б	$S'(0)$ , б	$S''(0)$ , б/МэВ	Литература
$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	1.943		$1.45(1 \pm 0.15)\text{E} - 03$	$2.45\text{E} - 03$	$6.80\text{E} - 02$	[525]
$^{13}\text{N}(e^+, \nu_e)^{13}\text{C}$	2.221	0.7067				
$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	7.551		$5.50(1 \pm 0.15)\text{E} - 03$	$1.34\text{E} - 02$	$9.87\text{E} - 02$	[264]
$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	7.297		$3.32(1 \pm 0.12)\text{E} - 03$	$-5.91\text{E} - 03$	$9.06\text{E} - 03$	[265], [570]
$^{15}\text{O}(e^+, \nu_e)^{15}\text{N}$	2.754	0.9965				
$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$	12.128		$6.4(1 \pm 0.09)\text{E} - 02$	$3\text{E} - 02$	0.4	[527]
$^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$	4.966		$78.0(1 \pm 0.17)$	351	$1.11\text{E} + 04$	[680]
$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$	0.600		$9.4(1 \pm 0.16)\text{E} - 03$	$-2.3\text{E} - 02$	$6.0\text{E} - 02$	[524]
$^{17}\text{F}(e^+, \nu_e)^{17}\text{O}$	2.762	0.9994				

мя жизни Солнца. В тех областях, где температура ниже  $10^7$  К, значительная часть ядер  $^{14}\text{N}$  не сгорает, а некоторая доля ядер  $^{12}\text{C}$  превращается в  $^{14}\text{N}$ . Результатом этой незаконченности CNO-цикла является умеренная разница между расчетными потоками солнечных  $^{13}\text{N}$ - и  $^{15}\text{O}$ -нейтрино (табл. 6.5).

### 3.6. Генерация энергии

Скорость, с которой ядерные реакции выделяют энергию в звезде, можно вычислить по формуле

$$\epsilon = \sum_r (Q - \langle q \rangle)_r R_r, \quad (3.36)$$

взяв значения  $Q$  и  $\langle q \rangle$  из табл. 3.2 (для каждой реакции рр-цепи) и табл. 3.4 (для реакций CNO-цикла). Скорости реакций  $R_r$  рассмотрены в разд. 3.2, причем соответствующие сечения приводятся в табл. 3.2 и 3.3. Авторы работы [83] (см. табл. XXI и приложение А в [83]) описывают удобную компьютерную программу для расчета реакций рр-цепи и CNO-цикла, в том числе и температурной зависимости нейтринных потерь.

Средняя тепловая энергия, высвобождаемая в CNO-цикле, составляет 25,027 МэВ. Средняя энергия, выделяемая в звезде окончанием реакций по типу  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ , равна примерно 26,196 МэВ. (Этот результат включает малую поправку, вычисленную с помощью стандартной солнечной модели в гл. 4, на потери нейтринной энергии реакцией пер.) Средний выход тепловой энергии из реакций, связанных с захватом электронов на  $^7\text{Be}$  (реакции 5–7 в табл. 3.1), составляет 25,649 МэВ, но он равен лишь 19,754 МэВ, если конечная реакция протекает через канал  $^8\text{B}$  (реакции 8 и 9).

Для рр-цепи скорость генерации энергии можно записать в следующем удобном виде:

$$\epsilon(\text{pp}) = 26,731\chi \langle ^1\text{H}, ^1\text{H} \rangle [n(^1\text{H})^2/2] \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (3.37)$$

Величина  $\chi$  зависит от частоты, с которой рр-цепь замыкается через разные конечные реакции, описанные выше. При относительно низких температурах ( $T \sim 10^6$  К) все окончания цепи протекают через реакцию  $^3\text{He} + ^3\text{He}$  и  $\chi \simeq 0,49$  (с учетом потерь нейтринной энергии). При температурах, более характерных для недр Солнца, имеем  $\chi \lesssim 0,6$ .

Отношение скоростей генерации энергии в цепях pp и CNO можно записать через наблюдаемые потоки нейтрино следующим образом:

$$\frac{L(\text{CNO})}{L_{\text{pp}}} = \frac{[11,01\phi(^{13}\text{N}) + 14,02\phi(^{15}\text{O})]F(3,4)}{6,671\phi(\text{pp})F(3,4) + [12,86F(3,3) + 18,98F(3,4)]\phi(^{7}\text{Be})} \quad (3.38)$$

Здесь  $F(3,3)$  и  $F(4,4)$  — доли конечных реакций, определенные через нейтринные потоки в разд. 3.4. Для простоты в формуле (3.38) малые отношения  $\phi(^8\text{B})/\phi(^7\text{Be})$  и  $\phi(\text{pep})/\phi(\text{pp})$  не учитывались.

### 3.7. Что остается сделать?

За последние два десятилетия были осуществлены героические эксперименты и выполнены трудоемкие вычисления для того, чтобы определить скорости отдельных реакций в pp-цепи и в CNO-цикле. Благодаря этой работе скорости ядерных реакций были определены с точностью, которая показывает, что проблема солнечных нейтрино не может быть объяснена известными погрешностями параметров реакций термоядерного синтеза. Результаты этих коллективных усилий, т. е. работы сотен ученых в институтах всего мира, представлены в табл. 3.2 и 3.3.

Главной проблемой, которую предстоит решить в следующие два десятилетия, является уменьшение неопределенностей в каждой из скоростей реакций до уровня, при котором ошибки определения характеристик реакций ядерного синтеза не оказывали бы влияния на интерпретацию результатов солнечно-нейтринных экспериментов, что, грубо говоря, означает достижение в предсказываемых нейтринных потоках погрешности  $3\sigma$ , меньшей 10%. Уточнения наших знаний о сечениях при низких энергиях, которые позволят достичь такой точности в предсказаниях, будут трудными и дорогостоящими в смысле затрат времени, мыслительных усилий и мощности ускорителей. Однако эти уточнения необходимы для того, чтобы неопределенности, связанные с параметрами термоядерных реакций, не ограничивали полезности солнечно-нейтринных экспериментов.

Самая важная для астрономии солнечных нейтрино реакция  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  наиболее подвержена (при существующих данных) влиянию систематических неопределенностей. Паркер [472] проанализировал

шесть независимых экспериментов и обнаружил, что в них ошибка  $1\sigma$  равна 7,4%. Накопленная информация об этой реакции представляет собой результат творческого и напряженного труда в течение более двух десятилетий. Изучение этой важнейшей реакции оказывается столь трудным по сравнению с другими важными реакциями pp-цепи потому, что ядро-мишень  $^7\text{Be}$  является радиоактивным. Баркер и Спир [102] обратили внимание на систематические неточности при нормировке скорости реакции  $^7\text{Li}(d, p)^8\text{Li}$  в сечении торможения протонов в литии, в относительном весе различных экспериментов и при экстраполяции сечения к звездным энергиям. Они высказали предположение, что соответствующий коэффициент сечения может быть на 25% меньше коэффициента, полученного Паркером [472], не согласным с некоторыми замечаниями Баркера и Спира [102]. Тут требуется дополнительная экспериментальная работа, так как для многих солнечно-нейтринных экспериментов (например, тех, где используются детекторы из  $^{37}\text{Cl}$ , дейтерия, жидкого аргона, бора, молибдена, а также нейтрино-электронное рассеяние) предсказанные значения пропорциональны или приблизительно пропорциональны сечению этой реакции при низких энергиях. Конечная цель — уменьшить погрешность  $1\sigma$  примерно до 3% (геркулезова задача!), чтобы она не ограничивала интерпретацию солнечно-нейтринных экспериментов.

Точное измерение скорости реакции  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  представляет собой наиболее важную проблему в экспериментальной ядерной астрофизике.

Характеристики важных реакций  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$  и  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  определены сравнительно хорошо [83, 472] после 20 лет тяжелой экспериментальной работы. Установленные неопределенности (см. табл. 3.2) в характеристиках реакций отвечают ошибке  $3\sigma$  при интерпретации экспериментов, чувствительных к  $^8\text{B}$ -нейтрино, причем они составляют приблизительно 18 и 13% соответственно (см. рассмотрение степенных зависимостей скорости счета от параметров реакций в разд. 7.3). Дополнительное повышение точности измерений для этих реакций будет трудным, но важным делом.

Неопределенность  $3\sigma$  в скорости pp-реакции также вызывает заметную неточность (примерно 14%) в предсказываемом потоке  $^8\text{B}$ -нейтрино. Основной вклад сюда вносит поправка на мезонный обмен, суммарная неопределенность которой составляет 4% (значение, основанное на разбросе результатов разных авторов; ссылки см. в работе [59]), хотя по оценкам некоторых авторов, она в 2 раза меньше. Ядерный матричный элемент определен довольно хорошо (эффективная

ошибка составляет лишь 2,5% [72]). Недавние определения отношения констант связи слабого взаимодействия (аксиально-векторной к векторной; см., например, [133]) соответствуют полной ошибке  $3\sigma$ , равной всего лишь 2%.

## Библиографические примечания

1. Книга Бете [115] — авторитетное и всестороннее рассмотрение ядерных взаимодействий между легкими элементами, которое лежит в основе всех последующих исследований ядерного синтеза в звездах (см. также статьи Вайцекера [651, 652]).

2. Статья [147] — эпохальная работа, определившая исследовательскую “повестку дня” в этой области на три десятилетия вперед (Бакал [30] указал на то, что многие скорости слабых взаимодействий, представленные в таблице в приложении к этой работе, неприменимы из-за разных скоростей  $\beta$ -распада в звездах.)

3. Работы [159, 160] — фундаментальный труд по ядерной астрофизике, оригинальный и оказавший большое влияние на последовавшие исследования.

4. Глава 11 книги Чандрасекара [166] является интереснейшим описанием истории и познания генерации звездной энергии непосредственно перед эпохальными работами Бете.

5. Книга Клейтона [177] — стандартный учебник, по которому студенты и профессора в течение почти двух десятилетий изучали основы предмета. Это издание содержит новое предисловие, в котором перечислено много ссылок на современные работы.

6. Статья Эддингтона [241] дает обзор по теории внутреннего строения звезд. Захватывающе прекрасная и глубоко проникающая в суть работа. Никто не может серьезно изучить предмет, не прочитав эту статью. Она также содержит удивительно пророческое высказывание, не относящееся к собственно науке: “Если и в самом деле ядерная энергия свободно используется в звездах для поддержания их огромных печей, то это, по-видимому, несколько приближает осуществление нашей мечты о контролировании этой скрытой мощи для благосостояния человечества или для его самоубийства”.

7. Книга Эддингтона [242] — прекрасно написанное краткое изложение ранней теории эволюции звезд. Гл. 8 книги содержит чрезвычайно интересный отчет о первых шагах вслепую к пониманию того, что является источником генерации звездной энергии.

8. Работа Фаулера [262] — это отчет о физической стороне, а также об удовольствии, доставляемом изучением ядерной астрофизики, причем особенно подчеркивается решающая роль лабораторных экспери-

ментов. Написан человеком, благодаря которому все это произошло.

9. Статья Гамова [277] — основополагающее исследование источников ядерной энергии и звездной эволюции. Историческое значение вклада, сделанного Гамовым, иногда недооценивается.

10. Книга Ролфа и Родни [528] представляет собой ценный обзор по ядерной астрофизике с особым упором на лабораторные эксперименты, в которых определяются сечения.

11. В статье Рассела [550] установлены астрономические ограничения на источники звездной энергии.

12. Статья Солпитера [555] дает сжатое и ясное изложение физических принципов для источников звездной энергии и строения звезд, написанное знатоком обоих этих предметов.

13. В статье [564] Шацман предложил реакцию  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  как окончание протон-протонной цепи. Важный вклад, о котором иногда забывают.

## 4. Стандартная модель Солнца

### Краткое содержание

Солнце — это астрономическая лаборатория. Благодаря его близости к Земле мы можем получать о нем такую информацию, которая не доходит к нам от других звезд. Мы можем точно измерить характеристики Солнца, которые для любой другой звезды известны лишь с точностью до одной или двух значащих цифр. Например, мы можем определить точные значения массы Солнца и его радиуса, геометрическую форму, фотонный спектр, полную светимость, химический состав поверхности и его возраст. Кроме того, астрономы точно измерили частоты тысяч мод акустических колебаний, наблюдаемых на поверхности Солнца. Эти частоты содержат информацию о солнечных недрах. Мы начинаем измерять спектр нейтрино, образующихся в ядерных реакциях внутри Солнца. Геологические свидетельства, а также планеты, кометы и метеориты дают информацию о прошлом Солнца. Взятые вместе, эти сокровища экспериментальной информации предоставляют уникальную возможность для проверки теорий строения и эволюции звезд.

В этой главе будут рассмотрены основные исходные данные, используемые в стандартных солнечных моделях, логика вычислений и некоторые важные результаты. Самыми значительными исходными параметрами являются распространенность химических элементов, радиационная непрозрачность и уравнение состояния, а также скорости ядерных реакций, которые рассмотрены в гл. 3. Методика вычислений в принципе проста, но большинство хорошо разработанных

компьютерных программ сложны, так как требуется высокая точность расчетов.

Детали стандартной солнечной модели могут оказаться полезными в применении к другим задачам, а поэтому представлены в виде таблиц и рисунков. **Астросейсмология** — определение характеристик звезд по наблюдаемым частотам их поверхностных колебаний — это передний край экспериментов по изучению звездной эволюции. Можно надеяться, что точные наблюдения в течение нескольких следующих лет обнаружат частоты таких колебаний у многих звезд и утвердят астросейсмологию в качестве одного из стандартных и ключевых методов в звездной диагностике. **Гелиосейсмология** — изучение сейсмологии Солнца — уже дает уникальные, полученные путем наблюдения ограничения на свойства Солнца, и мы рассматриваем ее в этой главе.

Представленное здесь изложение основано на публикациях, написанных в течение более чем двух десятилетий сотрудничества с людьми, работавшими в тесном контакте со мной. В особенности это относится к Роджеру Улрику (см., в частности, работы [53, 82, 77, 69, 630], особенно [83], а также цитируемые в подписи к рис. 10.1).

Другие компьютерные программы расчета звездной эволюции дают для потоков солнечных нейтрино результаты, которые согласуются (с точностью до  $\sim 10\%$ ) с результатами, полученными при использовании стандартных моделей в серии работ Бакала — Улрика, если при этом учесть большую детализированность программ Бакала — Улрика и разницу в исходных данных. Сравнения результатов, полученных с использованием разных программ, проводились Абрахамом и Ибеном [2], Бакалом и Сирзом [77], Кайтром, Эзером и Стотерсом [169], Уилером и Камероном [655], Филиппоне и Шраммом [257], Кассе́, Каэном и Думом [163], Каэном, Думом и Кассе́ [157] и др. авторами. Самое последнее и подробное сравнение, выполненное Сенкевичем, Бакалом и Пажинским [586], использует независимую компьютерную программу и дает результаты, которые согласуются с точностью выше 3%, для всех потоков нейтрино pp-цепочки (в том числе и для чувствительного потока  $^8\text{B}$ -нейтрино) со значениями, полученными Бакалом и Улриком [83].

В разд. 4.1 рассматриваются основные исходные параметры, используемые при расчетах стандартной модели Солнца, а в разд. 4.2 в общих чертах излагается метод вычисления. Табл. 4.4 и 4.5 из разд. 4.3 дают подробное численное представление о стандартной модели Солнца. В разд. 4.3 приводятся также некоторые глобальные характеристики стандартной модели. В последнем разд. 4.4 рассма-

тривается гелиосейсмология с упором на взаимно дополнительный характер исследований колебаний  $p$ -моды и солнечно-нейтринных экспериментов.

В табл. 4.1 перечислены некоторые основные физические характеристики Солнца. Особую важность для проблемы солнечных нейтрино представляют точно определенные светимость и масса, отношение начальной распространенности тяжелых элементов к начальной распространенности водорода, а также верхний предел собственной сплюснутости Солнца [225].

#### 4.1. Исходные параметры

Основными исходными параметрами, или функциями, используемыми в стандартных моделях Солнца, являются ядерные параметры (рассмотренные в гл. 3), солнечная светимость, возраст, уравнение состояния, распространенность химических элементов и радиационная непрозрачность. Принятые значения светимости и возраста приведены в табл. 4.1; со времени широкого обсуждения данных по этим характеристикам в работе Бакала и др. [59] они не претерпели существенного изменения.

##### А. Распространенности химических элементов

Распространенности химических элементов влияют на расчетную радиационную непрозрачность, а тем самым и на профиль температура — плотность внутри Солнца. Многие астрономы, работающие в диапазоне от ультрафиолетовых до инфракрасных длин волн, внесли вклад в решение трудных наблюдательных и теоретических задач определения точных значений распространенностей элементов на солнечной поверхности, что представляет собой результат поистине огромных усилий, которые астрономическое сообщество прилагало на протяжении более 50 лет. Этот совместный труд многих различных исследователей был превосходно освещен в двух обзорах (законченных приблизительно в одно время) Гревесса [302] и Аллера [12]. Бакал и Улрик [83] приняли значения распространенностей, указанные в работе Гревесса [302], за наилучшие оценки и использовали их при определении радиационной непрозрачности для стандартной солнечной модели, которая рассматривается в этой главе.

Предполагается, что современный состав солнечной поверхности отражает первоначальные распространенности всех элементов, кото-

Таблица 4.1. Некоторые важные характеристики Солнца. Измеренные характеристики: фотонная светимость, масса, радиус, сплюснутость и возраст. Все остальные характеристики рассчитаны с помощью стандартной солнечной модели

Характеристика	Значение
Фотонная светимость ( $L_{\odot}$ )	$3.86 \cdot 10^{33}$ эрг·с <sup>-1</sup>
Нейтринная светимость	$0.023 L_{\odot}$
Масса ( $M_{\odot}$ )	$1.99 \cdot 10^{33}$ г
Радиус ( $R_{\odot}$ )	$6.96 \cdot 10^{10}$ см
Сплюснутость [[ $R_{\text{экватор}}/R_{\text{полюс}} - 1$ ]]	$\leq 2 \cdot 10^{-5}$
Эффективная (поверхностная) температура	$5.78 \cdot 10^3$ К
Момент инерции	$7.00 \cdot 10^{53}$ г·см <sup>2</sup>
Возраст	$\approx 4.55 \cdot 10^9$ лет
Начальная распространенность гелия по массе	0.27
Начальная распространенность тяжелых элементов по массе	0.02
Глубина конвективной зоны	$0.26 R_{\odot}$ ( $0.015 M_{\odot}$ )
Плотность в центре	$148$ г/см <sup>3</sup>
Температура в центре	$15.6 \cdot 10^6$ К
Распространенность водорода в центре по массе	0.34
Поток нейтрино от $pp$ -реакции	$6 \cdot 10^{10}$ см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
Поток нейтрино от ${}^8\text{B}$ -распада	$6 \cdot 10^6$ см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
Доля энергии от $pp$ -цепи	0.984
Доля энергии от CNO-цикла	0.016

рые по меньшей мере столь же тяжелы, как и углерод. Относительная распространенность по массе элементов тяжелее гелия называется распространенностью тяжелых элементов и традиционно обозначается через  $Z$ . Соответствующие распространенности по массе водорода и гелия обозначаются через  $X$  и  $Y$ .

Начальное отношение по массе элементов тяжелее гелия к водороду,  $Z/X$ , является одним из важнейших исходных параметров

при определении модели Солнца. Относительные распространенности каждого из элементов также играют важную роль при определении звездной непрозрачности, которая тесно связана с предсказываемыми потоками нейтрино.

В табл. 4.2 перечислены отдельные относительные распространенности тяжелых элементов по Гревессу [302] и Аллеру [12]. Результаты этих двух работ замечательно согласуются друг с другом. Наилучшая оценка для  $Z/X$  заметно возросла по сравнению со значением 0,0228 для смеси Росса — Аллера [538], которое было использовано Бакалом и др. [69] в одном более раннем исследовании стандартной солнечной модели. Значение  $Z/X$ , приведенное Гревессом [302], равно  $(Z/X)_{\text{Гревесс}} = 0,02765$ , а для смеси Аллера мы имеем  $(Z/X)_{\text{Аллер}} = 0,02739$ . Разница между значением  $Z/X$ , указанным Россом — Аллером, и современными значениями Гревесса [302] и Аллера [12] составляет примерно 19%.

Для того чтобы можно было использовать эти поверхностные распространенности элементов при вычислениях процессов внутри звезды, делаются два важных, но количественно правдоподобных предположения. Во-первых, Солнце считается химически однородным при вступлении на главную последовательность. Модели звезд типа Солнца до их вступления на главную последовательность являются конвективно перемешанными [323, 325]. Во-вторых, считается, что состав современной солнечной поверхности отражает первоначальные распространенности всех элементов, по крайней мере таких же тяжелых, как углерод. Для вещества, принадлежащего в настоящее время к внешним частям Солнца, ядерное горение является незначительным, так как температуры в пределах современной зоны конвекции сравнительно низкие.

## Б. Радиационная непрозрачность

Перенос энергии в центральных областях Солнца осуществляется в основном фотонным излучением, хотя в самых внутренних областях некоторый вклад вносит электронная проводимость, а вблизи поверхности преобладает конвекция. Рассчитанная радиационная непрозрачность зависит от химического состава и от моделирования сложных атомных процессов. Для расчета солнечных недр требуется использование больших компьютерных программ, чтобы можно было включить всю известную статистическую механику и атомную физику [341]. В течение многих лет главным источником точных значений астрофизических коэффициентов непрозрачности были про-

Таблица 4.2. Относительные распространенности тяжелых элементов

Элемент	Относительная доля [302]	Относительная доля [12]
C	0.29661	0.27983
N	0.05918	0.05846
O	0.49226	0.49761
Ne	0.06056	0.06869
Na	0.00129	0.00125
Mg	0.02302	0.02552
Al	0.00179	0.00198
Si	0.02149	0.02672
P	0.00017	0.00018
S	0.00982	0.01040
Cl	0.00019	0.00019
Ar	0.00230	0.00227
Ca	0.00139	0.00134
Ti	0.00006	0.00007
Cr	0.00028	0.00035
Mn	0.00017	0.00016
Fe	0.02833	0.02382
Ni	0.00108	0.00114
Сумма	1.000	1.000

граммы Лос-Аламосской национальной лаборатории, разработанные, по-видимому, для термоядерных применений.

В табл. 4.3 дано численное представление лос-аламосских непрозрачностей для смеси Гревесса. Эти табличные данные могут оказаться полезными различным исследователям, работающим в области звездной эволюции, при проверке их программ. Таблица охватывает область параметров, относящуюся к вычислению стандартных моделей Солнца. Плотность выражена в единицах  $\text{г}/\text{см}^3$ , а температура — в единицах  $10^6 \text{ К}$ .

Коэффициенты непрозрачности были рассчитаны с помощью программ "Лос-Аламосской библиотеки непрозрачности" и стали доступны Бакалу и Улрику [83] (см. их табл. III и обсуждения в разд. II.C и приложении А) благодаря У. Хюбнеру. Подробное



описание физики, лежащей в основе этих вычислений, выполнено Хьюбером [341].

Вследствие того что непрозрачностью в большой мере определяется профиль температуры (см. разд. 2.2), принятый коэффициент непрозрачности составляет важный источник неопределенности для солнечно-нейтринных вычислений (см., в особенности, обсуждения, приведенные в разд. 7.2В, а также в работах [59, 83, 341]. Бакал и др. [59] сравнили два различных вычисления коэффициента непрозрачности внутри Солнца и пришли к выводу, что типичная погрешность составляет менее 10% (максимальная разница между независимыми схемами Лос-Аламосской и Ливерморской лабораторий в интересующей нас области; см. табл. 7.1).

Качественно можно объяснить, почему коэффициент непрозрачности не является главным источником неопределенностей в расчетах по солнечным нейтрино, несмотря на сложность большинства точных вычислений. В центре Солнца при любом из обсуждаемых составов вещества основной причиной непрозрачности является процесс, обратный тормозному излучению. Действительно, в центральных областях ( $T > 10^7$  К) более половины коэффициента радиационной непрозрачности обусловлено рассеянием фотонов на свободных электронах и обратным тормозным излучением в области полностью ионизованного водорода и гелия, а эти процессы можно рассчитать с точностью лучше 10% на основе квантовой механики и статистики. Численное моделирование показывает, что при температурах выше  $6 \cdot 10^6$  К гипотетическое изменение составляющих радиационного коэффициента непрозрачности обычно ведет к сравнимому изменению в расчетных потоках нейтрино [53].

## В. Уравнение состояния

Уравнение состояния, которым определяется связь между давлением и плотностью, должно точно учитывать эффекты давления излучения, электронного вырождения (см., например, [514, 571]) и экранирования (согласно теории Дебая — Хюккеля; см. примечание 15 в работе [78]). Все эти эффекты можно учесть без каких-либо необычных усложнений в программе расчета строения звезды. Остальные известные неопределенности не оказывают значительного влияния на расчетную структуру Солнца и на потоки нейтрино [59, 629]. Однако численное моделирование показывает, что расчетные потоки нейтрино чувствительны к гипотетическим локализованным изменениям в уравнении состояния, если возмущения вводятся при температуре около  $8 \cdot 10^6$  К [53].

Таблица 4.3. Средние значения непрозрачности по Росселанду ( $\text{см}^2/\text{г}$ ). В первом столбце дается температура  $T_6$  в единицах  $10^6$  К. В остальных столбцах дается коэффициент непрозрачности при различных значениях  $\rho/T_6^3$ , где  $\rho$  — массовая плотность в системе СГС.

$\rho/T_6^3$	2.818E-2	3.981E-2	5.623E-2	2.818E-2	3.981E-2	5.623E-2
1.000	4.659E+1	5.802E+1	7.116E+1	4.407E+1	5.557E+1	6.892E+1
1.218	4.122E+1	5.168E+1	6.421E+1	3.823E+1	4.850E+1	6.075E+1
1.483	3.931E+1	4.931E+1	6.083E+1	3.592E+1	4.528E+1	5.681E+1
1.807	3.262E+1	4.050E+1	5.009E+1	2.989E+1	3.694E+1	4.555E+1
2.200	2.728E+1	3.286E+1	3.889E+1	2.464E+1	3.004E+1	3.588E+1
2.680	1.921E+1	2.214E+1	2.496E+1	1.760E+1	2.048E+1	2.335E+1
3.264	1.267E+1	1.433E+1	1.606E+1	1.160E+1	1.326E+1	1.494E+1
3.975	8.107E+0	9.145E+0	1.036E+1	7.404E+0	8.393E+0	9.451E+0
4.841	5.236E+0	5.940E+0	6.731E+0	4.703E+0	5.358E+0	6.115E+0
5.896	3.527E+0	4.017E+0	4.597E+0	3.137E+0	3.584E+0	4.118E+0
7.181	2.528E+0	2.895E+0	3.341E+0	2.205E+0	2.553E+0	2.957E+0
8.746	1.941E+0	2.240E+0	2.604E+0	1.680E+0	1.952E+0	2.279E+0
10.652	1.620E+0	1.875E+0	2.192E+0	1.397E+0	1.624E+0	1.910E+0
12.973	1.434E+0	1.666E+0	1.938E+0	1.237E+0	1.434E+0	1.672E+0
15.800	1.306E+0	1.484E+0	1.719E+0	1.122E+0	1.285E+0	1.474E+0
19.243	1.130E+0	1.285E+0	1.429E+0	9.754E-1	1.086E+0	1.242E+0
23.436	9.526E-1	1.053E+0	1.176E+0	8.077E-1	8.932E-1	1.000E+0
	X=0.7300, Z=0.0195			X=0.3500, Z=0.0195		
1.000	4.886E+1	6.085E+1	7.463E+1	4.609E+1	5.813E+1	7.208E+1
1.218	4.326E+1	5.424E+1	6.738E+1	4.002E+1	5.078E+1	6.359E+1
1.483	4.136E+1	5.188E+1	6.399E+1	3.772E+1	4.752E+1	5.963E+1
1.807	3.434E+1	4.267E+1	5.280E+1	3.140E+1	3.883E+1	4.791E+1
2.200	2.879E+1	3.470E+1	4.109E+1	2.595E+1	3.167E+1	3.786E+1
2.680	2.030E+1	2.342E+1	2.641E+1	1.859E+1	2.164E+1	2.468E+1
3.264	1.340E+1	1.515E+1	1.698E+1	1.226E+1	1.402E+1	1.579E+1
3.975	8.553E+0	9.644E+0	1.092E+1	7.814E+0	8.855E+0	9.966E+0
4.841	5.502E+0	6.238E+0	7.062E+0	4.947E+0	5.633E+0	6.422E+0
5.896	3.687E+0	4.197E+0	4.798E+0	3.284E+0	3.749E+0	4.303E+0
7.181	2.627E+0	3.008E+0	3.468E+0	2.295E+0	2.655E+0	3.074E+0
8.746	2.007E+0	2.315E+0	2.689E+0	1.739E+0	2.020E+0	2.356E+0
10.652	1.668E+0	1.930E+0	2.256E+0	1.440E+0	1.674E+0	1.968E+0
12.973	1.473E+0	1.712E+0	1.991E+0	1.272E+0	1.475E+0	1.720E+0
15.800	1.340E+0	1.523E+0	1.762E+0	1.153E+0	1.321E+0	1.514E+0
19.243	1.156E+0	1.313E+0	1.459E+0	1.000E+0	1.114E+0	1.270E+0
23.436	9.707E-1	1.072E+0	1.196E+0	8.246E-1	9.111E-1	1.019E+0
	X=0.7300, Z=0.0208			X=0.3500, Z=0.0208		

## 4.2. Общий метод

### А. Составные части

Стандартная модель Солнца рассчитывается с использованием самых лучших физических теорий и исходных параметров, имеющихся ко времени построения модели. Таким образом, набор чисел, соответствующий стандартной солнечной модели, меняется со временем, причем, как можно надеяться, он почти всегда все более приближается к "истинной" стандартной модели. За ту четверть века, в течение которой стандартная модель Солнца использовалась для вычисления нейтринных потоков, были сделаны многие сотни уточнений исходных параметров и описаний физических процессов. Несколько неясных на первый взгляд улучшений компьютерных программ привели к заметной разнице в предсказаниях нейтринных потоков, а целый ряд очень трудных и тщательных исследований новых физических процессов или исходных параметров привел к малому изменению в расчетных потоках.

Некоторые из основных приближений, использованных при построении стандартных моделей, заслуживают особого внимания, так как они или были исследованы особенно тщательно, или же часто служат возможными источниками отклонений от стандартного сценария.

1. **Гидростатическое равновесие.** Предполагается, что Солнце находится в гидростатическом равновесии; давления излучения и частиц в точности уравновешивают силу тяжести. Из наблюдений известно, что это очень хорошее приближение, поскольку серьезное отклонение от гидростатического равновесия заставило бы Солнце коллапсировать за время свободного падения, что составляет менее часа. Согласно оценкам, пульсация, вращение и давление, обусловленные магнитными полями, являются несущественными в расчетах солнечных нейтринных потоков<sup>1)</sup>.

2. **Перенос энергии фотонами или конвективными движениями.** В глубоких слоях, которые являются самыми важными для проблемы солнечных нейтрино, перенос энергии осуществляется главным образом за счет диффузии фотонов и описывается в предположении средней непрозрачности по Росселанду. Для областей, не-

<sup>1)</sup> Подробные обсуждения законности этих приближений, а также оценок ожидаемых малых эффектов отклонений от стандартных допущений имеются в ссылках, перечисленных в подписи к рис. 10.1, и в обсуждении нестандартных моделей в гл. 5.

устойчивых по отношению к конвективным движениям, температурный градиент полагается адиабатическим всюду, кроме зон вблизи поверхности (что важно для гелиосейсмологических вычислений), где используется теория длины перемешивания. Дополнительный перенос энергии, связанный с акустическими и гравитационными волнами, незначителен в стандартной солнечной модели. Возможность переноса энергии слабо взаимодействующими массивными частицами (WIMP) обсуждается в гл. 5.

3. **Генерация энергии ядерными реакциями.** Основным источником энергии для излученных фотонов и нейтрино является ядерный синтез, хотя в стандартную солнечную модель включены и небольшие эффекты сжатия и расширения. Стандартные схемы учитывают отклонения от ядерного равновесия, вызываемые самими процессами синтеза, например отклонения в распространенности  $^3\text{He}$  (гл. 3). В гл. 5 обсуждаются некоторые примеры генерации энергии в процессах, отличных от синтеза атомов водорода.

4. **Изменения в распространенности элементов, вызванные исключительно ядерными реакциями.** В стандартной модели внутренние области Солнца изначально являются химически однородными. Изменения в локальных распространенностях отдельных изотопов происходят только из-за ядерных реакций в тех областях модели, которые устойчивы по отношению к конвекции. Тепловая и гравитационная диффузии в настоящее время не учитываются, поскольку, согласно оценкам, они малы в течение всего времени жизни Солнца [192]. Уже разработан и будет включен в будущие стандартные солнечные модели численный формализм, необходимый для удобного учета диффузионных эффектов.

### Б. Методика вычислений

Стандартная модель Солнца является конечным продуктом последовательности моделей. Начинают с какой-либо звезды главной последовательности, которая имеет однородный состав. Водород горит в центральных областях модели, обеспечивая как излучаемую светимость, так и локальный нагрев (тепловое давление), препятствующий гравитационному сжатию звезды. Последующие модели рассчитываются с учетом изменений химического состава, обусловленных ядерными реакциями, а также с учетом слабой эволюции других параметров. Интегрирование уравнений распространенности атомных ядер связано с некоторыми численными трудностями, которые лучше всего преодолеваются с помощью специальных методов. Скорость — 1669

сти ядерных взаимодействий интерполируются между предыдущей и новой моделью и умножаются на временной шаг (обычно порядка  $5 \cdot 10^8$  или  $10^9$  лет), с тем чтобы определить новый химический состав как функцию массовой доли. Для этого более позднего времени модель рассчитывается с использованием нового химического состава. В эволюционной последовательности модели имеют неоднородные составы. В модели, соответствующей современной эпохе, массовая доля водорода в самых глубоких слоях составляет приблизительно половину (начального) значения на поверхности.

Модели звездной эволюции строят интегрированием от центра к поверхности и от поверхности к центру, требуя, чтобы оба этих решения соответствовали друг другу в некоторой удобной точке, обычно выбираемой около  $0,2M_{\odot}$ . Для вычисления точных значений параметров внутри Солнца требуется лишь относительно грубая модель его атмосферы. Даже 10%-ное изменение внешнего радиуса модели не оказывает существенного влияния на расчетные потоки нейтрино (см. [575] или [78, уравнение (3)]). Разнице между самым тщательным и самым грубым рассмотрением солнечной конвективной зоны соответствует, самое большее, 2%-ное изменение в вычисленных потоках солнечных нейтрино (см. в [83] разд. X.D). Бакал и Сирз [77] описывают и сравнивают многие из ранних стандартных солнечных моделей и те методы, которыми они были получены<sup>1)</sup>.

Как обычно поступают на практике? Принимают некий начальный набор параметров; проводят модель во времени, используя различные уравнения для представления уравнений звездной эволюции; вычисляют предсказываемые характеристики современного Солнца, а затем повторяют все результаты до тех пор, пока не получится хорошее численное согласие между моделью и наблюдениями Солнца. В моделях, которые строят Бакал и Улрик [83], все начинается с оценки начальных значений  $X$  — первоначального однородного содержания водорода, и величины  $S$  — переменной типа энтропии<sup>2)</sup>. Как правило, одна эволюционная последовательность требует 5–7 моделей Солнца все большего возраста, чтобы светимость и радиус соответствовали желаемым значениям с точностью  $10^{-5}$ .

<sup>1)</sup> Подробные компьютерные программы, используемые Бакалом и Улриком, можно найти в приложениях работ [59, 83].

<sup>2)</sup> В приложении А работы [59] дается определение величины  $S$  и указываются начальные шаги построения модели. Величиной  $S$  определяется адиабата конвективной зоны. В более ранних рассмотрениях этой проблемы подбиралась постоянная  $K = P/T^{2,5}$ , дающая связь между давлением и температурой в конвективной оболочке (см. [575, 78]).

Начальная распространенность гелия в модели определяется путем итераций. Два других параметра состава фиксированы (начальным) поверхностным отношением  $Z/X$ , которое берется из наблюдений, и тем, что сумма всех массовых долей равна единице, т. е.  $X + Y + Z = 1,0$ .

Удовлетворительная солнечная модель представляет собой решение эволюционных уравнений, удовлетворяющих граничным условиям как в пространстве, так и во времени. Ведется поиск модели с фиксированной массой  $M_{\odot}$  с полной светимостью (в фотонах), равной  $L_{\odot}$ , и с внешним радиусом  $R_{\odot}$ , получаемыми по прошествии  $4,6 \cdot 10^9$  лет, т. е. возраста современного Солнца. Первоначально принятые значения  $X$  величин (массовая доля водорода) и  $S$  (переменная типа энтропии) итерированы до тех пор, пока не будет получено точное описание Солнца в современную эпоху. Были найдены эмпирические соотношения, которые можно использовать как ориентиры в процессе итерации (см. уравнение (15) в работе [59]). Решение уравнений эволюции определяет значения массовых долей водорода, гелия и тяжелых элементов, полный современный набор физических переменных внутри Солнца, спектр частот акустических колебаний, наблюдаемых на его поверхности, и потоки нейтрино.

Граничное условие на светимость оказывает особенно сильное влияние на расчетные потоки нейтрино. Дело в том, что светимость и потоки нейтрино обусловлены ядерными реакциями, протекающими глубоко в недрах Солнца. Если бы между разными ветвями протон-протонной цепи не было конкуренции (см. табл. 1.1), то поддержание светимости на постоянном уровне означало бы, что расчетные потоки нейтрино не изменяются при вариациях параметров или физических предположений. Причиной того, что нейтринные потоки являются хорошим средством для диагностики солнечных недр, является чувствительность коэффициентов ветвления конкурирующих реакций протон-протонной цепи. Сильная связь между светимостью и потоками нейтрино привела к тому, что некоторые группы исследователей получили неверные результаты из-за недостаточной итерации их моделей.

Что такое нестандартные модели Солнца? “Нестандартные” модели Солнца (мы их рассмотрим в гл. 5) по определению строятся путем перехода от физических теорий или исходных данных, которые на сегодня считаются наилучшими, к менее правдоподобным. Большинство из опубликованных нестандартных солнечных моделей было предложено для того, чтобы решить проблему солнечных нейтрино. (Систематические исследования и обзоры многих нестан-

дартных моделей даны в работах [53, 138, 447, 530, 543, 544, 566]). Если бы физические теории или исходные параметры, используемые в нестандартных моделях, считались правильными, то эти "нестандартные" особенности были бы включены в стандартную модель.

### 4.3. Некоторые характеристики стандартной модели

Стандартная модель имеет ряд характеристик, представляющих общий интерес. Например, доля фотонной светимости, берущей начало в протон-протонной цепи, составляет 0,984, а соответствующая доля для CNO-цикла составляет 0,016. Полное расширение в современную эпоху соответствует доле светимости порядка  $-0,0003$ . Зона конвекции заканчивается при  $1,92 \cdot 10^6$  К, чему соответствуют радиус  $\sim 0,74R_{\odot}$  и плотность  $\sim 0,12$  г/см<sup>3</sup>. Конвективная зона охватывает внешние 1,5% массы Солнца<sup>1</sup>). Половина фотонной светимости (или потока рр-нейтрино) образуется в пределах внутренней массы  $0,09M_{\odot}$  ( $R \leq 0,11R_{\odot}$ ); 95% фотонной светимости образуется в пределах внутренней массы  $0,36M_{\odot}$  ( $R \leq 0,21R_{\odot}$ ). Нейтринная светимость составляет 2,3% фотонной светимости, что соответствует в среднем потерям энергии 0,572 МэВ в виде нейтрино на окончание протон-протонной цепи. В 85,5% всего времени протон-протонная цепь заканчивается реакцией  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$  (номер 3 в табл. 1.1), а в 14,5% всего времени — реакцией  ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$  (номер 4 в табл. 1.1).

В табл. 4.4 и 4.5 дается подробное численное описание внутренних солнечных областей по стандартной модели.

В табл. 4.4 приведены основные физические и химические характеристики стандартной модели Солнца. В первых шести столбцах представлены физические переменные, которые определяют эту модель; масса (в единицах  $M_{\odot}$ ), включенная в данную и все внутренние зоны, радиус (в единицах  $R_{\odot}$ ); температура (в кельвинах); плотность (г/см<sup>3</sup>); давление (эрг/см<sup>3</sup>); светимость, проинтегрированная до внешней границы текущей зоны (в единицах  $L_{\odot}$ ), и величина  $S_{\text{крит}}$  (которая связана с отношением адиабатического и излучательного градиентов [83]). В последних семи столбцах приводятся распространённости наиболее важных изотопов, т. е. массовые доли

<sup>1</sup>) Для проблемы солнечного нейтрино точные параметры конвективной зоны несущественны, хотя они и важны для вычисления частот колебаний  $p$ -моды.

изотопов  ${}^1\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^{16}\text{O}$ . Исходная распространённость тяжёлых элементов  $Z$  составляет 0,01961.

Для некоторых целей полезно иметь приближенные соотношения между физическими переменными. Связь между плотностью  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) и температурой  $T_6$  (в единицах  $10^6$  К) близка к политропе с показателем 3 во внутренних 65% массы Солнца:

$$\rho = 0,041(1 \pm 0,07)T_6^3 \quad (4.1)$$

при  $T_6 > 6,5$ .

В табл. 4.5 представлены локальные скорости образования ядерной энергии и отдельных нейтринных потоков на Солнце. В первых четырех столбцах приводятся радиус, температура (в единицах  $10^6$  К), логарифм (десятичный) электронной плотности  $\rho_e$  (в единицах  $\text{см}^{-3}/N_A$ , где  $N_A$  — число Авогадро) и масса зоны (в единицах  $M_{\odot}$ ). В пятом столбце дана доля полной фотонной светимости, генерируемой в этой зоне. В последних восьми столбцах представлены доли всех нейтринных потоков, которые образуются в этой зоне. Табл. 4.4 и 4.5 различаются тем, что величины, приведенные в табл. 4.4, относятся к границам каждой зоны, тогда как температура, радиус и плотность электронов, показанные в табл. 4.5, относятся к центру зоны. Все остальные величины в табл. 4.5 проинтегрированы по индивидуальным зонам. Для получения полных потоков от нейтринообразующих реакций можно просуммировать данные табл. 4.5. Ограничение на полную светимость в согласованной солнечной модели осуществляется с помощью правила трапеции, и таким же способом были вычислены опубликованные полные потоки нейтрино. Поэтому из табл. 4.5 можно брать локальные нейтринные потоки при изучении эффекта МСВ (гл. 9).

На рис. 4.1,а — в представлены некоторые из наиболее интересных физических характеристик стандартной солнечной модели. На рис. 4.1,а показан дифференциальный спектр генерации энергии как функция положения вдоль радиуса. Генерация энергии достигает максимума на расстоянии  $0,09 R_{\odot}$ , чему соответствует масса  $\sim 0,06M_{\odot}$ . Полувысоте спектра соответствуют значения от  $0,04R_{\odot}$  до  $0,16R_{\odot}$ , т. е. внутренняя масса от  $0,007M_{\odot}$  до  $0,23M_{\odot}$ . На рис. 4.1,б и в показаны распределения температуры и плотности, причем соответствующие значения в центре равны  $15,6 \cdot 10^6$  К и  $148$  г/см<sup>3</sup>. Плотность падает гораздо быстрее температуры; своего полумаксимального значения плотность достигает при радиусе  $0,12R_{\odot}$ , тогда как для температуры максимум имеет место при  $0,25R_{\odot}$ . Генерация энергии

Таблица 4.4. Характеристика стандартной модели Солнца

M/M <sub>⊙</sub>	R/R <sub>⊙</sub>	T	ρ	P	L/L <sub>⊙</sub>	S <sub>эл</sub>	X( <sup>1</sup> H)	X( <sup>2</sup> He)	X( <sup>3</sup> He)	X( <sup>4</sup> He)	X( <sup>7</sup> Be)	X( <sup>12</sup> C)	X( <sup>14</sup> N)	X( <sup>16</sup> O)
0.0	0.0	1.56E+07	1.48E+02	2.29E+17	0.0	-0.127	0.3411	7.74E-06	0.63867	1.65E-11	2.61E-05	6.34E-03	8.48E-03	8.48E-03
0.00001	0.0039	1.56E+07	1.48E+02	2.29E+17	0.000	-0.124	0.34103	7.73E-06	0.63875	1.65E-11	2.61E-05	6.34E-03	8.48E-03	8.48E-03
0.00005	0.0083	1.56E+07	1.47E+02	2.28E+17	0.000	-0.127	0.34317	7.88E-06	0.63661	1.64E-11	2.60E-05	6.33E-03	8.50E-03	8.50E-03
0.00017	0.0120	1.56E+07	1.46E+02	2.27E+17	0.001	-0.130	0.34546	8.04E-06	0.63432	1.62E-11	2.59E-05	6.31E-03	8.52E-03	8.52E-03
0.00040	0.0158	1.56E+07	1.45E+02	2.26E+17	0.003	-0.132	0.34885	8.29E-06	0.63092	1.59E-11	2.56E-05	6.29E-03	8.54E-03	8.54E-03
0.00078	0.0197	1.55E+07	1.44E+02	2.24E+17	0.007	-0.134	0.35328	8.63E-06	0.62649	1.56E-11	2.54E-05	6.26E-03	8.58E-03	8.58E-03
0.00135	0.0237	1.55E+07	1.42E+02	2.21E+17	0.012	-0.137	0.35866	9.06E-06	0.62108	1.52E-11	2.50E-05	6.22E-03	8.62E-03	8.62E-03
0.00214	0.0277	1.54E+07	1.40E+02	2.18E+17	0.018	-0.141	0.36499	9.58E-06	0.61476	1.47E-11	2.47E-05	6.18E-03	8.66E-03	8.66E-03
0.00320	0.0317	1.53E+07	1.37E+02	2.15E+17	0.027	-0.144	0.37217	1.02E-05	0.60758	1.41E-11	2.43E-05	6.14E-03	8.71E-03	8.71E-03
0.00456	0.0358	1.52E+07	1.35E+02	2.12E+17	0.038	-0.147	0.38016	1.09E-05	0.59958	1.34E-11	2.38E-05	6.10E-03	8.76E-03	8.76E-03
0.00625	0.0400	1.51E+07	1.32E+02	2.08E+17	0.051	-0.150	0.38890	1.18E-05	0.59084	1.27E-11	2.34E-05	6.06E-03	8.81E-03	8.81E-03
0.00832	0.0442	1.50E+07	1.29E+02	2.03E+17	0.067	-0.155	0.39833	1.28E-05	0.58140	1.19E-11	2.29E-05	6.02E-03	8.86E-03	8.86E-03
0.01080	0.0484	1.49E+07	1.26E+02	1.99E+17	0.085	-0.160	0.40839	1.39E-05	0.57133	1.11E-11	2.24E-05	5.98E-03	8.90E-03	8.90E-03
0.01373	0.0528	1.48E+07	1.23E+02	1.94E+17	0.106	-0.163	0.41903	1.52E-05	0.56069	1.02E-11	2.19E-05	5.94E-03	8.94E-03	8.94E-03
0.01715	0.0572	1.46E+07	1.19E+02	1.89E+17	0.130	-0.167	0.43017	1.67E-05	0.54954	9.33E-12	2.13E-05	5.91E-03	8.98E-03	8.98E-03
0.02109	0.0616	1.45E+07	1.16E+02	1.83E+17	0.157	-0.171	0.44176	1.85E-05	0.53794	8.44E-12	2.08E-05	5.88E-03	9.01E-03	9.01E-03
0.02560	0.0662	1.43E+07	1.12E+02	1.78E+17	0.186	-0.176	0.45428	2.05E-05	0.52542	7.55E-12	2.03E-05	5.86E-03	9.04E-03	9.04E-03
0.03071	0.0708	1.42E+07	1.08E+02	1.72E+17	0.217	-0.179	0.46672	2.28E-05	0.51297	6.69E-12	1.98E-05	5.84E-03	9.06E-03	9.06E-03
0.03645	0.0756	1.40E+07	1.05E+02	1.66E+17	0.251	-0.183	0.47942	2.54E-05	0.50026	5.86E-12	1.92E-05	5.82E-03	9.08E-03	9.08E-03
0.04287	0.0804	1.38E+07	1.01E+02	1.60E+17	0.287	-0.188	0.49233	2.85E-05	0.48735	5.08E-12	1.87E-05	5.81E-03	9.10E-03	9.10E-03
0.05000	0.0853	1.37E+07	9.70E+01	1.53E+17	0.325	-0.192	0.50536	3.20E-05	0.47431	4.35E-12	1.82E-05	5.80E-03	9.11E-03	9.11E-03
0.05769	0.0902	1.35E+07	9.39E+01	1.47E+17	0.363	-0.196	0.51817	3.60E-05	0.46150	3.70E-12	1.76E-05	5.79E-03	9.12E-03	9.12E-03
0.06538	0.0948	1.33E+07	8.99E+01	1.41E+17	0.400	-0.200	0.52988	4.02E-05	0.44978	3.16E-12	1.71E-05	5.78E-03	9.13E-03	9.13E-03
0.07308	0.0992	1.31E+07	8.68E+01	1.36E+17	0.434	-0.205	0.54066	4.46E-05	0.43900	2.71E-12	1.67E-05	5.78E-03	9.14E-03	9.14E-03
0.08077	0.1033	1.30E+07	8.40E+01	1.31E+17	0.466	-0.208	0.55064	4.93E-05	0.42902	2.33E-12	1.62E-05	5.78E-03	9.14E-03	9.14E-03

Продолжение табл. 4.4

0.08846	0.1073	1.28E+07	8.13E+01	1.26E+17	0.497	-0.213	0.55990	5.42E-05	0.41975	2.01E-12	1.58E-05	5.78E-03	9.14E-03	9.14E-03
0.09615	0.1111	1.27E+07	7.88E+01	1.22E+17	0.525	-0.216	0.56853	5.95E-05	0.41111	1.74E-12	1.54E-05	5.77E-03	9.14E-03	9.14E-03
0.10385	0.1147	1.25E+07	7.64E+01	1.18E+17	0.553	-0.219	0.57659	6.51E-05	0.40304	1.50E-12	1.50E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.11154	0.1182	1.24E+07	7.42E+01	1.14E+17	0.579	-0.224	0.58414	7.10E-05	0.39649	1.30E-12	1.47E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.11923	0.1217	1.22E+07	7.20E+01	1.10E+17	0.603	-0.228	0.59121	7.73E-05	0.38841	1.13E-12	1.43E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.12692	0.1250	1.21E+07	7.00E+01	1.06E+17	0.626	-0.233	0.59785	8.40E-05	0.38177	9.86E-13	1.40E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.13462	0.1283	1.20E+07	6.81E+01	1.03E+17	0.648	-0.237	0.60409	9.11E-05	0.37552	8.59E-13	1.39E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.14231	0.1315	1.18E+07	6.63E+01	9.92E+16	0.668	-0.241	0.60996	9.86E-05	0.36964	7.50E-13	1.45E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.15000	0.1346	1.17E+07	6.45E+01	9.60E+16	0.688	-0.246	0.61549	1.07E-04	0.36410	6.56E-13	1.68E-05	5.77E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.15600	0.1370	1.16E+07	6.32E+01	9.36E+16	0.702	-0.250	0.61958	1.13E-04	0.36001	5.91E-13	2.14E-05	5.76E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.16200	0.1393	1.15E+07	6.20E+01	9.12E+16	0.716	-0.254	0.62349	1.20E-04	0.35610	5.33E-13	3.07E-05	5.75E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.16800	0.1417	1.14E+07	6.07E+01	8.89E+16	0.729	-0.259	0.62722	1.27E-04	0.35236	4.81E-13	4.76E-05	5.73E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.17400	0.1440	1.13E+07	5.95E+01	8.67E+16	0.742	-0.264	0.63079	1.35E-04	0.34879	4.34E-13	7.59E-05	5.70E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.18000	0.1462	1.13E+07	5.84E+01	8.46E+16	0.754	-0.268	0.63420	1.43E-04	0.34537	3.92E-13	1.20E-04	5.65E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.18600	0.1485	1.12E+07	5.72E+01	8.25E+16	0.766	-0.275	0.63747	1.51E-04	0.34211	3.54E-13	1.84E-04	5.57E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.19200	0.1507	1.11E+07	5.61E+01	8.05E+16	0.777	-0.281	0.64059	1.60E-04	0.33899	3.20E-13	2.72E-04	5.47E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.19800	0.1529	1.10E+07	5.50E+01	7.85E+16	0.788	-0.287	0.64359	1.69E-04	0.33600	2.90E-13	3.87E-04	5.34E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.20400	0.1551	1.09E+07	5.40E+01	7.66E+16	0.798	-0.295	0.64646	1.79E-04	0.33315	2.63E-13	5.28E-04	5.17E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.21000	0.1572	1.08E+07	5.30E+01	7.47E+16	0.807	-0.304	0.64922	1.89E-04	0.33041	2.38E-13	6.94E-04	4.98E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.21600	0.1594	1.08E+07	5.20E+01	7.29E+16	0.817	-0.312	0.65185	2.00E-04	0.32779	2.16E-13	8.82E-04	4.76E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.22200	0.1615	1.07E+07	5.10E+01	7.11E+16	0.826	-0.321	0.65438	2.11E-04	0.32529	1.96E-13	1.09E-03	4.52E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.22800	0.1636	1.06E+07	5.00E+01	6.94E+16	0.834	-0.329	0.65681	2.22E-04	0.32289	1.78E-13	1.30E-03	4.26E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.23400	0.1657	1.05E+07	4.91E+01	6.77E+16	0.842	-0.337	0.65913	2.34E-04	0.32058	1.61E-13	1.53E-03	4.00E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.24000	0.1678	1.04E+07	4.82E+01	6.61E+16	0.850	-0.346	0.66136	2.47E-04	0.31838	1.47E-13	1.75E-03	3.74E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.24600	0.1699	1.04E+07	4.73E+01	6.45E+16	0.857	-0.352	0.66359	2.60E-04	0.31627	1.33E-13	1.98E-03	3.48E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.25200	0.1719	1.03E+07	4.64E+01	6.29E+16	0.865	-0.364	0.66549	2.73E-04	0.31429	1.22E-13	2.18E-03	3.24E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.25800	0.1740	1.02E+07	4.55E+01	6.14E+16	0.872	-0.373	0.66746	2.87E-04	0.31285	1.11E-13	2.39E-03	3.00E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.26400	0.1760	1.02E+07	4.47E+01	5.99E+16	0.878	-0.381	0.66994	3.03E-04	0.31049	1.01E-13	2.58E-03	2.78E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.27000	0.1781	1.01E+07	4.38E+01	5.84E+16	0.885	-0.390	0.67113	3.18E-04	0.30871	9.22E-14	2.75E-03	2.58E-03	9.15E-03	9.15E-03
0.27600	0.1801	1.00E+07	4.30E+01	5.70E+16	0.891	-0.399	0.67285	3.35E-04	0.30700	8.40E-14	2.91E-03	2.39E-03	9.15E-03	9.15E-03

M/M <sub>0</sub>	R/R <sub>0</sub>	T	$\rho$	P	L/L <sub>0</sub>	S <sub>ent</sub>	X( <sup>1</sup> H)	X( <sup>3</sup> He)	X( <sup>4</sup> He)	X( <sup>7</sup> Be)	X( <sup>12</sup> C)	X( <sup>14</sup> N)	X( <sup>16</sup> O)
0.28200	0.1821	9.95E+06	4.22E+01	5.56E+16	0.896	-0.406	0.57450	3.52E-04	0.30536	7.65E-14	3.06E-03	2.21E-03	9.15E-03
0.28800	0.1841	9.88E+06	4.14E+01	5.42E+16	0.902	-0.414	0.67607	3.71E-04	0.30279	6.97E-14	3.19E-03	2.06E-03	9.15E-03
0.29400	0.1861	9.81E+06	4.06E+01	5.29E+16	0.907	-0.423	0.67738	3.90E-04	0.30328	6.36E-14	3.32E-03	1.92E-03	9.15E-03
0.30000	0.1881	9.74E+06	3.99E+01	5.16E+16	0.912	-0.430	0.67902	4.10E-04	0.30084	5.80E-14	3.41E-03	1.80E-03	9.15E-03
0.31000	0.1914	9.63E+06	3.86E+01	4.95E+16	0.919	-0.446	0.68129	4.45E-04	0.29886	4.98E-14	3.57E-03	1.62E-03	9.15E-03
0.32000	0.1948	9.52E+06	3.74E+01	4.75E+16	0.926	-0.459	0.68339	4.84E-04	0.29644	4.27E-14	3.69E-03	1.48E-03	9.15E-03
0.33000	0.1981	9.41E+06	3.63E+01	4.55E+16	0.933	-0.473	0.68535	5.26E-04	0.29445	3.67E-14	3.79E-03	1.37E-03	9.15E-03
0.34000	0.2014	9.31E+06	3.51E+01	4.36E+16	0.939	-0.488	0.68716	5.71E-04	0.29261	3.15E-14	3.86E-03	1.28E-03	9.15E-03
0.35000	0.2047	9.20E+06	3.40E+01	4.18E+16	0.945	-0.502	0.68885	6.20E-04	0.29088	2.71E-14	3.92E-03	1.21E-03	9.15E-03
0.36000	0.2080	9.10E+06	3.29E+01	4.01E+16	0.950	-0.517	0.69042	6.74E-04	0.28927	2.32E-14	3.97E-03	1.16E-03	9.15E-03
0.37000	0.2113	9.00E+06	3.18E+01	3.84E+16	0.954	-0.533	0.69187	7.32E-04	0.28776	2.00E-14	4.01E-03	1.11E-03	9.15E-03
0.38000	0.2146	8.90E+06	3.08E+01	3.67E+16	0.959	-0.548	0.69322	7.95E-04	0.28636	1.72E-14	4.06E-03	1.08E-03	9.15E-03
0.39000	0.2179	8.80E+06	2.98E+01	3.52E+16	0.963	-0.564	0.69447	8.64E-04	0.28504	1.48E-14	4.12E-03	1.05E-03	9.15E-03
0.40000	0.2212	8.70E+06	2.88E+01	3.36E+16	0.966	-0.580	0.69563	9.38E-04	0.28381	1.27E-14	4.08E-03	1.03E-03	9.15E-03
0.41000	0.2246	8.60E+06	2.78E+01	3.22E+16	0.970	-0.589	0.69670	1.02E-03	0.28266	1.09E-14	4.09E-03	1.02E-03	9.15E-03
0.42000	0.2279	8.51E+06	2.69E+01	3.08E+16	0.973	-0.600	0.69770	1.11E-03	0.28158	9.38E-15	4.10E-03	1.00E-03	9.15E-03
0.43000	0.2313	8.41E+06	2.60E+01	2.94E+16	0.976	-0.610	0.69862	1.21E-03	0.28056	8.06E-15	4.11E-03	9.93E-04	9.15E-03
0.44000	0.2347	8.32E+06	2.51E+01	2.81E+16	0.978	-0.622	0.69946	1.32E-03	0.27966	6.91E-15	4.12E-03	9.80E-04	9.15E-03
0.45000	0.2381	8.22E+06	2.42E+01	2.68E+16	0.981	-0.633	0.70024	1.44E-03	0.27871	5.93E-15	4.12E-03	9.76E-04	9.15E-03
0.46000	0.2415	8.13E+06	2.34E+01	2.56E+16	0.983	-0.644	0.70096	1.57E-03	0.27786	5.08E-15	4.12E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.47000	0.2450	8.04E+06	2.25E+01	2.44E+16	0.985	-0.658	0.70161	1.72E-03	0.27705	4.35E-15	4.13E-03	9.73E-04	9.15E-03
0.48000	0.2485	7.95E+06	2.17E+01	2.32E+16	0.987	-0.667	0.70221	1.88E-03	0.27629	3.72E-15	4.13E-03	9.70E-04	9.15E-03
0.49000	0.2520	7.86E+06	2.09E+01	2.21E+16	0.989	-0.682	0.70275	2.07E-03	0.27557	3.18E-15	4.13E-03	9.68E-04	9.15E-03
0.50000	0.2555	7.76E+06	2.01E+01	2.10E+16	0.990	-0.694	0.70324	2.26E-03	0.27488	2.71E-15	4.13E-03	9.67E-04	9.15E-03
0.51000	0.2591	7.67E+06	1.94E+01	2.00E+16	0.992	-0.707	0.70368	2.47E-03	0.27423	2.29E-15	4.13E-03	9.66E-04	9.15E-03
0.52000	0.2628	7.58E+06	1.86E+01	1.90E+16	0.993	-0.721	0.70409	2.69E-03	0.27361	1.93E-15	4.13E-03	9.65E-04	9.15E-03

0.53000	0.2664	7.49E+06	1.79E+01	1.81E+16	0.994	-0.736	0.70446	2.90E-03	0.27303	1.60E-15	4.13E-03	9.64E-04	9.15E-03
0.54000	0.2702	7.41E+06	1.72E+01	1.71E+16	0.995	-0.751	0.70480	3.08E-03	0.27251	1.31E-15	4.13E-03	9.64E-04	9.15E-03
0.55000	0.2739	7.32E+06	1.65E+01	1.62E+16	0.996	-0.766	0.70512	3.22E-03	0.27204	1.05E-15	4.13E-03	9.64E-04	9.15E-03
0.58500	0.2876	7.01E+06	1.42E+01	1.34E+16	0.998	-0.815	0.70621	3.18E-03	0.27100	4.01E-16	4.13E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.62000	0.3020	6.70E+06	1.20E+01	1.09E+16	0.999	-0.854	0.70723	2.49E-03	0.27066	1.15E-16	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.65500	0.3176	6.39E+06	1.01E+01	8.69E+15	1.000	-0.896	0.70806	1.74E-03	0.27058	2.74E-17	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.69000	0.3344	6.08E+06	8.34E+00	6.82E+15	1.000	-0.946	0.70866	1.15E-03	0.27058	5.69E-18	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.72500	0.3529	5.76E+06	6.75E+00	5.22E+15	1.000	-0.996	0.70907	7.40E-04	0.27058	1.04E-18	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.76000	0.3737	5.44E+06	5.32E+00	3.88E+15	1.000	-1.029	0.70934	4.67E-04	0.27058	1.61E-19	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.79500	0.3975	5.09E+06	4.06E+00	2.77E+15	1.001	-1.065	0.70952	2.95E-04	0.27058	2.06E-20	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.83000	0.4255	4.73E+06	2.96E+00	1.88E+15	1.001	-1.101	0.70962	1.93E-04	0.27058	2.11E-21	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.86500	0.4597	4.33E+06	2.03E+00	1.18E+15	1.001	-1.111	0.70967	1.38E-04	0.27057	1.58E-22	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.90000	0.5038	3.88E+06	1.27E+00	6.59E+14	1.001	-1.093	0.70970	1.12E-04	0.27058	6.87E-24	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.92373	0.5431	3.53E+06	8.42E-01	3.98E+14	1.001	-1.048	0.70970	1.04E-04	0.27058	4.48E-25	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.94183	0.5818	3.20E+06	5.72E-01	2.45E+14	1.001	-0.974	0.70970	1.02E-04	0.27058	2.90E-26	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.95563	0.6195	2.91E+06	3.96E-01	1.55E+14	1.000	-0.874	0.70970	1.01E-04	0.27058	1.76E-27	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.96816	0.6559	2.64E+06	2.81E-01	9.94E+13	1.000	-0.700	0.70970	1.00E-04	0.27058	9.11E-29	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.97419	0.6906	2.38E+06	2.05E-01	6.53E+13	1.000	-0.499	0.70970	1.00E-04	0.27058	3.55E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.98032	0.7230	2.11E+06	1.54E-01	4.37E+13	1.000	-0.167	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.98499	0.7523	1.82E+06	1.22E-01	2.99E+13	1.000	0.285	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.98855	0.7783	1.57E+06	9.81E-02	2.06E+13	1.000	0.556	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99127	0.8015	1.36E+06	7.92E-02	1.44E+13	1.000	0.708	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99334	0.8221	1.19E+06	6.42E-02	1.01E+13	1.000	0.801	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99492	0.8406	1.03E+06	5.22E-02	7.19E+12	1.000	0.867	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99612	0.8573	9.04E+05	4.26E-02	5.12E+12	1.000	0.910	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99704	0.8722	7.91E+05	3.48E-02	3.65E+12	1.000	0.937	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99775	0.8858	6.92E+05	2.84E-02	2.60E+12	1.000	0.956	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99828	0.8981	6.04E+05	2.31E-02	1.84E+12	1.000	0.969	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99869	0.9093	5.25E+05	1.87E-02	1.29E+12	1.000	0.978	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
0.99900	0.9197	4.54E+05	1.50E-02	8.95E+11	1.000	0.984	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03
1.00000	1.0000	5.77E+03	0.0	0.0	1.000	-1.000	0.70970	1.00E-04	0.27059	2.23E-30	4.14E-03	9.63E-04	9.15E-03

Таблица 4.5. Образование нейтрино и выделение энергии в стандартной модели

R	T6	$\ln(\rho_e)$	$d(\text{масса})$	$d\phi(\text{pp})$	$d\phi(^8\text{B})$	$d\phi(^{12}\text{C})$	$d\phi(^{13}\text{C})$	$d\phi(^{15}\text{N})$	$d\phi(^{16}\text{O})$	$d\phi(^{17}\text{F})$	$d\phi(^7\text{Be})$	$d\phi(\text{pp})$	$d\phi(\text{hep})$
0.001953	15.6443	1.9930	0.000006	0.000038	0.000497	0.000386	0.000450	0.000450	0.001062	0.000196	0.000196	0.000059	0.000015
0.006088	15.6305	1.9931	0.000044	0.000265	0.003419	0.002651	0.003095	0.003177	0.001364	0.001364	0.001364	0.000411	0.000107
0.010122	15.6073	1.9916	0.000119	0.001037	0.000925	0.006981	0.008150	0.008381	0.003655	0.003655	0.003655	0.001114	0.000294
0.013896	15.5773	1.9897	0.000231	0.002005	0.001407	0.016947	0.013073	0.015262	0.015731	0.006999	0.006999	0.002167	0.000581
0.017775	15.5360	1.9870	0.000381	0.003273	0.002327	0.026547	0.020413	0.023830	0.024654	0.011270	0.003564	0.000974	0.000274
0.021711	15.4836	1.9837	0.000569	0.004822	0.003483	0.037078	0.028423	0.033181	0.034405	0.016305	0.005298	0.001484	0.000419
0.025693	15.4206	1.9796	0.000794	0.006628	0.004876	0.047718	0.036493	0.042602	0.044307	0.021905	0.007356	0.002122	0.000589
0.029718	15.3474	1.9749	0.001056	0.008664	0.006505	0.057648	0.044046	0.051419	0.053611	0.027844	0.009720	0.002898	0.000825
0.033788	15.2640	1.9695	0.001356	0.010899	0.008364	0.066110	0.050574	0.059040	0.061660	0.033868	0.012362	0.003825	0.001191
0.037907	15.1708	1.9635	0.001694	0.013299	0.010445	0.072499	0.055686	0.065008	0.067924	0.039720	0.015249	0.004912	0.001584
0.042079	15.0679	1.9567	0.002069	0.015829	0.012731	0.076400	0.059124	0.069022	0.072039	0.045144	0.018337	0.006168	0.002190
0.046308	14.9557	1.9494	0.002481	0.018449	0.015201	0.077623	0.060771	0.070945	0.073628	0.049901	0.021571	0.007600	0.002700
0.050601	14.8344	1.9414	0.002931	0.021120	0.017826	0.076219	0.060647	0.070802	0.073306	0.053788	0.024891	0.009208	0.003319
0.054961	14.7040	1.9327	0.003419	0.023800	0.020570	0.072448	0.058888	0.068748	0.070658	0.056647	0.028227	0.010990	0.004170
0.059393	14.5650	1.9235	0.003944	0.026447	0.023390	0.066743	0.055721	0.065053	0.066204	0.058372	0.031504	0.012940	0.005060
0.063905	14.4173	1.9135	0.004506	0.029041	0.026263	0.059667	0.051456	0.060075	0.060390	0.058920	0.034673	0.015060	0.006040
0.068501	14.2614	1.9029	0.005106	0.031528	0.029121	0.051769	0.046398	0.054171	0.053651	0.058302	0.037636	0.017324	0.007194
0.073187	14.0973	1.8917	0.005744	0.033838	0.031877	0.043597	0.040865	0.047712	0.046434	0.056603	0.040281	0.019689	0.008479
0.077968	13.9252	1.8798	0.006419	0.035949	0.034491	0.035656	0.035170	0.041065	0.039174	0.053944	0.042959	0.022137	0.010237
0.082850	13.7454	1.8673	0.007131	0.037819	0.036809	0.028317	0.029583	0.034544	0.032220	0.050486	0.044404	0.024634	0.011506
0.087781	13.5691	1.8543	0.007692	0.038493	0.038128	0.021407	0.023817	0.027814	0.025310	0.045402	0.044701	0.026491	0.012940
0.092547	13.3782	1.8413	0.007692	0.036286	0.036410	0.014958	0.017765	0.020748	0.018410	0.037798	0.031599	0.026296	0.014506
0.097020	13.2053	1.8288	0.007692	0.034240	0.034727	0.010548	0.013367	0.015615	0.013513	0.031599	0.036608	0.026014	0.016068
0.101255	13.0402	1.8168	0.007692	0.032332	0.033088	0.007497	0.010132	0.011838	0.009094	0.026531	0.035597	0.025663	0.017719
0.105291	12.8817	1.8050	0.007692	0.030546	0.031499	0.005364	0.007727	0.009030	0.007440	0.022354	0.033479	0.025258	0.019470

Продолжение табл. 4.5

0.109159	12.7290	1.7936	0.007692	0.028869	0.029964	0.003860	0.005923	0.006924	0.005569	0.018892	0.031132	0.024812	0.021432
0.112881	12.5815	1.7829	0.007692	0.027289	0.028483	0.002791	0.004559	0.005332	0.004188	0.016010	0.028945	0.023825	0.020398
0.116478	12.4386	1.7715	0.007692	0.025799	0.027058	0.002028	0.003523	0.004122	0.003162	0.013600	0.026907	0.023825	0.019470
0.119964	12.2999	1.7608	0.007692	0.024392	0.025690	0.001479	0.002731	0.003197	0.002396	0.011579	0.025008	0.023299	0.018689
0.123353	12.1651	1.7502	0.007692	0.023062	0.024378	0.001082	0.002127	0.002487	0.001822	0.009871	0.023238	0.022758	0.017949
0.126654	12.0337	1.7398	0.007692	0.021803	0.023121	0.000794	0.001673	0.001939	0.001389	0.008441	0.021589	0.022206	0.017219
0.129878	11.9056	1.7295	0.007692	0.020612	0.021918	0.000585	0.001355	0.001516	0.001061	0.007236	0.020053	0.021647	0.016502
0.133578	11.7806	1.7193	0.006000	0.019483	0.020769	0.000432	0.001185	0.001187	0.000813	0.006195	0.018622	0.021083	0.015802
0.137819	11.6715	1.7103	0.006000	0.018453	0.019435	0.000257	0.000928	0.000745	0.000501	0.004217	0.017395	0.021083	0.015108
0.138164	11.5778	1.7025	0.006000	0.018330	0.018492	0.000204	0.000816	0.000616	0.000408	0.003747	0.016282	0.015365	0.014506
0.140507	11.4856	1.6947	0.006000	0.018235	0.018171	0.000161	0.000734	0.000510	0.000332	0.003332	0.015210	0.014684	0.013932
0.142820	11.3949	1.6869	0.006000	0.018265	0.018374	0.000128	0.000789	0.000421	0.000271	0.002965	0.014146	0.014684	0.013352
0.145104	11.3055	1.6792	0.006000	0.018210	0.018299	0.000102	0.000740	0.000347	0.000221	0.002640	0.013076	0.014684	0.012825
0.147362	11.2176	1.6716	0.006000	0.018158	0.018245	0.000081	0.000688	0.000285	0.000181	0.002352	0.011533	0.014347	0.012308
0.149596	11.1310	1.6639	0.006000	0.018109	0.018193	0.000064	0.000635	0.000233	0.000148	0.002097	0.009572	0.014013	0.011884
0.151808	11.0457	1.6563	0.006000	0.018062	0.018140	0.000051	0.000582	0.000190	0.000121	0.001870	0.008505	0.013682	0.011484
0.153998	10.9618	1.6486	0.006000	0.018016	0.018091	0.000041	0.000530	0.000154	0.000099	0.001699	0.008505	0.013352	0.011093
0.156168	10.8791	1.6410	0.006000	0.018000	0.018043	0.000033	0.000480	0.000124	0.000081	0.001491	0.008505	0.013032	0.010713
0.158320	10.7977	1.6334	0.006000	0.018000	0.018000	0.000026	0.000432	0.000099	0.000067	0.001333	0.007552	0.012713	0.010343
0.160455	10.7175	1.6258	0.006000	0.018000	0.018000	0.000021	0.000386	0.000079	0.000055	0.001192	0.007115	0.012398	0.010068
0.162574	10.6386	1.6182	0.006000	0.018000	0.018000	0.000017	0.000340	0.000062	0.000045	0.001066	0.006702	0.011989	0.009797
0.164679	10.5607	1.6105	0.006000	0.018000	0.018000	0.000013	0.000294	0.000049	0.000037	0.000955	0.006312	0.011784	0.009521
0.166769	10.4840	1.6029	0.006000	0.018000	0.018000	0.000011	0.000250	0.000038	0.000030	0.000855	0.005943	0.011484	0.009258
0.168847	10.4082	1.5952	0.006000	0.018000	0.018000	0.000009	0.000206	0.000030	0.000025	0.000766	0.005595	0.011188	0.009000
0.170916	10.3365	1.5876	0.006000	0.018000	0.018000	0.000007	0.000163	0.000024	0.000021	0.000689	0.005272	0.010903	0.008749
0.172973	10.2658	1.5799	0.006000	0.018000	0.018000	0.000006	0.000126	0.000018	0.000017	0.000620	0.004967	0.010623	0.008497
0.175019	10.1931	1.5722	0.006000	0.018000	0.018000	0.000005	0.000092	0.000014	0.000014	0.000556	0.004674	0.010343	0.008249
0.177055	10.1212	1.5645	0.006000	0.018000	0.018000	0.000004	0.000069	0.000011	0.000012	0.000499	0.004397	0.010068	0.008000
0.179084	10.0501	1.5567	0.006000	0.018000	0.018000	0.000003	0.000052	0.000009	0.000010	0.000448	0.004135	0.009797	0.007749
0.181104	9.9799	1.5490	0.006000	0.018000	0.018000	0.000002	0.000041	0.000007	0.000008	0.000403	0.003888	0.009521	0.007500





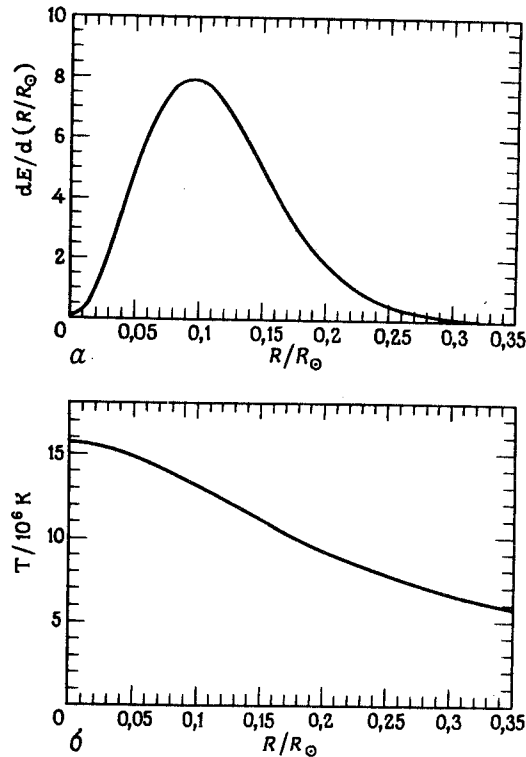


Рис. 4.1. Радиальные профили физических параметров. *a* — доля энергии, которая генерируется в каждой точке стандартной солнечной модели; *b* — распределение температуры в стандартной солнечной модели; *в* — распределение плотности в стандартной модели Солнца; *г* — зависимость логарифма плотности числа электронов  $N_e$ , деленной на число Авогадро  $N_A$ , от солнечного радиуса (сплошная линия). Пунктиром показана экспоненциальная подгонка к распределению плотности, параметры которого [83] даны в тексте.

достигает максимума при температуре около  $14 \cdot 10^6$  К и плотности около  $95 \text{ г/см}^3$ .

На рис. 4.1,г показана зависимость плотности числа электронов от солнечного радиуса. Форма зависимости плотности электронов от радиуса имеет решающее значение для эффекта МСВ. Пунктиром на

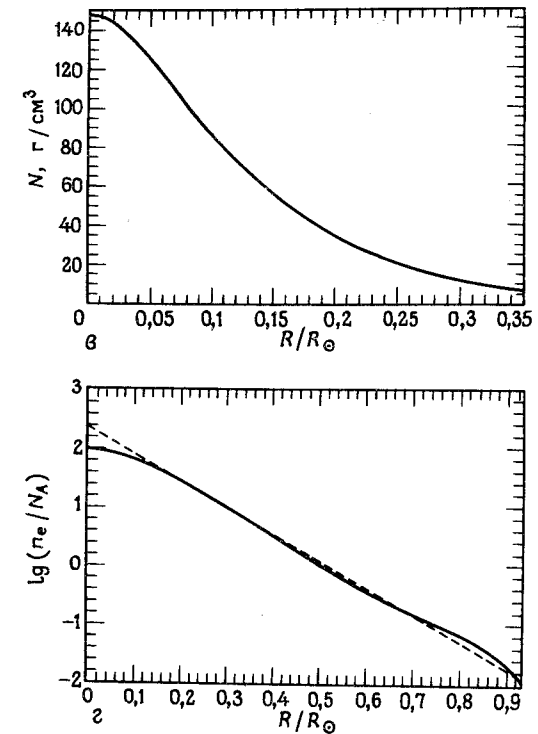


Рис. 4.1.6, г

рис. 4.1,г показана аппроксимация линейной функцией логарифма плотности электронов, получаемой в стандартной солнечной модели. Уравнение прямой линии, представленной на рис. 4.1,г, имеет вид  $\lg(n_e/N_A) = 2,39 - 4,58x$  или

$$n_e/N_A = 245 \exp(-10,54x) \text{ см}^{-3}, \quad (4.2)$$

где, как и раньше,  $x = R/R_\odot$ . Заметим, что линейная аппроксимация не является точной и ее параметры зависят от того, где она производится. В частности, формула (4.2) дает завышенное (в 2,5 раза) значение  $n_e$  в центре Солнца.

На рис. 4.2 показана зависимость от радиуса массовых долей разных элементов внутри Солнца. Из рис. 4.2,а мы видим, как благодаря ядерному горению в недрах Солнца возрастает содержание гелия по

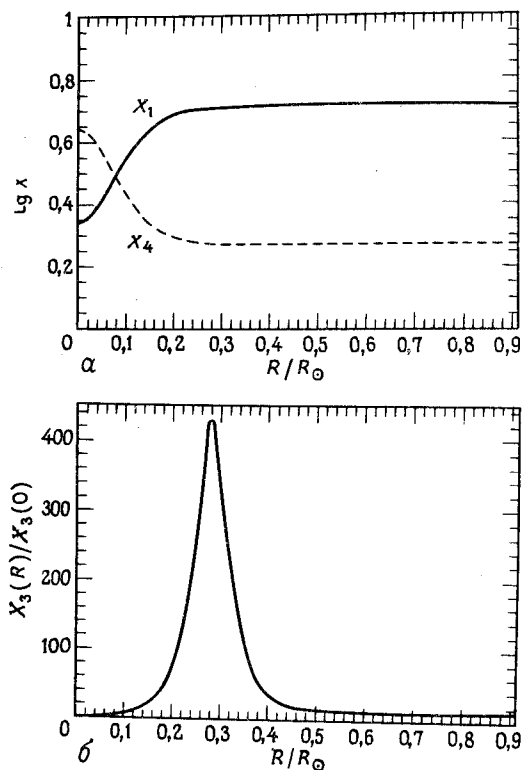


Рис. 4.2. Долевой состав как функция радиального расстояния. *a* — зависимость логарифма массовых долей водорода  $X_1$  и гелия  $X_4$  от положения вдоль радиуса в стандартной модели Солнца; *б* — зависимость распространенности  $^3\text{He}$  от положения на радиусе [83].

отношению к водороду. Самое замечательное распределение показано на рис. 4.2, *б* — резко выраженный максимум распространенности гелия (в линейном масштабе). В самых внутренних областях содержание гелия  $^3\text{He}$  мало, поскольку он быстро сгорает в реакциях 3 и 4 табл. 1.1. В самых внешних областях при горении протонов  $^3\text{He}$  не образуется. Резкий максимум распространенности  $^3\text{He}$  наблюдается вблизи  $0,28R_\odot$ . В этой области  $^3\text{He}$  образуется в реакциях горения водорода (реакции 1 и 2 табл. 1.1), а сам гелий в основном не жи-

Таблица 4.6. Свойства солнечной модели в зависимости от времени

Время, $10^9$ лет	Светимость, $L_\odot$	$T_e$ , К	Радиус, $R_\odot$	$T_c$ , $10^7\text{K}$	$\phi(^8\text{B})$ , $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
0.00	0.7095	5625	0.89	1.34	0.14
0.06	0.7198	5642	0.89	1.34	0.14
0.28	0.7339	5655	0.89	1.35	0.17
0.50	0.7457	5660	0.90	1.36	0.21
1.50	0.7955	5688	0.92	1.40	0.45
2.50	0.8517	5718	0.94	1.44	0.98
3.50	0.9163	5745	0.97	1.49	2.24
4.60	1.0000	5772	1.00	1.56	5.75

гается, поскольку реакции 3 и 4 табл. 1.1 требуют более высоких температур.

Табл. 4.6 дает некоторые параметры модели в зависимости от времени. Модель современного Солнца имеет светимость, которая на 41% выше светимости номинальной модели нулевого возраста (когда смоделированное Солнце впервые достигло квазистатического равновесия на главной последовательности), а эффективная температура выросла на 3%. Поток  $^8\text{B}$ -нейтрино резко увеличился; современный поток в 41 раз больше его значения для нулевого возраста.

Каким образом изменения светимости и температуры, указанные в табл. 4.6, повлияли бы на земные явления? Ответ на этот вопрос неизвестен, и сам вопрос не был исследован с помощью новейших компьютерных программ, разработанных для изучения современных атмосферных и геофизических явлений. Если кто-либо попытается рассчитать земные явления на временном масштабе миллиардов лет, то в уже сложных геофизических проблемах появятся новые неопределенности, включая альбедо Земли как функцию времени. Но возможно, что удастся получить ответ на следующий, более узкий вопрос: можно ли найти хотя бы одну правдоподобную модель земной атмосферы, которая не противоречила бы эволюции, указанной в табл. 4.6, и всему тому, что мы знаем о Земле? Если это возможно, то насколько специализирована такая модель?

Внутри Солнца массовая доля гелия является самой высокой в результате горения водорода, тогда как содержание тяжелых элементов

предполагается повсюду постоянным. Во всех современных вычислениях ядро Солнца принимается конвективно устойчивым, хотя и не слишком.

Чувствительность найденной начальной распространенности гелия к изменениям исходных параметров была оценена в работе [59] с помощью ряда стандартных солнечных моделей. Логарифмические производные величины  $Y$  при принятом возрасте Солнца, светимость и важнейшие ядерные параметры перечислены в табл. 10 работы [59]. Наибольший установленный вклад в погрешность, содержащуюся в выведенном содержании гелия, вызван неопределенностью в начальном значении  $Z/X$  и по порядку величины равен нескольким процентам. Стандартные солнечные модели дают хорошо определенное значение начальной распространенности гелия:

$$Y = 0,27 \pm 0,01. \quad (4.3)$$

Это начальное солнечное значение для гелия представляет собой верхнюю границу содержания первичного гелия в начале Большого Взрыва (если он был). Удовлетворительно согласуются друг с другом три определения распространенности гелия: начальное содержание солнечного гелия, современное содержание гелия в межзвездной галактической среде и предпочтительная распространенность, вычисленная на основе космологических соображений. Все три величины равны друг другу в пределах ошибок их определения, которые не меньше нескольких процентов.

#### 4.4. Гелиосейсмология

Подобно земной сейсмологии, гелиосейсмология дает информацию о внутренней структуре изучаемого тела, содержащуюся в наблюдаемых малых движениях на поверхности. Это все равно, что определять форму колокола, ударив в него и анализируя частотный спектр звука. Лейтон, Нойес и Саймон [408] первыми обнаружили солнечные колебания, изучая смещения скоростей по линиям поглощения на поверхности Солнца. К своему удивлению, вместо одного лишь хаотического движения они обнаружили, что поверхность Солнца разбита на участки, которые прерывисто колеблются с периодами порядка 5 мин и скоростями порядка  $0,5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ . Колебательное движение было впоследствии зарегистрировано в измерениях интенсивности солнечного излучения. Колебания обычно продолжаются

в течение нескольких периодов с пространственной когерентностью порядка нескольких процентов диаметра Солнца.

Правильного объяснения наблюдаемых солнечных движений пришлось ждать долго. Теперь мы знаем [627, 407], что Солнце ведет себя как объемный резонатор. Звуковые волны, называемые *p*-модами (или модами давления), в значительной мере захватываются между солнечной поверхностью и нижней границей конвективной зоны. Эти волны многократно отражаются от границ сферического объемного резонатора — снаружи из-за градиента плотности вблизи солнечной поверхности, а внутри из-за увеличения скорости звука. Наблюдаемые движения возникают в результате наложения нескольких миллионов резонансных мод с разными периодами и длинами горизонтальных составляющих волн. Отдельные моды могут иметь скорости до  $20 \text{ см/с}$  и вертикальные отклонения до  $1\text{--}2 \text{ м}$ .

Для того чтобы какая-либо мода резонировала в солнечном акустическом объемном резонаторе, на длине пути от поверхности Солнца до основания резонатора должно укладываться полуцелое число длин волн. Глубина резонатора фиксируется условием, что горизонтальное волновое число равно полному волновому числу (т. е. вертикальное волновое число становится равным нулю). В этой точке волна отражается обратно к поверхности. Вертикальное волновое число уменьшается вглубь Солнца из-за увеличения температуры. Для многих наиболее изученных волн нижняя граница резонатора находится вблизи основания конвективной зоны.

При заданной длине горизонтальной составляющей волны лишь некоторые периоды будут соответствовать резонансу в солнечном резонаторе. Именно поэтому и было предсказано [627], а впоследствии наблюдалось то [222, 522], что самые сильные солнечные колебания образуют серии узких полос, если результаты представить в виде двумерного спектра мощности, т. е. зависимости амплитуды от периода и длины горизонтальной составляющей волны. Точно так же, как и в музыкальном инструменте, самые большие амплитуды соответствуют стоячим волнам, которые усиливаются, интерферируя на границах полости. Простейший пример — это колебания в трубке органа. Информацию об условиях в объемном резонаторе (на Солнце или в органной трубке) несет наблюдаемый спектр частот, поскольку скорость распространения зависит от физических условий среды, в которой движутся волны. Однако в отличие от большинства известных нам музыкальных инструментов Солнце колеблется в трех измерениях, что приводит к образованию особенно богатого спектра тонов, или частот. Эти частоты дают информацию о распределении температу-

ры и плотности внутри Солнца и о его химическом составе. Солнечное вращение нарушает симметрию между вырожденными модами и позволяет работающим вместе наблюдателям и теоретикам делать важные выводы относительно скорости вращения внутренних областей Солнца.

Наблюдения Клавери и др. [175], а также Грека, Фоссата и Померанца [301], которые использовали интегральный свет от всего солнечного диска, показали, что эти колебания глобально когерентны. Моды, которые наблюдаются при таком методе, дают самую важную в настоящее время информацию о глубоких солнечных недрах, поскольку они глубже всего проникают к центру Солнца (см. ниже).

Чем возбуждаются и почему затухают солнечные колебания? На этот вопрос ответить трудно как с теоретической, так и экспериментальной точки зрения. Однако рост и распад колебательных мод не особенно важен для темы этой книги. Нам нужно только сделать правдоподобное допущение, что процессы затухания или возбуждения не очень влияют на частоты. Стабильность колебаний устанавливает предел на точность гелиосейсмологических ограничений, которые мы накладываем на солнечные модели. Современные наблюдения показывают, что частоты колебаний можно измерить с точностью до  $2 \cdot 10^{-4}$ , чем обеспечиваются сильные ограничения. В самом деле, некоторые из самых ранних результатов детальных наблюдений привели к выводу, что глубина солнечной конвективной зоны была несколько больше, чем считалось ранее [296, 522].

Ряд нестандартных моделей Солнца, которые будут рассмотрены в гл. 5, можно проверить путем наблюдения за  $p$ -модой.

В данном разделе мы сосредоточим внимание на связи между частотами колебаний и нейтринными потоками. Более подробные обзоры по этому вопросу выполнены в работах [83, 171, 233, 406, 619].

Рассмотрим гипотетическое сильное изменение в генерации ядерной энергии: положим сечение реакции  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$  (реакция 4 в табл. 1.1) равным нулю. Это приведет к модели, в которой отсутствуют как  ${}^8\text{B}$ -, так и  ${}^7\text{Be}$ -нейтринные потоки. Предсказываемые скорости захвата солнечных нейтрино уменьшаются на порядок величины для большинства экспериментов, рассматриваемых в этой книге (но не для  ${}^{71}\text{Ga}$ -эксперимента). Это повлияет также и на структуру Солнца, поскольку приблизительно 15% энергии, генерируемой в стандартной солнечной модели, связано с этой реакцией.

Частоты  $p$ -моды нечувствительны даже к такому резкому изменению в генерации ядерной энергии. Характерное изменение частот  $p$ -моды, вызванное выключением реакции  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$  (и всех

потоков нейтрино более высоких энергий), меньше 0,01% [83].

Частоты  $g$ -моды (или гравитационные волны), которые глубоко проникают внутрь звезды, проявляют малую чувствительность ( $\sim 0,2\%$ ) к гипотетическому изменению в генерации ядерной энергии. Сообщения о том, что  $g$ -моды были, возможно, зарегистрированы на Солнце, представляются спорными.

Расчеты с помощью стандартной солнечной модели хорошо описывают количественные характеристики спектра частот  $p$ -моды. Однако имеются небольшие (порядка нескольких десятых процента) расхождения между наблюдениями и расчетом типичных расщеплений  $p$ -моды, равных по порядку величины  $10^2$  мкГц. Самое значительное расхождение — между вычисленным и наблюдаемым значением величины  $\delta_{02}$ , которая представляет собой малое (10 мкГц) разделение по частоте (для радиальных узлов  $n$ , различающихся на единицу) между модами со степенями сферических гармоник  $l = 0$  и  $l = 2$ . Имеются теоретические основания полагать, что это разделение по частоте менее восприимчиво к неопределенным поверхностным явлениям, чем значительно большие частотные расщепления. По оценке Бакала и Улика [83] это расхождение соответствует приблизительно  $3\sigma$ . Наблюдаемое значение величины  $\delta_{02}$  лежит в интервале от 8,9 до 9,9 мкГц [465] в зависимости от выбранных пар радиальных узлов. Значение, рассчитанное по стандартной солнечной модели, равно 10,6 мкГц.

Небольшой градиент в начальной распространенности гелия может значительно изменить расчетные частоты колебаний в правильном направлении и улучшить согласие с наблюдениями (см. строки 14–17 табл. XX в работе [83]). Если сделать некое искусственное *ad hoc* предположение о градиенте состава, то расчетный поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино увеличивается приблизительно на 15%. Таким образом, изменения во внутренней структуре Солнца, достаточные для объяснения наблюдаемых частот колебаний  $p$ -моды, могут изменить предсказываемые потоки нейтрино, причем изменения меньше принятых в настоящее время неопределенностей в вычислениях потоков нейтрино. Следовательно, объяснение некоторых из самых значительных расхождений между наблюдением и расчетом частот колебаний  $p$ -моды может потребовать такого градиента состава, который слегка отличается от принятого в стандартной солнечной модели (в последней градиент состава целиком обусловлен локальным ядерным горением *in situ*).

Модели Солнца, привлекающие в рассмотрение WIMP (разд. 5.13), также могут улучшить согласие с измерениями колебаний  $p$ -моды

[198, 255]. Однако в этом случае предсказываемые потоки  $^8\text{B}$ -нейтрино уменьшаются во много раз по сравнению с предсказаниями стандартной солнечной модели.

Модели с малым  $Z$ , которые часто рассматривались в качестве возможного решения проблемы солнечных нейтрино, ведут к большему расхождению между наблюдаемыми и вычисленными значениями  $\delta_{02}$ , чем в стандартной солнечной модели. Это расхождение — порядка 2 мкГц для моделей с малым  $Z$  и порядка 1 мкГц для стандартной модели при полном наблюдаемом значении, равном  $\sim 9$  мкГц.

На рис. 4.3 показана гистограмма относительных вкладов в наблюдаемое расщепление  $p$ -моды для массовых долей от  $0,05M_{\odot}$  до  $1,0M_{\odot}$ , соответствующих радиальным интервалам от  $0,08R_{\odot}$  до  $1,0R_{\odot}$ . На этом же рисунке представлены гистограммы образования нейтрино от распада  $^8\text{B}$  и генерации солнечной светимости (которая является почти такой же, как и гистограмма образования нейтрино от протон-протонной реакции).

На рис. 4.3 показано, что три наблюдаемых процесса: колебания  $p$ -моды, солнечная светимость (или поток  $pp$ -нейтрино) и генерация  $^8\text{B}$ -нейтрино происходят в существенно разных областях. Почти все нейтрино от распада  $^8\text{B}$  возникают в 5% внутренней массы Солнца. Почти 70% расщеплений  $p$ -моды происходит из внешних 10% массы Солнца. Области, имеющими важное значение для генерации солнечной светимости и потока нейтрино от  $pp$ -реакции, являются промежуточные области между теми, где происходит расщепление  $p$ -моды и образование основного потока  $^8\text{B}$ -нейтрино. Около 33% солнечной светимости производится во внутренней массе  $0,05M_{\odot}$ , где также возникают  $^8\text{B}$ -нейтрино. Однако большая часть ядерной энергии генерируется в промежуточном слое между  $0,05M_{\odot}$  и  $0,4M_{\odot}$ . Расположение по составляющим, показанное на рис. 4.3, почти не зависит от каких-либо возможных изменений ядерных сечений.

Сравнение рассчитанных и наблюдаемых частот колебаний  $p$ -мод привело к нескольким выводам, касающимся нестандартных моделей Солнца (гл. 5). Центром исследования являлось изучение глубины конвективной зоны, поскольку частоты  $p$ -моды, соответствующие высшим сферическим гармоникам  $l$ , зависят от отношения длины перемешивания к давлению. Модели с низким начальным содержанием тяжелых элементов, которые были предложены как возможное решение проблемы солнечных нейтрино, дают слишком малую глубину конвективной зоны, согласующуюся с наблюдениями 5-минутных колебаний высокой степени [171, 631]. Вращение Солнца нарушает вырождение нормальных мод по отношению к азимутальному кван-

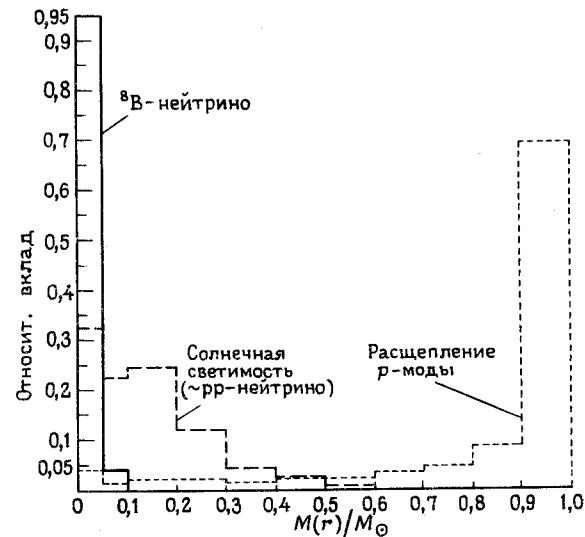


Рис. 4.3. Гистограмма относительных вкладов в расщепление  $p$ -моды, поток нейтрино от распада  $^8\text{B}$  и поток нейтрино от  $pp$ -реакции. Здесь  $M(r)/M_{\odot}$  есть доля массы Солнца внутри радиуса  $r$ . Для того чтобы было разрешено излучение  $^8\text{B}$ -нейтрино, ширина внутренних двух “точек” гистограммы сделана равной  $0,05M(r)/M_{\odot}$ , а не  $0,1M(r)/M_{\odot}$ .

товому числу  $m$ ; колебания модифицируются под влиянием разных скоростей, с которыми моды, имеющие отдельные значения  $m$ , разносятся по поверхности Солнца. Выполненные до настоящего времени наблюдения показали, что угловая скорость не изменяется резко с глубиной до радиуса порядка  $0,3R_{\odot}$  [171, 237]. Из измерений частот колебаний можно также получить скорость звука, причем ее значения удовлетворительно согласуются с модельными вычислениями для радиусов от  $0,4$  до  $0,9R_{\odot}$  [171].

Изучения колебаний  $p$ -моды и солнечных нейтрино в значительной мере дополняют друг друга. Оба метода нужны, чтобы объяснить внутреннее строение Солнца, и оба типа исследований повлияли на работу в смежной области науки.

Частоты солнечных колебаний относятся к классу наиболее точно известных астрофизических величин, причем точность их во мно-

гих случаях достигает  $2 \cdot 10^{-5}$ . Однако интерпретация результатов, полученных из любого данного места, осложняется периодичностями, вводимыми циклами наблюдения, которые вносят гармоники с частотой  $(1 \text{ сут})^{-1}$ . Ученые более чем из 60 организаций (многих стран) устанавливают сеть, состоящую по крайней мере из шести точек наблюдения по всему миру, которые охватят более 90% звездных суток. Эта сеть, названная проектом ГОНГ (GONG), управляется Национальной обсерваторией Солнца и Национальной обсерваторией оптической астрономии США. Сеть будет каждую минуту регистрировать изображение Солнца с разрешением  $256 \times 256$  пикселей по доплеровской скорости, амплитуде колебаний и яркости спектральных линий (по наблюдениям линии Ni I,  $\lambda = 6768 \text{ \AA}$ ). Ожидается, что окончательная точность достигнет  $1 \text{ мс}^{-1}$  на поверхности Солнца. Система будет давать ежедневно порядка  $10^9$  байтов точной информации.

Проект ГОНГ обеспечит непрерывный поток астрономических данных, беспрецедентных по качеству и точности, благодаря чему станет возможным такой анализ Солнца, который будет соперничать по точности и детализации с самыми передовыми лабораторными исследованиями земных материалов. Данные, которые будут получены по проекту ГОНГ, могут привести к революционным успехам в понимании Солнца и звездной эволюции.

## Библиографические примечания

1. Статья [69] — подробное обсуждение принципов и практики построения стандартной солнечной модели. Включает звездное моделирование, ядерную физику и звездную непрозрачность, а также оценки неопределенностей в исходных параметрах.
2. Статья [83] — новейшие вычисления моделей Солнца, потоков нейтрино и гелиосейсмологических частот. Численные результаты гл. 4 основаны на этой работе.
3. Статьи [188, 477] — две из теоретических работ, заложивших основу предмета гелиосейсмологии. Ясно и интересно написаны.
4. В статье [222] показано, что самые низкие гребни, разрешаемые на диаграмме средних  $k$  и  $\omega$ , хорошо согласуются с предсказаниями Удрика (и с последующими вычислениями Андо и Осаки [15]), устанавливающими фундаментальную корректность интерпретации пятиминутных колебаний как стоячих акустических волн.
5. Статья [251] — раннее и исчерпывающее рассмотрение эволю-

ции Солнца одной из пионерских коллабораций в изучении солнечных нейтрино.

6. Статья [302] — критический и полный обзор распространенностей элементов, которые были определены по точным атомным данным, тщательному моделированию и подробным анализам фотосферных наблюдений.

7. Статья [406] — ясное, полупопулярное изложение гелиосейсмологии.

8. Работа [408] — статья об открытии, описывающая наблюдения пятиминутных колебаний в вертикальных доплеровских скоростях и в флуктуациях яркости спектрогелиограмм. Положила начало солнечной сейсмологии. Первые описания метода и результатов были выполнены Лейтоном в интереснейшем докладе на конференции, который опубликован в журнале *Nuovo Cimento Suppl.*, XXII, 321 (1961).

9. Статья [575] — одно из первых современных рассмотрений стандартной модели Солнца. Работа начинается с удивительного признания: “Теоретические модели внутреннего строения Солнца больше не находятся на переднем крае теории строения и эволюции звезд”.

10. Статья [627] объясняет пятиминутные колебания как акустические волны, захваченные под фотосферой, и предсказывает, что стоячие волны должны наблюдаться только вдоль дискретных линий на диагностической диаграмме длин горизонтальных составляющих волн как функций частоты. Интереснейшая статья для чтения, в которой многие важные наблюдения описаны с интуицией эпохального масштаба.

## 5. Нестандартные модели Солнца

### Краткое содержание

Под давлением постоянного расхождения между теорией и наблюдениями астрофизики обратились к умозрительным теоретическим решениям проблемы солнечных нейтрино — **нестандартным солнечным моделям**. Почти каждое такое решение изменяет стандартную солнечную модель так, чтобы уменьшился расчетный поток  $^8\text{B}$ -нейтрино. Все эти предложения переходят от некоторого общепринятого параметра или физического соотношения к новому, который все считают маловероятным или невозможным.

Нестандартные модели Солнца стимулируют исследования и имеют важное значение. В различных моделях делаются предсказания, которые можно проверить в будущих экспериментах с солнечными нейтрино или в оптических измерениях акустических колебаний ( $p$ -мод), наблюдаемых на поверхности Солнца. Эти модели проясняют, какие аспекты звездной эволюции проверяются в солнечно-нейтринных экспериментах, и выделяют те изменения в характеристиках модели, которые влияют на вычисленные потоки нейтрино. Ряд предложенных нестандартных моделей имеет революционные последствия для физики звезд или космологии, а в некоторых случаях даже для физики элементарных частиц. Наконец (и это, возможно, самое важное), нестандартные модели высвечивают такие предположения или аспекты теории звездной эволюции, которые заслуживают большего внимания.

Почти все нестандартные солнечные модели, в которых изменя-

ются астрофизические представления, были предложены на протяжении десяти лет начиная с конца шестидесятых годов, т. е. вскоре после того, как было признано расхождение между предсказаниями стандартной модели Солнца и наблюдаемой скоростью захвата солнечных нейтрино в эксперименте с  $^{37}\text{Cl}$ . В этой главе мы рассмотрим 17 нестандартных моделей, из которых 13 были предложены более десяти лет назад. Из оставшихся четырех две включают в себя новую физику элементарных частиц (WIMP-частицы и  $Q$ -ядра), а в двух других моделях (большая потеря массы и некоторые механизмы, рассматриваемые под заголовком “гидродинамические явления”) поток  $^8\text{B}$ -нейтрино скорее возрастает, а не убывает. За прошедшее десятилетие в развитии событий произошел сдвиг от астрофизических нестандартных солнечных моделей (рассматриваемых в этой главе) к новой физике элементарных частиц (рассматриваемой в гл. 9).

Подавляющее большинство опубликованных нестандартных солнечных моделей дают меньший поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, чем предсказывает стандартная модель. Из рассмотренных в этой главе моделей почти 90% предсказывают пониженный поток. По-видимому, те же плодотворные умы, что изобрели модели с уменьшенным потоком  $^8\text{B}$ -нейтрино, могли бы с той же легкостью придумать модели, которые увеличили бы этот поток, но соответствующие идеи не были опубликованы из-за отсутствия экспериментального доказательства. Такое предубеждение достойно сожаления, поскольку нам нужно знать, что могло быть неверного в стандартной солнечной модели, независимо от того, приводят ли поправки к увеличению или уменьшению нейтринного потока. Разница между тем, что Солнце производит в виде нейтрино, и тем, что наблюдается в экспериментах на Земле, в целом ряде теорий, обсуждаемых в гл. 9, приписывается взаимодействиям нейтрино внутри Солнца и на пути к Земле. Если будет неверно оценена мощность генерации солнечных нейтрино, то выведенные параметры нейтрино будут неправильными.

В этой главе мы представим целый ряд наиболее перспективных нестандартных солнечных моделей. Ученым, разрабатывающим теорию звездной эволюции, предстоит большая работа. Следует рассчитать точные модели Солнца для каждого из предложенных нестандартных вариантов. Затем предсказания этих моделей нужно сверить с уже имеющимися и будущими наблюдениями, включая и частоты солнечных акустических колебаний. Роль и значение предложенных изменений в солнечной эволюции для эволюции других звезд нужно будет исследовать количественно и сравнить с наблюдениями. Значительная доля моделей, рассматриваемых в этой главе,

возможно, противоречит существующим данным, но во многих случаях еще не выполнены трудоемкие вычисления, которые требуются для точного сравнения предсказаний с наблюдениями.

Вполне вероятно, что читатель пожелает ознакомиться и с другими обзорными работами, чтобы глубже понять предмет, найти ссылки, а также узнать другие точки зрения. Особый интерес здесь представляют обзоры [261, 387, 530, 83, 543, 544, 366, 447, 496].

Нестандартные модели, рассматриваемые в этой главе, основаны на следующих идеях: низкое содержание тяжелых элементов в центре (разд. 5.1), осаждение железа из газовой фазы (разд. 5.2), выгоревшее центральное ядро (разд. 5.3), быстрое вращение в недрах Солнца (разд. 5.4), сильное магнитное поле (разд. 5.5), перемешанное Солнце (разд. 5.6), турбулентная диффузия (разд. 5.7), тепловые неустойчивости (разд. 5.8), гидродинамические явления (разд. 5.9), ядерно-тепловая дестабилизация  $g$ -мод (разд. 5.10), высокая скорость потери массы (разд. 5.11), черная дыра в центре (разд. 5.12), WIMP-частицы (разд. 5.13),  $Q$ -ядра (разд. 5.14), немаксвелловское распределение скоростей (разд. 5.15), отсутствие образования  ${}^7\text{Be}$  (разд. 5.16) и чистый CNO-цикл (разд. 5.17).

## 5.1. Модель с малым $Z$

Градиент температуры внутри Солнца пропорционален радиационной непрозрачности [формула (3.5)], и, следовательно, уменьшив непрозрачность, можно понизить температуру в центре. Два метода достижения этой более низкой непрозрачности состоят в предположении о более низком содержании тяжелых элементов внутри Солнца — модель с малым  $Z$ , которая описывается в этом разделе, или об осаждении железа из газовой фазы — возможность, которая будет рассмотрена в разд. 5.2.

Примерно половина внутренней солнечной непрозрачности обусловлена наличием тяжелых элементов, если отношение  $Z/X$  их содержания к водороду внутри Солнца является таким же, как и на поверхности (см. последний столбец таблицы V в работе [59]). Непрозрачность солнечных недр можно уменьшить, допустив [82], что содержание тяжелых элементов достаточно мало для того, чтобы не вносить существенного вклада в радиационную непрозрачность. Если содержание тяжелых элементов внутри Солнца понизить в 10 раз или больше по сравнению с распространенностью на поверхности, то тогда практически вся непрозрачность будет обусловлена рассея-

нием электронов и обратным тормозным излучением на ядрах водорода и гелия. Предполагая меньшее количество тяжелых элементов внутри Солнца, можно сделать так, чтобы вычисленные потоки нейтрино согласовывались со скоростью захвата, наблюдаемой в экспериментах  ${}^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II.

Например, для хлорного эксперимента Бакал и Улрик [83] получили значения от 1,4 до 1,6 SNU в случае моделей с малым  $Z$ , имеющих разрывность химического состава в различных местах (0,56–0,68) солнечного радиуса. Поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино, найденный при принятом этими авторами низком содержании тяжелых элементов ( $Z/X \approx 2,7 \cdot 10^{-3}$ ) равен

$$\phi({}^8\text{B}) = 0,7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5.1)$$

Во второй строке табл. 6.6 показаны потоки нейтрино, вычисленные Бакалом и Улриком [83] для модели с малым  $Z$  при скорости захвата, предсказанной для  ${}^{37}\text{Cl}$  и равной 1,6 SNU. Поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино уменьшается примерно в 7 раз относительно значения стандартной солнечной модели, тогда как поток  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино уменьшается примерно в 2,5 раза. Резко падают потоки от CNO-цикла (более чем на порядок величины), тогда как pp- и pep-потоки практически не изменяются, а поток hep-нейтрино возрастает приблизительно на 35%.

Сенкевич, Пачинский и Ратклиф [585] рассчитали эффект, к которому приводит допущение о низком содержании тяжелых элементов в солнечном ядре, граница которого меняется от небольшой доли до целого радиуса Солнца. Они установили, что согласия с  ${}^{37}\text{Cl}$ -экспериментом можно было бы достигнуть, если бы ядро с малым  $Z$  было ограничено радиусом, равным всего лишь  $0,3R_{\odot}$ .

Гоф [297] и Бакал и Улрик [83] рассчитали частоты колебаний  $\rho$ -моды для моделей с малым  $Z$  и пришли к выводу, что эти нестандартные модели усиливают расхождение между наблюдаемыми и вычисленными частотами. Этот результат делает модели с малым  $Z$  менее привлекательными, но он не дает оснований совершенно отбросить их. Возможно, что расхождения удастся объяснить с помощью некоторого, еще не распознанного процесса в конвективной зоне, который (когда его учтут) приведет к согласию между теорией и наблюдением в рамках моделей с малым  $Z$ .

## 5.2. Осаждение железа

В непрозрачность внутренних солнечных областей существенный вклад ( $\sim 25\%$ ) вносят элементы типа железа. Ряд авторов выска-



зали предположение, что плазменные поправки к свободной энергии Гиббса для смеси H, He и Fe приводят к фазовому переходу, в результате которого почти все железо выделяется из водородно-гелиевого газа [485, 548, 549]. Некоторые усовершенствованные расчеты смешиваемости ионов железа в солнечной плазме не подтвердили этого предположения (см., в частности, обзор [352] и литературу, цитируемую в нем).

Допустив, что все железо действительно осаждается из газовой смеси, Дирборн, Маркс и Рафф [215] вычислили потоки солнечных нейтрино. Эти авторы предположили, что железо не вносит вклада в радиационную непрозрачность. Программа расчета звездной эволюции и физические процессы, которые использовали Дирборн и др. [215], в их работе подробно не описываются. Однако эти авторы сообщили о 40%-ном уменьшении расчетной скорости захвата для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента: от 6,5 SNU для их стандартной модели до 4,0 SNU при рассмотрении радиационной непрозрачности без вклада от железа. Если дальнейшие исследования подтвердят предположение об осаждении железа, то было бы важно построить модель Солнца на основе всего современного понимания физических процессов, чтобы исследовать эффект влияния на непрозрачность элементов типа железа.

### 5.3. Выгоревшее ядро

Прентис [493, 494] высказал предположение, что возможен другой тип химической неоднородности, указав, что если Солнце имеет небольшое выгоревшее ядро, в котором исчерпан водород, то в этом случае поток  $^8\text{B}$ -нейтрино может быть меньше. Эта модель была основана на ряде допущений.

Прентис полагал, что за резистивным отделением зернистого материала на ранних стадиях образования звезды следовала турбулентная стадия формирования планет, которая вела к изначально химически неоднородному Солнцу, состоящему из богатого металлами ядра с массой, равной нескольким процентам массы Солнца. При этом потребовалось введение сильной конвекции, чтобы сделать это ядро достаточно большим с целью оказания влияния на потоки солнечных нейтрино. В недавнем прошлом Солнца должен был произойти переход от горячего ядра, сжигающего водород по реакциям CNO-цикла, к выгоревшему ядру, чтобы наблюдаемые в настоящее время характеристики звезды согласовывались со "стандартной" моделью звезды главной последовательности.

На основе этого предположения не было построено ни одной современной разработанной модели, но приближенные аналитические модели, которые были сопоставлены со стандартными численными моделями, обнаруживают предполагаемые эффекты. Потоки нейтрино от CNO-реакций не рассчитывались в этих моделях. Предлагаемое [494] возрастание содержания CNO-элементов в предполагаемом изотермальном ядре могло бы привести к значительной скорости счета от этих нейтрино [см. формулы (6.6)–(6.8)].

### 5.4. Быстрое вращение

Многие авторы рассматривали возможность того, что быстрое вращение в солнечном ядре уменьшит тепловое давление, необходимое для поддержания звезды против сил тяготения, и таким образом понизит поток излучаемых солнечных нейтрино (см., например, [104, 219, 531, 549, 626]). Для оценки характеристики требуемого вращения рассмотрим уравнение гидростатического равновесия при введении дополнительного члена, который представляет собой добавочную поддержку со стороны центробежной силы. Усредняя радиальную составляющую центробежной силы по сфере, находим

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2} + \frac{2\rho(r)\Omega^2(r)r}{3}, \quad (5.2)$$

где  $\Omega(r)$  — частота вращения в точке  $r$  на Солнце. Чтобы значительно уменьшить градиент давления, а следовательно, и потоки нейтрино, эта центробежная добавка должна составлять не менее 1% гравитационного притяжения.

Пусть  $\varepsilon$  — отношение центробежного отталкивания к гравитационному притяжению:

$$\varepsilon \equiv \frac{2\Omega^2(r)r^3}{3GM(r)}, \quad (5.3)$$

или

$$\varepsilon \cong 1,6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{27d}{\tau}\right)^2 \left(\frac{r}{0,05R_{\odot}}\right) \left(\frac{0,01M_{\odot}}{M(r)}\right). \quad (5.4)$$

Здесь  $\tau$  — средний период вращения в области, где образуется поток  $^8\text{B}$ -нейтрино ( $\sim 0,05R_{\odot}$  или  $\sim 0,01M_{\odot}$ ). Период вращения на поверхности составляет 27 сут.

Если  $\varepsilon \gtrsim 0,01$ , то скорость вращения в глубоких слоях должна быть более чем в 100 раз больше, чем на поверхности (т. е. внутрен-

ний период должен быть порядка 1 ч или меньше). Чтобы расчетная сплюснутость Солнца, обусловленная вращением, не превышала наблюдаемого значения, внешние области должны вращаться все медленнее с увеличением возраста Солнца [219], хотя даже предполагаемое постепенное замедление не устраняет всех трудностей [531].

Пока еще не построены модели, которые учитывали бы быстрое вращение и принимали бы во внимание более строгий предел на сплюснутость, налагаемый недавними солнечными измерениями (см. табл. 4.1 или работу [225]).

Анализ солнечных акустических колебаний ( $p$ -моды) указывает [144, 237, 238] на то, что угловая скорость  $\Omega$  удивительно мало меняется по глубине, причем на расстоянии  $0,3R_{\odot}$  она находится в пределах 30% ее значения на поверхности. Нет и намека на увеличение в требуемые 1000 раз. К сожалению, выводы, которые позволяют сделать имеющиеся данные, вероятно, не могут быть надежными для глубин до  $0,3R_{\odot}$  (см., например, [297]), которые находятся вне той области, где образуются  ${}^8\text{B}$ -нейтрино (рис. 6.1). Однако вполне возможно, что более специфический анализ существующих данных даст полезное ограничение на  $\epsilon$  в ядре Солнца. Будущие наблюдения расщеплений низких гармоник акустических мод, обусловленных вращением, почти наверняка наложат сильное ограничение на значение  $\epsilon$  в соответствующей области.

## 5.5. Сильное магнитное поле

Как на предсказанные потоки повлияет сильное магнитное поле? Несколько групп исследовали в качестве первого приближения эффект включения магнитного давления в уравнение гидростатического равновесия (аналогично тому, что было сделано выше для центробежной силы). В этом случае имеем [2, 82, 104, 169]

$$\frac{dP_{\text{газ}}}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2} - \frac{1}{8\pi} \frac{d}{dr}[B^2(r)]. \quad (5.5)$$

Таким образом, эффект учета магнитного поля состоит в увеличении градиента давления, если магнитное поле убывает к поверхности. Относительное увеличение  $\beta$  давления дается выражением

$$\beta \equiv \frac{B^2}{8\pi P_{\text{газ}}} \cong 0,2 \left[ \frac{B(r)}{10^9 \text{ Гс}} \right]^2 \left[ \frac{P_{\text{газ}}(0)}{P_{\text{газ}}(r)} \right]. \quad (5.6)$$

Для того чтобы значительно изменить расчетные потоки нейтрино, поле внутри Солнца должно быть порядка  $10^9$  Гс.

Уравнения, описывающие нормальные моды для магнитного поля внутри Солнца, даны в работе Каулинга [189] и были решены численно совместно с уравнениями звездной эволюции Бакалом и Улриком [82]. Оказалось, что время жизни первой моды Каулинга составляет около  $2,5 \cdot 10^{10}$  лет, а это говорит о том, что в этой моде могло сохраниться первичное магнитное поле. Влияние возможного первичного поля на перемешивание областей с разным содержанием элементов представляет собой интересную проблему для будущих исследований.

Расчетный эффект включения в рассмотрение магнитного поля с центральным значением, равным  $10^9$  Гс, состоял в двукратном увеличении предсказываемой скорости счета событий в хлорном эксперименте [82]. Поскольку знак этого эффекта был противоположен тому, что хотелось бы иметь, дальнейшие исследования мод Каулинга, по-видимому, не проводились. К тому же Каулинг [190] подвел итог ранее выдвинутым доводам: для сохранения стабильности поле внутри звезды должно быть меньше  $10^8$  Гс.

Вместо этого ряд авторов рассмотрели сильные магнитные поля, захваченные ядром Солнца (см., например, [104, 169]). Можно было бы ожидать, что время распада таких полей меньше возраста Солнца [ $\sim 10^8$  лет ( $R_{\text{ядро}}/0,1R_{\odot}$ )], и поэтому необходимо предположить существование некоторого точно не установленного механизма, который непрерывно восстанавливает эти поля. Однако имеется убедительный довод, который показывает, что магнитные поля, существующие глубоко внутри Солнца, не могут сильно влиять на расчетные потоки из солнечных недр. Трубка магнитного потока представляет собой по существу пузырек, хотя и сложный, в котором внутренняя плотность меньше окружающей плотности, что заставляет поле всплывать к поверхности. Паркер [470] представил элегантную работу, в которой показал, что магнитная подъемная сила вынесет сильное внутреннее поле на поверхность Солнца меньше, чем за  $10^8$  лет.

Браун и Морроу [144], используя наблюдения квадратичных расщеплений колебаний  $p$ -моды, для тороидального магнитного поля, захваченного внутри Солнца, установили верхнюю границу около  $\sim 10^7$  Гс.

## 5.6. Перемешанное Солнце

Температура в центре Солнца повышается в течение времени жизни на главной последовательности, и это компенсирует постепенную по-

терю водорода и возрастающую светимость звезды (см. гл. 4, особенно табл. 4.6). Следовательно, расчетный поток  $^8\text{B}$ -нейтрино монотонно увеличивается с возрастом Солнца. Эзер и Камерон [252] высказали предположение о том, что поток  $^8\text{B}$ -нейтрино может быть подавлен в тех звездных моделях, в которых содержание водорода в центре может поддерживаться около его начального значения. Они приняли, что на протяжении всей истории Солнца происходило интенсивное перемешивание различных его областей. Это предположение породило целый ряд систематических исследований эффектов влияния смешивания состава на солнечную и звездную эволюцию и на расчетные потоки нейтрино (см., например, [52, 581, 565], а из современных обзоров — [543, 544, 592]).

На рис. 5.1 (из работы [52]) показано, что для получения согласия с  $^{37}\text{Cl}$ -экспериментом перемешивание должно быть интенсивным: оно должно было продолжаться практически всю предшествующую историю Солнца и охватывать по крайней мере 60% солнечной массы. В численных экспериментах, проиллюстрированных на рис. 5.1, считалось, что вся перемешиваемая область постоянно гомогенизируется, т. е. использовался сценарий максимального перемешивания.

Пока не было найдено какого-либо известного механизма, который мог бы обеспечить энергию, необходимую для поддержания полного перемешивания Солнца. Было даже выдвинуто три довода, которые делали решение “полного перемешивания” маловероятным. Первый довод, приведенный в работе [52], опирается на градиент молекулярной массы, который увеличивается со временем за счет ядерного горения, а второй [581] основывается на увеличении времени жизни звезд, которое произошло бы, если бы гомогенизация была обычным явлением. Третий довод основан на энергетических соотношениях [543, 544, 592].

Средняя молекулярная масса  $\mu$  определяется выражением

$$n = \rho / \mu m_{\text{H}}, \quad (5.7)$$

где  $n$  — концентрация,  $m_{\text{H}}$  — масса атома водорода, а  $\rho$  — плотность. Молекулярная масса внутри Солнца увеличивается со временем, поскольку водород постепенно превращается в гелий. Этот процесс наиболее эффективно протекает в высокотемпературном ядре, и поэтому в стандартной солнечной модели средняя молекулярная масса имеет самое большое значение внутри Солнца и постепенно уменьшается с увеличением радиуса. Для стандартной модели, описанной в гл. 4, молекулярная масса при современном возрасте Солнца

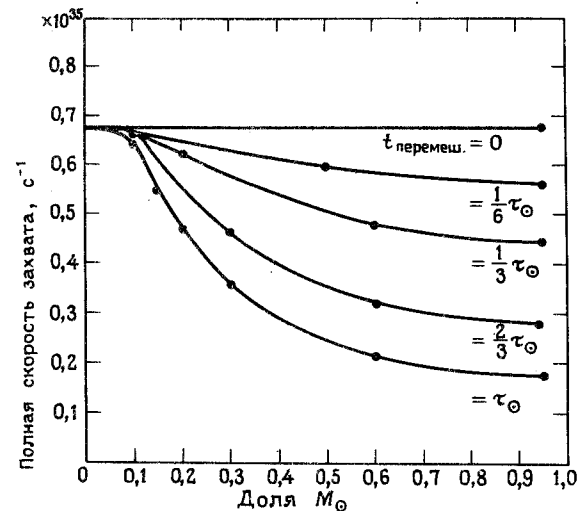


Рис. 5.1. Зависимость скорости захвата в  $^{37}\text{Cl}$  от доли перемешанной солнечной массы и длительности перемешивания. Величина  $\tau_{\odot}$  — время жизни Солнца.

составляет соответственно 0,85, 0,79, 0,70 и 0,61 при  $R/R_{\odot}=0,0, 0,05, 0,2$  и  $1,0$ . Для поддержания перемешивания на фоне медленного нарастания средней молекулярной массы (без учета тепловой стратификации) должен поддерживаться следующий эффективный градиент давления (по порядку величины):

$$\frac{\partial P(\mu)}{\partial r} = - \left( \frac{\partial \mu}{\mu \partial r} \right) P \approx - \left( \frac{\Delta \mu}{\mu} \right) \frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (5.8)$$

В качестве основного источника такого градиента давления обычно привлекают скорость вращения Солнца. Для того чтобы вращение преодолело градиент средней молекулярной массы, отношение градиента эффективного давления, создаваемого средней молекулярной массой, к градиенту центробежного давления должно быть меньше или порядка единицы. Это отношение  $S$  можно следующим образом выразить через макроскопические параметры [64]:

$$S = \left| \frac{\partial \mu}{\partial r} \right| \left/ \frac{\partial P(\Omega)}{\partial r} \right. \approx \frac{\Delta \mu}{\mu} \frac{GM(r)}{\Omega^2(r)r^3}. \quad (5.9)$$

Для стандартной солнечной модели скорость увеличения средней молекулярной массы со временем дается приближенным выражением

$$\frac{\Delta\mu}{\mu\Delta t} \approx (6 \pm 2) \cdot 10^{-2} \quad \text{за } 10^9 \text{ лет,} \quad (5.10)$$

причем наибольшее увеличение происходит в центре Солнца, а самое малое — при  $R = 0,1R_{\odot}$ . Объединяя два предыдущих выражения, находим время  $t_{\text{град}}$ , за которое градиент молекулярной массы достигает значения, достаточного для предотвращения вращательной неустойчивости:

$$t_{\text{град}} \approx 10^4 \text{ лет} \left( \frac{27 \text{ сут}}{P} \right)^2. \quad (5.11)$$

Здесь  $P$  — период вращения внутри Солнца. Время, за которое может развиться вращательная неустойчивость и которое дается формулой (5.11), на три порядка величины меньше, чем самое малое характерное время для внутренних солнечных областей, т. е. временной шкалы Кельвина — Гельмгольца (см. разд. 2.1). Это обстоятельство говорит о том, что вращательные неустойчивости будут полностью подавлены градиентом средней молекулярной массы еще до того, как неустойчивость разовьется до больших амплитуд.

Измерения расщеплений за счет вращения, наблюдаемых в частотах акустических  $p$ -мод, по-видимому, исключают [238] малые периоды вращений, которые были бы достаточными, чтобы управлять перемешиванием в течение заметного времени жизни Солнца. Приведенная выше оценка  $t_{\text{перемеш}}$ , взятая вместе с результатами, показанными на рис. 5.1, означает, что градиент средней молекулярной массы подавляет перемешивание до такой степени, что препятствует его сильному влиянию на расчетные потоки нейтрино.

Гипотеза перемешивания, возможно, обостряет хорошо известную проблему, связанную с тем, что получаемые по оптическим данным значения возраста старейших шаровых скоплений превышают возраст Вселенной, пока не выбраны тщательно космологические параметры [581]. Недавно сделанные оценки возрастов шаровых скоплений обычно попадают в интервал  $(15 - 20) 10^9$  лет, что требует для постоянной Хаббла значения  $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$  (см., например, [557, 463, 636]). Неперемешанная звезда эволюционирует от главной последовательности к ветви красных гигантов, когда приблизительно 0,1 ее массы превращается в  ${}^4\text{He}$ . В случае перемешанной звезды доля сгоревшей массы и время жизни на главной последовательности, вероятно, вырастут в такое число раз, которое равно отношению (перемешанная доля)/0,1. Перемешанная доля не может иметь

большого значения, не обостряя при этом проблемы возраста, при условии, что один и тот же процесс перемешивания происходит и в звездах шаровых скоплений, и на Солнце. Для исследований этого предположения нужно построить детальные модели звезд, так как при некоторых обстоятельствах скорость горения может настолько увеличиться, что с избытком компенсирует большую массу водорода, доступную горению [356].

Для перемешивания внутренних областей вопреки устойчивому градиенту гелия требуется большая энергия [592, 543, 544]. Для понижения градиента состава, который нарастает в стандартной модели, на коэффициент порядка единицы нужна энергия, равная нескольким процентам гравитационной энергии связи современного Солнца (так как гелий составляет значительную долю полной солнечной массы и, согласно стандартной модели, его основная часть находится в звездном ядре). Таким образом, эта энергия приблизительно на пять порядков больше полной современной энергии вращения, если угловая скорость не зависит от радиуса.

Суммируя вышеизложенное об этих трех доводах, можно заключить, что перемешивание вряд ли может повлиять на процессы внутри Солнца в такой степени, чтобы значительно изменить нейтринные потоки.

## 5.7. Турбулентная диффузия

Эффекты, возникающие в конкретной модели с перемешиванием, были рассмотрены Шацманом и его сотрудниками [565–567]. В их модели коэффициент диффузии  $D$  предполагается связанным с микроскопической вязкостью  $\nu$  соотношением

$$D = \text{Re}^* \nu. \quad (5.12)$$

Здесь  $\text{Re}^*$  — безразмерная константа, которая должна иметь значение порядка  $10^2$  для уменьшения вычисленного потока  ${}^8\text{B}$ -нейтрино до величины, согласующейся с наблюдением. Однако для принятия такой большой величины  $\text{Re}^*$  не существует убедительного оправдания на микроуровне, хотя Шацман и его коллеги доказали, что предположение о большом эффективном коэффициенте диффузии позволяет лучше объяснить распространенности  ${}^3\text{He}$ ,  $\text{Li}$  и  ${}^{13}\text{C}$ , наблюдаемые в атмосферах разных звезд (см. [566] в качестве обзора по этой работе и соответствующей литературе; некоторые оговорки

относительно справедливости этих доводов были сделаны в работе Мишо [434]).

Спектр акустических колебаний низкой степени ( $p$ -моды), вычисленный в предположении, что значение  $Re^* \sim 10^2$ , по-видимому, значительно расходится с наблюдениями точно измеренных расщеплений низких гармоник мод [633, 193]. Кроме того, исследование меридиональных циркуляций свидетельствуют о том, что при значениях  $Re^*$ , которые решают проблему солнечных нейтрино, внутренние области должны вращаться в несколько раз быстрее солнечной поверхности [613, 614, 434], а это явно противоречит выводам о вращении Солнца, полученным из недавних измерений расщеплений  $p$ -моды [238].

Связь между моделями с турбулентной вязкостью и наблюдаемым спектром колебаний  $p$ -моды необходимо прояснить в течение следующих нескольких лет, когда точно рассчитанные солнечные модели будут подробно сопоставлены с существующими и будущими наблюдениями расщеплений  $p$ -моды.

## 5.8. Тепловые неустойчивости

Что могло быть неверно в квазистатическом описании звездной эволюции, представленной в гл. 2? Одна очевидная возможность состоит в том, что внутренние области Солнца являются неустойчивыми и что обычные вычисления типа описанных в гл. 2 и 4 дают ложные результаты, поскольку не учитывают неустойчивостей, которыми определяются макроскопические процессы. Действительно, даже для сферических моделей гигантских звезд существует хорошо известная неустойчивость, в которой имеется тепловая утечка в тонкую невырожденную оболочку, представляющую собой горящий, высокочувствительный к температуре источник ядерной энергии [572].

Может ли существовать на Солнце тепловая неустойчивость, которая изменяет физическое описание стандартной солнечной модели? Численные расчеты показывают, что стандартная солнечная модель является устойчивой по отношению как к сферическим [573], так и несферическим тепловым неустойчивостям [537].

Шварцшильд и Херм [573] выполнили анализ линейного возмущения сферических уравнений звездной эволюции, которые собраны в разд. 2.2. Несмотря на широкие поиски во всех представляющих интерес временных диапазонах, неустойчивые моды не были найдены. Стандартная солнечная модель не имеет собственных значений,

отвечающих неустойчивым модам с действительной частью, соответствующей времени изменения в  $e$  раз, равному 10 годам или более, и мнимой частью (соответствующей колебательной неустойчивости, если она не равна нулю), равной по крайней мере 10 годам. Корни самых низких мод являются комплексно-сопряженными с характеристическими (подавленными) частотами, которые, как ожидалось, соответствуют периодам порядка  $10^7$  лет [формула (2.1)]. В этом анализе допускалось, что скорость генерации энергии изображается единственной степенью температуры, — явно чрезмерное упрощение (ср. с гл. 3), хотя показатель изменялся в широких пределах, включая и значения, выбранные для максимизации возможности возникновения неустойчивости.

Розенблат и Бакал [537] рассмотрели более сложный случай несферических тепловых неустойчивостей в присутствии химически неоднородных слоев. В расчеты был включен общий вид выражений для непрозрачности и химического состава (а также их градиенты). В этом анализе учтены также взаимозависимость и разные времена процессов, которые существуют в протон-протонной цепи. Основным результатом работы явилась формулировка необходимого и достаточного условия устойчивости по отношению к несферическим возмущениям, и это условие, как было показано, выполняется в стандартной солнечной модели.

Эти результаты не вызывают удивления, хотя до получения их с помощью детальных вычислений не было строгого доказательства того, что на главной последовательности внутри Солнца не имеются крупные тепловые неустойчивости. Интуитивно можно ожидать, что невырожденная звезда будет устойчива к тепловым неустойчивостям в простых конфигурациях, так как небольшое увеличение температуры вызывает большое выделение энергии, которое заставит возмущенный элемент расширяться и, следовательно, охладиться. Подобный эффект действует и в противоположном направлении при уменьшении температуры. Несмотря на интуитивное ожидание устойчивости системы к тепловым возмущениям, из-за существования дефицита в солнечных нейтрино полезно иметь подробные вычисления, которые продемонстрируют предвидимую способность Солнца быстро восстанавливаться.

## 5.9. Гидродинамические явления

Существуют ли гидродинамические явления, которые значительно изменяют общепринятую квазистатическую картину эволюции звезд главной последовательности? Для уверенного ответа на этот вопрос наших знаний пока недостаточно, но пионерские исследования [495, 497] показали, что борьба за нахождение ответа связана с решением сложных и острых физических вопросов.

Конкретный процесс, который Пресс [495] исследовал подробно, представляет собой гидродинамическое взаимодействие за счет внутренних волн ( $g$ -моды с высокими радиальными волновыми числами) между турбулентными движениями жидкости у основания конвективной зоны и сдвиговыми движениями жидкости ближе к центру звезды. Индуцированные движения жидкости типа сдвига становятся нелинейными по амплитуде вблизи центра звезды, что, по всей видимости, приводит к гидродинамическим и радиационно-гидродинамическим эффектам. Эти явления не были исследованы должным образом в контексте звездной эволюции, хотя внутренние гравитационные волны встречаются в глубоком океане и были широко исследованы в океанографической среде (см., например, [280]). Пресс высказал предположение, что внутренние волны могут привести к турбулентности, которая вызовет перемешивание элементов, возможно, уменьшая предсказываемый поток  $^8\text{B}$ -нейтрино.

Изучение внутренних гравитационных волн в звездах требует математической и физической обработки, которая является более сложной, чем обычно в теории звездной эволюции. Несмотря на присутствующую проблему сложности, Пресс и Рибички [497] сумели показать, что гидравлически усиленная диффузия энтропии может при соответствующих обстоятельствах повысить эффективную радиационную непрозрачность среды типа внутренней солнечной, т. е. стабильно слоистой. Этот эффект, если бы он существовал, увеличил бы поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, предсказанный стандартной солнечной моделью.

Проникают ли внутренние волны, генерируемые в конвективной зоне, внутрь Солнца? Если стандартная модель современного Солнца является надежным ориентиром, то не очень глубоко. Большая часть энергии, создаваемой в  $g$ -модах у основания зоны конвекции, будет находиться в виде волн, которые сильно затухают при распространении вглубь Солнца [495]. Однако «коэффициент запаса» невелик. Пресс указал, что только 2% механического потока, имеющегося у основания конвективной зоны, нужно передать волнам с частотами порядка десятикратной частоты опрокидывания конвекции, что-

бы направить нелинейные внутренние волны прямо в ядро Солнца. Спрюит [592] утверждает, что оценки Пресса являются оптимистическими, хотя никто еще не выполнил самосогласованного вычисления солнечной модели, в которой внутренним волнам было бы разрешено играть значительную роль в эволюции звезды.

Первые исследования гидродинамических явлений внутри Солнца подняли ряд фундаментальных вопросов в теории звездной эволюции. Для уверенного решения вопроса о том, влияют ли в значительной степени сопутствующие явления на расчетный поток нейтрино, требуются дальнейшие исследования, хотя существующие оценки свидетельствуют о том, что это влияние будет мало. Во всяком случае, эти исследования [495, 497] представляют собой наглядную демонстрацию того, что можно требовать в рамках новых идей и технических разработок, если решение проблемы солнечных нейтрино лежит в области нестандартных солнечных моделей.

## 5.10. $^3\text{He}$ -неустойчивость

Дилк и Гоф [227] высказали в оказавшей большое влияние на последующую работу статье предположение, что некоторые  $g$ -моды низкого порядка могут быть неустойчивыми в определенные эпохи эволюции Солнца на главной последовательности. Они приняли, что внутренние солнечные области содержат колебания с растущей амплитудой, которые возникают из-за градиента  $^3\text{He}$ , накапливаемого при горении водорода, и чувствительности ядерных реакций к температуре. Последующие исследования, выполненные рядом авторов (см. особенно работы [170, 543, 544]), подтвердили, что такая возможность существует, хотя предполагаемая неустойчивость этих мод зависит от деталей точно не известных взаимодействий с турбулентностью в зоне конвекции.

Оригинальное предположение Дилка и Гофа [227] состояло в том, что неустойчивость вызовет в центральных областях дестабилизацию  $g$ -мод с конечной амплитудой, хотя и эпизодическую. Амплитуда неустойчивой моды может стать достаточно большой, чтобы вызвать значительное перемешивание материала в ядре и уменьшить ожидаемый поток  $^8\text{B}$ -нейтрино (см. разд. 5.6), а также одновременно объяснить существование ледниковых периодов на Земле. Другие авторы (см. обзоры [543, 544]) предположили, что неустойчивость может привести к постоянному диффузионному перемешиванию или что Солнце успокаивается на конечной амплитуде колебаний  $g$ -моды.

Последняя возможность была выдвинута Роксбургом [543, 544].

Руд [530] показал в своем пионерском исследовании, что переходная фаза перемешивания типа предположенной Дилком и Гофом [227] и Фаулером [261] дает сложный результат, когда поток  $^8\text{В}$ -нейтрино вначале увеличивается, так как в солнечное ядро поступает свежий  $^3\text{He}$ . В модели звезды можно получить низкий современный поток нейтрино, если допустить, что перемешивание происходит за приемлемое время и в достаточно большом объеме звезды. Однако такая звезда испытывала бы сегодня большие структурные изменения. Руд оценил, что светимость изменилась бы в 2 раза за время в несколько миллионов лет. Не противоречит ли недавнее перемешивание большей части солнечной массы наблюдаемым колебаниям акустической моды? Требуемая для ответа на этот вопрос комбинация моделирования звезд и анализа колебаний  $p$ -моды еще не выполнена.

Если неустойчивость имеет важные следствия для Солнца, то следует исследовать ее значение и для других звезд. Руд [530] предположил, что любой эпизодический механизм обширного перемешивания растянет или сгруппирует главную последовательность в галактических и шаровых скоплениях, увеличит оцениваемый возраст шаровых скоплений и, возможно, разрушит согласие между расчетами и наблюдениями видимого разрыва вблизи точки поворота на  $H-R$  диаграмме старых звездных скоплений (см. также [582]). Предположение Руда не было проверено на детальных моделях звезд.

Пресс [496] подчеркнул важность затухания, указав, что очень малая диссипация на уровне  $\gtrsim 10^{-12}$  относительной потери энергии на цикл повернет состояние равновесия от роста к затуханию. Примером механизма затухания является нелинейное взаимодействие волна — волна (или мода — мода), которое, по мнению Пресса, ограничило бы любую неустойчивость типа Дилка — Гофа до моды очень малой амплитуды, что не могло бы приводить к значительному перемешиванию внутренней солнечной жидкости. Другой причиной возможного затухания могло бы стать сцепление волны исчезающе малой амплитуды с выпележащими конвективной зоной и атмосферой звезды. Пресс делает вывод, что легко можно было бы представить немоделированные источники энергетических потерь на уровне  $\gtrsim 10^{-12}$ .

Главное основание для предостерегающих замечаний Пресса состоит в том, что существуют несколько причин роста мод, требующих источника свободной энергии, тогда как причины затухания мод, вероятно, следует искать всякий раз, когда детально рассматриваются идеализированные модели неустойчивости.

Дальнейшую работу над механизмом Дилка — Гофа следует вести в контексте детальных солнечных моделей и недавних наблюдений  $p$ -мод, простирающихся в ядро Солнца. Однако будет трудно доказать, что не существует необъясненного механизма диссипации на уровне  $10^{-12}$ .

## 5.11. Большая потеря массы

Согласно наблюдениям, звезды теряют массу на разных этапах их жизни. Однако влияние потери массы на внутреннее строение Солнца не учитывается в стандартной солнечной модели. Может ли это быть существенным упущением? По-видимому, это маловероятно, но в литературе имеются по крайней мере два сценария с огромной потерей массы, которые повлияли бы на расчетные потоки нейтрино.

Современная скорость потери массы Солнцем составляет приблизительно

$$\dot{M}_{\odot} (\text{в наст. время}) \sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ год}^{-1}. \quad (5.13)$$

До сих пор не исследовано, как нейтринные потоки зависят от скорости потери массы или общей потери массы за время жизни Солнца. Можно сделать предварительное предположение об этом влиянии, используя соотношение масса — светимость (см. гл. 2) и расчетные чувствительности потоков нейтрино к принятой светимости Солнца (см. табл. 7.2). Весьма вероятно, что для существенного воздействия на расчетные потоки нейтрино окажется необходимой полная потеря массы порядка 1% солнечной массы. Следовательно, современная скорость потери массы на много порядков ниже оценки минимальной скорости потери массы, требуемой для воздействия на нейтринное излучение.

Вилсон, Боуэн и Страк-Марсел [662] предположили, что на раннем этапе жизни Солнца скорость потери массы была на 5 — 6 порядков выше, чем современное ее значение. Они предполагают, что Солнце, возможно, начало свою жизнь как звезда массой  $2M_{\odot}$  и сбросило внешнюю половину этой массы за время своего детства. Вилсон и др. [662] мотивируют это предположение описанием астрономических наблюдений, которые можно объяснить высокой скоростью потери массы.

Энергия, требуемая для того, чтобы вызвать большую потерю массы, гораздо больше энергии вращения звезды, но, как указывают Вилсон и др. [662], необходимая энергия составляет всего только несколько процентов полной светимости Солнца. Они подтверждают

допущение о том, что значительная доля светимости звезды превращается в механическую энергию, ссылкой на наблюдения молодых F и G звезд, в которых были зарегистрированы рентгеновские светимости порядка  $10^{-2}$  —  $10^{-3}$  полной звездной светимости. Для превращения (с необходимой эффективностью) тепловой энергии, выделяемой в звездном ядре, в механическую энергию потери массы не было предложено конкретного теоретического механизма.

Потеря массы увеличивает расчетный поток  $^8\text{B}$ -нейтрино по сравнению с тем, что найден в стандартной солнечной модели. Большая масса звезды требует, чтобы и светимость была больше, чем в стандартной солнечной модели, что приводит к более высокой скорости превращения водорода в гелий. Таким образом, модель с большой скоростью потери массы имеет сегодня относительно более низкое содержание водорода, а это означает, что для образования наблюдаемой в настоящее время светимости Солнца потребуется более высокая центральная температура. Эта более высокая центральная температура приведет в результате к большему расчетному потоку  $^8\text{B}$ -нейтрино. Гузик, Вилсон и Браниш [306] вычислили детальные солнечные модели с большой потерей массы, используя скорости ядерных реакций и непрозрачности, взятые из литературы 70-х годов, а также ранний вариант программы расчета звездной эволюции Ибена. Они получили потоки  $^8\text{B}$ -нейтрино, вдвое большие, чем в стандартной солнечной модели.

Эту нестандартную солнечную модель трудно примирить с наблюдаемым содержанием элементов Li, Be и B на поверхности Солнца. Если наблюдаемые в настоящее время внешние области Солнца были ранее погребены под гораздо большим пластом вещества, то на этой ранней стадии более высокая температура разрушила бы в ядерном горении все легкие элементы. Например, литий горит при температурах, превышающих  $3 \cdot 10^6$  К. Вилсон и др. [662] признают эту трудность и предлагают объяснить наблюдаемые распространенности легких элементов на поверхности Солнца расщеплением или каким-либо другим механизмом. Для образования наблюдаемых легких элементов за счет расщепления требуется большая энергия, а источник этой энергии неизвестен.

## 5.12. Черная дыра в центре Солнца

Хокинг [317] предположил, что проблему солнечных нейтрино могло бы решить существование в центре Солнца небольшой аккрецирующей черной дыры. Его идея состояла в том, что гравитационная энергия от аккреции на черную дыру могла бы обеспечить значительную долю светимости Солнца, что устраняет, по крайней мере частично, необходимость ядерного синтеза и связанное с ним нейтринное излучение. Численные солнечные модели, основанные на предположении Хокинга, были рассчитаны Стротерсом и Эзером [599], а также Клейтоном, Ньюменом и Талботом [179]<sup>1)</sup>. Самым подробным является анализ, выполненный Клейтоном и его коллегами, и поэтому он служит основой для следующего дальше обсуждения<sup>2)</sup>.

Оригинальное предложение Хокинга и последующие численные воплощения его идеи не рассматривают деталей некоторых острых вопросов. Например, как объяснить наблюдаемое соотношение масса — светимость (рис. 2.1), которое предсказано общепринятой звездной эволюцией (без черных дыр в центре, дающих дополнительную энергию)? Почему H-R-диаграммы (см. рис. 2.2 и разд. 2.3) для распределения звезд по цвету и температуре хорошо объясняются стандартными солнечными моделями? Почему на H-R-диаграммах нет аномальных звезд (укрывающих черные дыры)? Можно ли считать необычным для звезды типа Солнца, которая кажется нормальной, содержать в себе черную дыру? Сколько зародышей черных дыр находится в межзвездной среде и как вокруг черной дыры формируется звезда?

В солнечных моделях с черной дырой аккреционная светимость дается выражением

$$L_{\text{аккр}} = f M_{\text{зв}} c^2, \quad (5.14)$$

где  $f$  — коэффициент эффективности превращения аккрецирующей массы из газовой звезды (масса  $M_{\text{зв}}$ ) в наблюдаемую (видимую) светимость. Коэффициент  $f$  не был детально рассчитан, но Клейтон и др. [179] предполагают, что величина  $f$  может быть большой, достигая, возможно даже 0,1. Черная дыра увеличивает массу из-за

<sup>1)</sup> Более ярко эта идея представлена Клейтоном [178].

<sup>2)</sup> Последствия этой модели для гелиосейсмологии не были разработаны. Кажется маловероятным, что такое резкое изменение по сравнению со стандартной моделью будет согласовываться с наблюдаемыми частотами колебаний  $p$ -моды.



аккреции в соответствии с уравнением

$$\frac{dm_{\text{ч.д.}}}{dt} = (1 - f)M_{\text{зв.}} \quad (5.15)$$

Предполагается, что аккреция подводит энергию в максимуме возможной светимости, так называемой эддингтоновской светимости, в которой радиационное давление излучаемого света на аккрецирующий материал в точности уравновешивает гравитационное притяжение черной дыры. Следовательно, светимость, обусловленную аккрецией, можно записать в виде

$$L_{\text{аккр}} = \frac{4\pi G m_{\text{ч.д.}} c}{\kappa}, \quad (5.16)$$

где  $\kappa$  — радиационная непрозрачность. Чтобы аккреционная светимость и в настоящее время составляла ощутимую долю солнечной светимости, масса центральной черной дыры должна быть порядка  $10^{-5} M_{\odot}$ :

$$m_{\text{ч.д.}} (\text{в наст. время}) = \frac{\kappa}{0,34} \frac{L_{\text{аккр}}}{L_{\odot}} 10^{-5} M_{\odot}. \quad (5.17)$$

Значение радиационной непрозрачности, используемое для иллюстрации в этом уравнении,  $0,3 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ , соответствует рассеянию низкоэнергетических фотонов в абсолютно ионизованном водородном газе [179].

Масса черной дыры возрастает экспоненциально со временем в соответствии с соотношением

$$m_{\text{ч.д.}}(t) = m_0 \exp(+t/\tau_0), \quad (5.18)$$

в котором время изменения в  $e$  раз определяется выражениями (5.7)–(5.9), т. е.

$$\tau_0 = \frac{t\kappa c}{(1-f)4\pi G} \simeq 4 \left( \frac{f}{0,1} \right) \left( \frac{\kappa}{0,34} \right) \times 10^7 \text{ лет}. \quad (5.19)$$

Остальная масса газообразной звезды через время  $\Delta t$  в будущем будет иметь значение

$$M_{\text{зв.}}(t) = M_{\odot} \left[ 1 - \frac{m_{\text{ч.д.}}}{M_{\odot}} \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau_0}\right) \right]. \quad (5.20)$$

Газообразная звезда исчезнет в черной дыре за время  $\Delta t$ , малое по сравнению с возрастом Солнца:

$$\frac{\Delta t}{t_{\text{возр}}} = \frac{\tau_0}{t_{\text{возр}}} \ln \left( \frac{M_{\odot}}{m_{\text{ч.д.}}} \right) \simeq 0,1 \left( \frac{f}{0,1} \right). \quad (5.21)$$

Модель с черной дырой делает современную эпоху особой. Мы, оказывается, живем как раз перед тем, как Солнце полностью исчезнет.

### 5.13. Частицы WIMP

Слабо взаимодействующие массивные частицы WIMP были предложены как одновременное решение проблемы недостающей массы и проблемы солнечных нейтрино (см., например, [498, 254, 591]). Если экзотические слабо взаимодействующие частицы восполняют недостающую массу Галактики и в достаточном числе собраны Солнцем, то они могут изменить перенос энергии в солнечном ядре ровно настолько, чтобы уменьшить расчетные скорости счета событий до значений, наблюдаемых в экспериментах с  $^{37}\text{Cl}$  и Камеокаде II при условии, что сечение рассеяния и масса WIMP-частиц выбраны так, чтобы попасть в соответствующую область (см. ниже). В согласовании этого сценария с любой известной частицей имеются трудности. Наиболее строгие требования [377] состоят в том, что сечение рассеяния должно быть большим по сравнению с сечениями обычного слабого взаимодействия, а сечение аннигиляции должно быть малым по сравнению с сечением рассеяния:

$$\sigma_{\text{анниг}} \lesssim 10^{-4} \sigma_{\text{расс.}}$$

Однако несколько авторов рассмотрели новые частицы, которые могли бы удовлетворить требуемым условиям (см., например, [284, 501, 304]).

WIMP-частицы могут переносить энергию от центральных (самых высокотемпературных) областей Солнца немного наружу, понижая градиент температуры и поток  $^8\text{В}$ -нейтрино (см. особенно [591, 254, 288, 304]). Поскольку WIMP-частицы предоставляют новый канал переноса энергии, они оказывают такое же влияние на потоки нейтрино, как и понижение радиационной непрозрачности.

Каковы идеальные свойства частицы, которая могла бы выполнить эту задачу? Эти частицы должны быть сосредоточены в самой внутренней области Солнца, в которой образуются и потоки  $^8\text{В}$ -нейтрино, чтобы их влияние было неразличимым в обычных астрономических измерениях. Для частицы массой  $m_W$ , находящейся в тепловом равновесии с плазмой в центре Солнца, радиус, до которого она может проникнуть, составляет приблизительно

$$r \approx 0,13 R_{\odot} (m_{\text{протон}}/m_W)^{1/2}. \quad (5.22)$$

Таким образом, чтобы запереть WIMP-частицы в области образования  $^8\text{B}$ -нейтрино, их масса должна быть больше  $\sim 2$  ГэВ. Более высокое ограничение ( $\lesssim 4$  ГэВ) можно получить в случае, если потребуем, чтобы WIMP-частицы не испарялись из Солнца (см. работу [298] и ссылки в ней на литературу), хотя этот предел можно обойти, если сечение рассеяния является достаточно высоким (см. ниже). Для того чтобы WIMP-частицы достигали области образования борных нейтрино, должно выполняться условие  $m_W \lesssim 10$  ГэВ.

Оптимальное сечение рассеяния для переноса энергии позволило бы WIMP-частицам взаимодействовать примерно 40 раз на орбите [446], что дает для сечения на барион значение

$$\sigma_{\text{опт}} \approx 5 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2. \quad (5.23)$$

Это сечение соответствует средней длине свободного пробега, по порядку величины равной радиусу Солнца. Таким образом, данное значение, являясь оптимальным сечением переноса теплоты, представляет собой также минимальное сечение для насыщения вероятности захвата [591]. Это означает, что при сечениях, превышающих  $\sigma_{\text{опт}}$ , большинство WIMP-частиц, пересекающих Солнце, захватываются, тогда как ниже  $\sigma_{\text{опт}}$  вероятность захвата линейно убывает с сечением. При этом оптимальном сечении очень малое число  $N_W$  частиц WIMP может переносить значительную часть солнечной светимости. Их доля относительно числа протонов на Солнце, равная

$$N_W/N_{\text{протон}} \approx 10^{-11}, \quad (5.24)$$

достаточна для значительного уменьшения потока  $^8\text{B}$ -нейтрино, если сечение рассеяния имеет оптимальное значение.

Оптимальное сечение, определяемое выражением (5.23), представляет собой средневзвешенное сечение рассеяния для водорода и гелия. Если сечение рассеяния на гелии пренебрежимо мало для WIMP-частиц, то сечение рассеяния на водороде должно быть  $\sim 15 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$ . Такое большое сечение приведет к столь большой оптимальной глубине WIMP-частиц внутри Солнца, что предотвратит их испарение вплоть до 3 ГэВ.

Для сечений рассеяния, намного больших или намного меньших оптимального значения, требуются относительные распространенности, существенно превышающие  $10^{-11}$ . Параметры можно подогнать таким образом, чтобы одновременно решить проблемы недостающей массы и солнечных нейтрино (см. [498] и работу Фолкнера и Гиллиланда, которая кратко излагается в статье [595]). Гипотеза WIMP-

частиц может улучшить согласие между наблюдением и расчетом частот колебаний  $p$ -моды [255, 198], хотя значимость такого улучшения неясна [83, 10].

Для учета нелокального переноса энергии слабо взаимодействующими массивными частицами к общепринятым программам расчета звездной эволюции нужно добавить большую подпрограмму. Приближенное описание переноса энергии было дано в работах [591, 254, 288, 446]. Проблема усложняется тем, что параметры WIMP-частиц могут изменяться на много порядков величины. Кроме того, эти частицы не находятся в локальном тепловом равновесии с окружающей средой.

До сих пор нет полного расчета ожидаемых потоков нейтрино, если WIMP-частицы являются корректным решением проблемы солнечных нейтрино. В частности, не имеется опубликованных данных о строгой нижней границе для потока  $^8\text{B}$ -нейтрино.

В качестве иллюстрации Гиллиланд и др. [288] оценили ожидаемые нейтринные потоки, используя скорости ядерных реакций, уравнение состояния и определения непрозрачности, найденные в 70-х годах. Не выполнив детального расчета на основе исходных принципов, никто не может строго поправить вычисленные Гиллиландом и др. [288] потоки, чтобы учесть уточнения, полученные за время, прошедшее с 70-х годов, в скоростях реакций, непрозрачностях и уравнении состояния.

Однако Бакал и Улрик [83] оценили нейтринные потоки, которые можно ожидать, приняв гипотезу WIMP-частиц, в предположении, что для каждого источника нейтрино отношение потока в рамках гипотезы этих частиц к наилучшей оценке такого потока на основе стандартной модели (описанной в гл. 4) является таким же, как и отношение WIMP-частиц к стандартным потокам, рассчитанным Гиллиландом и др. [288]. Они в явном виде принимают, что  $\phi_W(i)/\phi_{\text{станд}}(i) = \phi_{W,G}(i)/\phi_{\text{станд},G}$ , где нижний индекс "G" означает Гиллиланд и др. [288].

В последней строке табл. 6.6 представлены потоки нейтрино, найденные методом скейлинга. Этот метод должен дать довольно точное значение важного потока  $^8\text{B}$ -нейтрино, поскольку он очень сильно зависит от сечения редкой реакции ( $p, \gamma$ ) на  $^7\text{Be}$ , которая не влияет на строение Солнца. Вероятно, неплохо определены также потоки  $p\bar{p}$ -нейтрино, поскольку они различаются всего на 2 и 7% соответственно в модели WIMP-частиц и в стандартной модели. Поток  $^7\text{Be}$ -нейтрино точно не определяется; он примерно на 20% выше в стандартной модели, чем в модели WIMP-частиц. Потоки от CNO-

реакций нельзя оценить надежно методом скейлинга; их нейтринные потоки приблизительно вдвое больше для стандартной модели, чем для модели WIMP-частиц.

Главный результат состоит в том, что в иллюстративном случае, который рассмотрели Гиллиланд и др. [288], поток  $^8\text{B}$ -нейтрино примерно в 4 раза слабее, чем в стандартной модели. Для электронейтринного рассеяния и для детекторов на основе  $^2\text{H}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{81}\text{Br}$  и  $^{98}\text{Mo}$  расчетная скорость захвата уменьшается приблизительно тоже в 4 раза. Для детектора на основе  $^7\text{Li}$  мы имеем уменьшение примерно в 2 раза, а для  $^{37}\text{Cl}$  — почти в 3 раза. Для галлиевого детектора этот эффект составляет лишь около 25%, и он еще меньше для детектора на основе  $^{115}\text{In}$ .

Вполне возможно, что только два результата не будут изменены в процессе будущих улучшений солнечных моделей или выбора параметров WIMP-частиц. Во-первых, потоки  $\text{pp}$ -нейтрино будут одинаковыми в стандартной модели и модели с WIMP-частицами; согласно существующим вычислениям, они различаются лишь на несколько процентов. Во-вторых, отношение потоков  $^7\text{Be}$ -к  $^8\text{B}$ -нейтрино останется, по-видимому, тем же с точностью до множителя 2 при фиксированных исходных ядерно-физических параметрах.

Гипотеза WIMP-частиц имеет большое преимущество почти над всеми другими нестандартными моделями, рассмотренными в этой главе: объяснение на основе WIMP-частиц можно подтвердить или опровергнуть реальными лабораторными экспериментами. Если же WIMP-частицы действительно обладают теми свойствами, которые требуются для объяснения проблемы солнечных нейтрино, то их можно зарегистрировать при поисках темной материи, использующих признанную методику (см., например, [233, 551]). Кроме того, гипотеза WIMP-частиц предсказывает меньшее значение  $P_0$ , чем стандартная солнечная модель ( $P_0$  — разность нормированных асимптотических периодов для частот пульсаций  $g$ -моды) (ср. с [255]). Большинство других нестандартных моделей Солнца предсказывает большее значение  $P_0$ , чем в стандартной модели.

## 5.14. Q-ядра

Допускает ли современная физика элементарных частиц другие схемы получения энергии от ядерного синтеза, кроме традиционной протон-протонной цепи и цикла CNO, которые рассматривались в гл. 3? Бойд с сотр. [138, 139, 601, 609] выдвинули гипотезу, согласно

которой очень малая доля ( $\sim 10^{-15}$ ) ядер в центре Солнца содержит вкрапленные частицы, называемые Q-частицами, свойства которых позволяют им дать решение проблемы солнечных нейтрино. Такие Q-ядра служат дополнительным источником энергии.

Прототипом Q-частиц могут быть свободные кварки, хотя были предложены и другие возможные варианты (см., например, [609]). Простейшее предположение [138] состоит в том, что ядро гелия и вкрапленная Q-частица являются катализатором горения четырех протонов с образованием  $\alpha$ -частицы подобно тому, как  $^{12}\text{C}$  катализирует синтез протонов в CNO-цикле (см. разд. 3.4). Точно так же, как и в CNO-цикле, катализ осуществляется за счет реакций ( $p$ ,  $\gamma$ ), прерываемых двумя  $\beta$ -распадами. Чтобы такая схема была эффективна, Q-ядра должны быть связаны несколько сильнее, чем нормальные ядра, так чтобы при захвате протона утяжеленными ядрами гелия образовалась стабильная масса пяти ядер (с вкрапленной Q-частицей). Дополнительное ограничение на физику Q-ядер состоит в том, что  $\beta$ -распад ядра  $^8\text{B}$  должен быть лишь редкой модой предложенного Q-цикла [601], т. е. позитронный распад тяжелого ядра  $^7\text{Be}$  должен происходить до того, как оно сможет захватить протон с образованием ядра  $^8\text{B}$  и вкрапленного кварка. Влияние Q-ядер на строение звезд приводит к некоторым непривычным эффектам [356].

Гипотеза Q-ядер почти уникальна среди нестандартных моделей тем, что она увеличивает предсказываемую скорость счета событий в  $^{71}\text{Ga}$ -детекторе (гл. 11). Расчетная скорость захвата [601] составляет 1,5 — 3 стандартных значения (132 SNU) в зависимости от неизвестных граничных энергий распада кварковых ядер.

Нестандартные солнечные модели, содержащие Q-ядра, не были исследованы другими группами, видимо, потому, что приходится постулировать новые частицы (см., однако, [158, 221]) и подбирать их физические взаимодействия таким образом, чтобы удовлетворить вышеупомянутым ограничениям.

## 5.15. Немаквелловское распределение скоростей

Скорость образования нейтрино внутри Солнца очень сильно зависит от числа относительно высокоэнергетических ионов, которые там существуют и которые могут проникать через кулоновский барьер (см., например, разд. 3.1). Клейтон и его коллеги [176, 179, 180], а также Кочаров [370] высказали предположение о том, что наблюдаемый де-

фицит  $^8\text{В}$ -нейтрино может отражать отклонение от принятого максвелловского распределения скоростей в солнечной плазме. Вопросы, связанные с применимостью максвелловского распределения в условиях Солнца, время от времени ставились неформально на семинарах и в научных обсуждениях проблемы солнечных нейтрино. Неизбежность максвелловского распределения можно хорошо понять, оценивая физические параметры по порядку величины. Для простоты мы приведем результаты для случая чисто водородной плазмы, но читатель может сразу же обобщить формулы на соответствующую химическую смесь.

Кулоновское сечение рассеяния ионов на большие углы с относительной энергией  $E$  дается выражением

$$\sigma(\geq \pi/2) = (1/8)(e^4/E^2). \quad (5.25)$$

Каждое такое рассеяние на большой угол значительно изменяет энергии отдельных ионов.

Поэтому время  $\tau_{\text{кулон}}$  между обходами значительной доли энергии равно

$$\tau_{\text{кулон}} = \frac{m_{\text{H}}}{\rho \sigma v} = 10^{-12} \text{с} \left( \frac{E}{20 \text{кэВ}} \right)^{3/2} \left( \frac{150 \text{г} \cdot \text{см}^{-3}}{\rho} \right), \quad (5.26)$$

где  $\rho$  — плотность ионов, а  $v$  — относительная скорость, соответствующая энергии  $E$ . Характеристическое время интересующих нас ядерных реакций лежит в пределах от  $10^2$  до  $10^{12}$  лет (см. последний столбец табл. 4.1). Поэтому величина  $R$ , т. е. отношение времени между сильными кулоновскими столкновениями, которые стремятся восстановить максвелловское распределение, к времени между реакциями синтеза, является очень большой:

$$\begin{aligned} R &= \frac{\tau_{\text{ядер}}}{\tau_{\text{кулон}}} = \\ &= 3 \cdot 10^{20} \left( \frac{\tau_{\text{ядер}}}{10^2 \text{лет}} \right) \left( \frac{20 \text{кэВ}}{E} \right)^{3/2} \left( \frac{\rho}{150 \text{г} \cdot \text{см}^{-3}} \right). \end{aligned} \quad (5.27)$$

Как показал Максвелл [428], моменты низших порядков функции распределения спадают до их равновесных значений за несколько средних времен столкновения, а такое время дается формулой (5.26) при  $E \sim 1$  кэВ. Следовательно, столкновения с запасом более чем на 22 порядка величины достаточны для того, чтобы гарантировать принадлежность низших моментов к распределению Максвелла. Но что можно сказать о хвосте распределения Максвелла?

Детальные вычисления, в которых уравнение Больцмана было решено в разных приближениях и с зависящими от энергии сечениями, показали, что время, необходимое для заполнения максвелловского хвоста до некоторой энергии  $E$ , приблизительно равно времени столкновения частиц с энергиями  $E$  [386, 419]. Максвелловское распределение точно описывает частоту столкновений, если  $R(E)$  намного больше единицы. Таким образом, даже для хвоста энергетического распределения, который очень важен для нейтринообразующих реакций и который соответствует энергиям порядка 20 кэВ (см. разд. 3.2), критерий применимости максвелловского закона удовлетворяется “с запасом”, равным 20 порядкам величины.

## 5.16. Модель без образования $^8\text{В}$ или $S_{34} = 0$

Результаты, обсуждаемые в этом и следующем разделах, основаны на предположениях, которые противоречат лабораторным измерениям скоростей ядерных реакций. Модели, которые рассматриваются в этих разделах, не претендуют на то, чтобы быть решениями проблемы солнечных нейтрино или серьезными конкурентами стандартной модели Солнца, но они включены для иллюстрации взаимоотношения между разными аспектами теории и наблюдения.

Предположим, что сечение редкой реакции, в которой образуется  $^8\text{В}$  (номер 7 в табл. 3.1), в точности равно нулю. Каковы были бы последствия этого для экспериментов с солнечными нейтрино и для звездной эволюции?

Для исследований солнечных нейтрино они оказались бы катастрофическими. Предлагаемые эксперименты на основе  $^2\text{H}$ ,  $^{11}\text{В}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  или  $\nu$  —  $e$ -рассеяния при энергиях свыше 5 МэВ дали бы лишь верхние границы или сильно уменьшенные частоты событий из-за необычайно редко встречающихся  $\text{He}$ -нейтрино. Только  $^{71}\text{Ga}$ -эксперимент (гл. 11) и эксперименты следующего поколения, разработанные для регистрации  $\text{pp}$ -нейтрино (разд. 13.5Г и 14.3), имели бы сигналы, сравнимые с ожидаемыми на основе стандартной модели. Тем не менее предсказываемая для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента скорость захвата оказалась бы в согласии с наблюдением:

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 1,8 \text{ SNU}. \quad (5.28)$$

Предположение о полном подавлении редкой реакции, в которой образуется  $^8\text{В}$ , не имело бы значительных последствий для эволюции

звезд. Никакое из измерений, которые можно провести с фотонами, не могло бы обнаружить этого очень большого (для солнечных нейтрино) отклонения от стандартной модели.

Гораздо большее значение для звездной эволюции имеет реакция  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$  (реакция 4 табл. 3.1). Примерно 15% всех окончаний протон-протонной цепи проходят через эту реакцию, которая пропорциональна эффективному сечению  $S_{34}$ . Предположение о равенстве нулю величины  $S_{34}$  оказывает сильное влияние на внутреннюю структуру солнечной модели. В частности, содержание водорода в центре звезды возрастает на 10%, а содержание  ${}^3\text{He}$  — на 54% по сравнению со стандартной моделью. Центральное давление увеличивается на 3%.

Последствия для экспериментов с солнечными нейтрино оказались бы даже более катастрофическими, чем просто подавление  ${}^8\text{B}$ -нейтрино (см. [83]). Допущение  $S_{34} = 0$  устранило бы также важные линии нейтрино, возникающие при захвате электронов на  ${}^7\text{Be}$  (см. табл. 3.1). Скорости счета событий в экспериментах на основе  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}$ ,  ${}^{98}\text{Mo}$  и  $\nu$  —  $e$ -рассеяния были бы сильно уменьшены или оказались бы за порогом обнаружения. Кроме того, предсказываемая частота событий в  ${}^{37}\text{Cl}$ -эксперименте уменьшилась бы до значения

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 0,6 \text{ SNU}. \quad (5.29)$$

Для  ${}^{71}\text{Ga}$ -эксперимента она уменьшилась бы на 35%: от значения 132 SNU в стандартной модели до 86 SNU.

Частоты колебаний  $p$ -моды нечувствительны даже к этому сильному изменению в генерации ядерной энергии. Пусть  $\Delta\nu$  — является характеристической разницей в частотах, обусловленной выключением реакции  ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ . Бакал и Улрик [83] показали, что

$$\Delta\nu/\nu_{\text{станд}} \lesssim 10^{-4}. \quad (5.30)$$

Относительные изменения в центре содержания водорода и давления имеют значения, более чем на два порядка величины превышающие относительное изменение частот колебаний  $p$ -моды.

Частоты  $g$ -моды обнаруживают малую чувствительность ( $\sim 0,2\%$ ) к этому гипотетическому изменению генерации ядерной энергии.

Этот численный эксперимент демонстрирует взаимно дополнительный характер измерений нейтринного потока и гелиосейсмологии.

## 5.17. Преобладание CNO-реакций

Согласно стандартной теории звездной эволюции, звезды, которые немного тяжелее Солнца, сжигают водород в реакциях CNO-цикла. Что увидел бы наблюдатель, если бы это предсказание стандартной теории оказалось неверным и главным источником водородного синтеза на Солнце был CNO-цикл (как первоначально считал Бете [115])?

Спектр солнечных нейтрино нетрудно вычислить, если допустить, что главная ветвь CNO-цикла обеспечивает всю светимость Солнца. В этом случае находим [41], что

$$\phi({}^{13}\text{N}) = \phi({}^{15}\text{O}) = 3,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5.31)$$

Следовательно, расчетная скорость захвата в  ${}^{37}\text{Cl}$  составляет

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 28 \text{ SNU}, \quad (5.32)$$

а предсказание CNO-модели для  ${}^{71}\text{Ga}$ -эксперимента дает значение

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 610 \text{ SNU}. \quad (5.33)$$

Детекторы на основе  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{115}\text{In}$  тоже показали бы большие скорости счета. В то же время CNO-модель предсказывает ничтожно малую скорость счета для большинства других экспериментов, рассмотренных в этой книге, включая и эксперименты с детекторами на основе  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}$ ,  ${}^{98}\text{Mo}$  и нейтрино-электронного рассеяния.

## Библиографические примечания

1. Работа [227] — стимулирующая гипотеза ядерно-тепловой неустойчивости, которая приводит к геологическим ледниковым периодам и временно подавляет поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино от Солнца.
2. В работе [252] представлена первая нестандартная модель Солнца и заложен фундамент систематических исследований влияния перемешивания на потоки солнечных нейтрино.
3. Работа [261] — очень важная статья, в которой предложено два “отчаянных” решения проблемы солнечных нейтрино.
4. В статье [317] делается оригинальное предположение о том, что Вселенная содержит много маленьких черных дыр. Авторы этой статьи считают, что черная дыра, образовавшаяся в центре Солнца, могла бы объяснить проблему солнечных нейтрино.

5. В статье [413] показано, что продольные волны плазмы переносят лишь ничтожную долю общей переносимой энергии.
6. Статья [470] дает изящное рассмотрение магнитной выталкивающей силы.
7. Статья [495] — пионерское исследование эффектов, вызываемых внутренними волнами внутри звезд.
8. В работе [530] представлен сбалансированный и правильно отражающий существо вопроса обзор по нестандартным моделям Солнца в период, когда эти модели имели наибольшую популярность.
9. Статья [544] — систематический обзор многих из наиболее обсуждаемых нестандартных моделей с обширными ссылками.
10. В статье [565] предлагается объяснить проблему солнечных нейтрино турбулентной диффузией.
11. Статья [591] — превосходное физическое обсуждение того, как может происходить перенос энергии за счет WIMP-частиц и каково влияние такого переноса на излучение нейтрино. Просмотрите также пророческую работу Фолкнера и Гиллиланда, кратко изложенную в статье [595], представляющую собой сообщение об идее, опередившей свое время.
12. В работе [592] дается ясное рассмотрение переноса углового момента в радиационных слоях Солнца.
13. Статьей [626] Улрик открыл ящик Пандоры, предложив быстрое вращение.

## 6. Нейтрино

---

### Краткое содержание

Какие ядерные реакции сопровождаются испусканием нейтрино? Какие потоки нейтрино можно ожидать? Какова форма рассчитываемых энергетических спектров нейтрино? Какую информацию могут давать нейтрино о внутренних областях Солнца?

Имеется восемь основных ядерных реакций или распадов, приводящих к образованию солнечных нейтрино. В шести из них испускаются нейтрино с непрерывным энергетическим спектром, тогда как в остальных двух процессах ( $p-p$  и  ${}^7\text{Be}$ ) образуются нейтрино с фиксированными энергиями. Наиболее многочисленны нейтрино от  $p-p$ -реакций: их поток более чем на порядок величины превышает суммарный поток от всех остальных каналов. Но они имеют низкую энергию, а следовательно, их трудно регистрировать. Нейтрино от  ${}^8\text{B}$  имеют достаточно большую энергию, но их мало. Несмотря на это, большая часть обсуждаемых в данной книге экспериментальных установок преимущественно чувствительна к  ${}^8\text{B}$ -нейтрино.

Энергетический спектр нейтрино, образующихся в какой-либо конкретной ядерной реакции или при  $\beta$ -распаде, определяется законами ядерной физики. Поэтому его форма не зависит от дополнительных неопределенностей, вносимых астрономией. Если справедлива стандартная теория слабых взаимодействий, то нейтрино от разных источников должны иметь энергетические спектры, описываемые ниже в настоящей главе. Астрономия может влиять на полное число испускаемых нейтрино, но не на их относительное рас-

пределение по энергиям. Во все стандартные и нестандартные солнечные модели закладывается одна и та же форма энергетических спектров нейтрино от отдельных источников.

Эксперименты, в которых измеряются энергетические спектры солнечных нейтрино, помогут нам понять, объясняется ли проблема солнечных нейтрино какими-то новыми физическими механизмами или же она обусловлена ошибочностью исходных астрофизических посылок.

Отдельные процессы образования нейтрино протекают, вообще говоря, в разных слоях внутри Солнца. Например, нейтрино от  ${}^8\text{B}$  образуются преимущественно в солнечном ядре, тогда как  $\text{pp}$ - и  $\text{pep}$ -нейтрино образуются значительно дальше от центра. Каждый отдельный процесс образования нейтрино наиболее чувствителен к конкретным параметрам и физическим условиям внутри того слоя в Солнце, где он протекает.

В разд. 6.1 обсуждаются основные реакции образования нейтрино в  $\text{pp}$ -цепи и  $\text{CNO}$ -цикле. В разд. 6.2 мы рассмотрим вопрос о том, какую информацию о внутренней структуре Солнца несут нейтринные потоки. Изложение основывается на анализе трех основных рисунков, показывающих, где именно внутри Солнца в рамках стандартной солнечной модели зарождаются потоки различных нейтрино и как интенсивности потоков  $\text{pp}$ -,  $\text{pep}$ -,  ${}^7\text{Be}$ - и  ${}^8\text{B}$ -нейтрино зависят от температуры. Это результаты обработки 1000 реализаций стандартной солнечной модели для различных исходных параметров. В разд. 6.3 будут приведены данные по предсказываемым энергетическим спектрам нейтрино. В разд. 6.4 мы представим таблицы интенсивностей нейтринных потоков от Солнца, рассчитанных как в рамках стандартной солнечной модели, так и для некоторых ее "нестандартных" обобщений. В табл. 6.5 мы приведем интенсивности нейтринных потоков по стандартной модели с указанием суммарных неопределенностей. В последнем разд. 6.5 мы дадим оценки потоков нейтрино галактического происхождения.

## 6.1. Реакции, сопровождающиеся испусканием нейтрино

Наиболее важными реакциями в протон-протонной цепи, которые сопровождаются испусканием нейтрино, являются следующие ре-

### 6.1. Реакции с испусканием нейтрино

акции:

$$\text{p} + \text{p} \rightarrow {}^2\text{H} + \text{e}^+ + \nu_e \quad (q \leq 0,420 \text{ МэВ}), \quad (6.1)$$

$$\text{p} + \text{e}^- + \text{p} \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e \quad (q = 1,422 \text{ МэВ}), \quad (6.2)$$

$${}^3\text{He} + \text{p} \rightarrow {}^4\text{He} + \nu_e \quad (q \leq 18,773 \text{ МэВ}), \quad (6.3)$$

$${}^7\text{Be} + \text{e}^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e \quad (q = 0,862 \text{ МэВ}, 89,7\%), \quad (6.4)$$

$$q = 0,384 \text{ МэВ}, 10,3\%),$$

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^* + \text{e}^+ + \nu_e \quad (q \lesssim 15 \text{ МэВ}). \quad (6.5)$$

Здесь  $q$  — энергия нейтрино.

Под **энергетическим спектром** мы понимаем относительное число нейтрино разных энергий, образующихся в данной ядерной реакции или реакциях. Так, в  $\text{pp}$ -,  $\text{hep}$ - и  ${}^8\text{B}$ -реакциях [см. формулы (6.1), (6.3) и (6.5)] испускаются нейтрино любых энергий в диапазоне от нуля до максимального значения, указанного для каждой реакции в скобках. В каждом случае нейтрино обладают различными **непрерывными спектрами**, которые подробно обсуждаются в разд. 6.3. Нейтрино от  $\text{pep}$ - и  ${}^7\text{Be}$ -реакций имеют определенные значения энергии, которые называются **нейтринными линиями**.

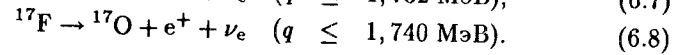
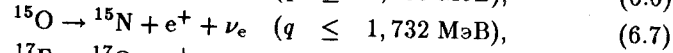
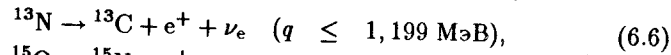
Нейтрино от  $\text{pp}$ -реакции [(6.1)] в некотором смысле являются "самыми главными", поскольку эта реакция инициирует цепь [(3.1)], ответственную практически за всю ( $\approx 99\%$ ) наблюдаемую светимость Солнца. Кроме того,  $\text{pp}$ -нейтрино и наиболее многочисленны. К сожалению, они имеют довольно низкую энергию, и, следовательно, их трудно регистрировать. Дело в том, что сечения взаимодействия нейтрино с мишенью быстро возрастают с увеличением энергии налетающего нейтрино, тогда как фоновые сигналы от всех других источников с ростом энергии быстро уменьшаются.

Легче всего регистрировать нейтрино с относительно высокими энергиями от ( ${}^3\text{He}+\text{p}$ ) и  ${}^8\text{B}$ -реакций [см. соответственно формулы (6.3) и (6.5)]. К сожалению, интенсивности нейтринных потоков от этих реакций невелики, причем  $\text{hep}$ -реакция дает даже намного меньше нейтрино, чем их образуется при распаде  ${}^8\text{B}$ . Именно поэтому большая часть обсуждаемых в настоящей книге схем эксперимента относится к детектированию нейтрино от  ${}^8\text{B}$ .

В двух из перечисленных выше реакций образуются нейтрино фиксированных энергий. Это реакции  $\text{pep}$  [формула (6.2)] и превращения  ${}^7\text{Be}$  [формула (6.4)]. Форма нейтринных линий от этих процессов в принципе дает детальную информацию о распределении температур внутри Солнца [см. ниже выражения (6.14) и (6.13)]. К

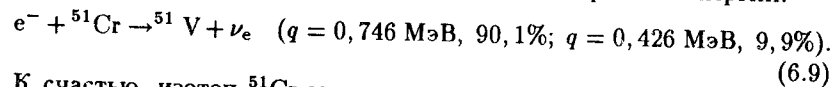
сожалению, ни в одном из проводимых в настоящее время экспериментов эти относительно низкоэнергетические нейтринные линии не регистрируются.

Внутри CNO-цикла к наиболее важным реакциям, ведущим к образованию солнечных нейтрино, можно отнести следующие:

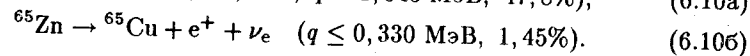
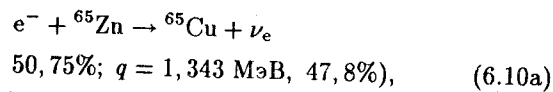


Реакции распада ядер  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  дают информацию непосредственно о CNO-цикле (см. табл. 3.2). Нейтрино от распада  $^{17}\text{F}$  в принципе представляют большой интерес, поскольку их поток может служить мерой исходной распространенности кислорода внутри Солнца. Однако нейтрино от этих трех реакций также труднодоступны для регистрации, поскольку обладают относительно небольшими энергиями, а их потоки, по данным расчета, невелики.

Особый интерес представляют два лабораторных источника нейтрино, которые можно использовать для калибровки некоторых детекторов солнечных нейтрино. Первый из них, основанный на распаде изотопа  $^{51}\text{Cr}$ , будет использоваться для калибровки в галлиевом эксперименте; его можно также применить для калибровки детектора, основанного на распаде  $^{115}\text{In}$  [507]. Этот изотоп распадается, захватывая электрон и испуская нейтрино дискретных энергий:

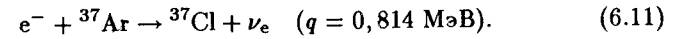


К счастью, изотоп  $^{51}\text{Cr}$  можно получить в количествах (в мегаграммах), достаточных для целей галлиевого эксперимента. В случае же хлор-аргонового эксперимента этот изотоп для калибровки не подходит, так как энергия испускаемых нейтрино лежит ниже порога хлор-аргонового детектора. В этом случае, как заметил Алъварец [14], можно использовать изотоп  $^{65}\text{Zn}$ , с которым, правда, намного труднее иметь дело в эксперименте. Этот изотоп распадается по следующим каналам:



При калибровке переходов с недостаточно точно известными сечениями некоторыми преимуществами могут обладать нейтрино, испускаемые при захвате электрона изотопом  $^{37}\text{Cl}$  (реакция, обратная

используемой для детектирования в хлор-аргоновом эксперименте). Эти преимущества обусловлены сходством энергий в нейтринных линиях солнечного бериллия  $^7\text{Be}$  и лабораторного аргона  $^{37}\text{Ar}$ , а также отсутствием сопутствующего  $\gamma$ -излучения [323]. Процесс идет по следующей схеме:



Максимально возможная энергия нейтрино  $q_{\text{макс}}$  в приведенных выше реакциях с непрерывным спектром определяется как разность масс соответствующих ядер минус масса испускаемого позитрона. Величину  $q_{\text{макс}}$  можно рассчитать с помощью таблиц соответствующих разностей масс  $\Delta$  нейтральных атомов по формуле

$$q_{\text{макс}} = \Delta - 2m_e + |\delta_{\text{атомн}}|. \quad (6.12)$$

Здесь учитывается, что на Солнце вещество находится в ионизованном состоянии, тогда как в таблицах приводятся значения масс нейтральных атомов, имеющих электроны с энергией связи  $\delta_{\text{атомн}}$ .

## 6.2. Информация о Солнце

Какую информацию о внутренних областях Солнца несут потоки нейтрино от разных источников?

Предсказываемые потоки нейтрино (или, что то же, нейтринные светимости) получаются путем интегрирования скорости образования нейтрино  $R$  по объему (или по массе) Солнца. При этом скорости образования нейтрино от различных реакций сильно зависят от локальных параметров — температуры, плотности и химического состава:

$$L_{\nu_i} \equiv \int dM R_i [\rho(M), T(M), \{X_i\}]. \quad (6.13)$$

На рис. 6.1 показано, в каких областях внутри Солнца образуются испускаемые им  $pp$ -,  $^8\text{B}$ -,  $^7\text{Be}$ - и  $hep$ -нейтрино. Для сравнения также приведено радиальное распределение электромагнитной светимости Солнца, т. е. относительное число фотонов  $L$ , образующихся в тонких слоях внутри Солнца, которые после выхода через поверхность дают суммарный поток наблюдаемого электромагнитного излучения. Очевидно, что информация, которую несут нейтрино от разных термоядерных реакций, зависит от локальных физических условий, подробно обсуждавшихся в гл. 4.



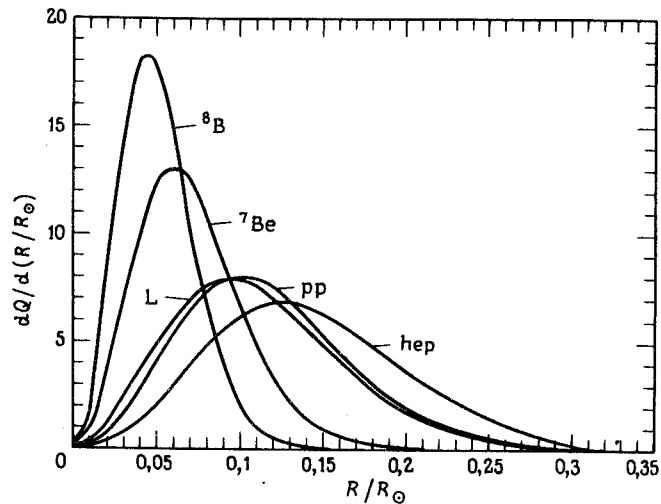


Рис. 6.1. Радиальное распределение выхода нейтрино и электромагнитной энергии. Доля нейтрино, образовавшихся на определенном радиальном расстоянии  $R/R_{\odot}$ , равна  $[dQ/d(R/R_{\odot})]d(R/R_{\odot})$ . На рисунке представлены функции распределения для нейтрино от  ${}^8\text{B}$ -,  ${}^7\text{Be}$ -, pp- и hep-реакций, рассчитанные в рамках стандартной солнечной модели в гл. 4. Здесь же показано радиальное распределение электромагнитной светимости Солнца ( $L$ ).

Как видно из рисунка, pp-нейтрино генерируются почти в той же области солнечного ядра, которая обеспечивает и большую часть электромагнитной светимости. Максимумы этих распределений практически совпадают на радиальном расстоянии  $0,09R_{\odot}$  при  $T = 1,6 \cdot 10^7 \text{ K}$ . На половине высоты максимум генерации pp-нейтрино сдвинут наружу относительно максимума генерации электромагнитной энергии всего на  $0,01R_{\odot}$ .

Из-за сильной зависимости сечения от температуры нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  генерируются в более горячей части солнечного ядра, пик распределения находится на значительно меньшем радиусе ( $0,05R_{\odot}$ ,  $T = 1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ ), а вся область заключена в узком интервале, составляющем  $0,02R_{\odot} - 0,07R_{\odot}$ . Область генерации нейтрино от  ${}^7\text{Be}$  расположена между зонами образования  ${}^8\text{B}$ - и pp-нейтрино, причем максимум распределения приходится на  $0,06R_{\odot}$ , а его ширина (на половине высоты) определяется радиусами  $R_{\text{мин}} = 0,03R_{\odot}$ ,  $R_{\text{макс}} = 0,10R_{\odot}$ .

И наконец, генерация hep-нейтрино описывается самой плоской функцией распределения. Область генерации (измеряемая на половине пикового значения) простирается от  $0,06R_{\odot}$  до  $0,21R_{\odot}$ , максимум отвечает значению  $0,13R_{\odot}$  ( $T = 1,2 \cdot 10^7 \text{ K}$ ). Генерация hep-нейтрино в относительно удаленной части солнечного ядра обусловлена радиальным распределением концентрации  ${}^3\text{He}$ , которая увеличивается при движении от центра Солнца и достигает максимума на радиусе  $0,27R_{\odot}$ . Дело в том, что при более низких температурах во внешней части солнечного ядра  ${}^3\text{He}$  образуется преимущественно в реакциях pp-цепи (см. реакции 1 и 2 в табл. 3.1), но скорость его выгорания (в реакциях 3, 4 и 10 табл. 3.1) оказывается меньше скорости образования из-за относительно большого кулоновского барьера, препятствующего превращениям  ${}^3\text{He}$ . Различие скоростей этих реакций и приводит к появлению большого неравновесного избытка концентрации  ${}^3\text{He}$  вне самой горячей центральной части солнечного ядра.

Детекторы солнечных нейтрино, основанные на регистрации высокоэнергетических электронов отдачи (типа водяных детекторов или схем на  ${}^2\text{H}$  или  ${}^{40}\text{Ar}$ ; подробнее об этом см. гл. 13), в принципе способны регистрировать нейтрино, образующиеся в двух различных областях Солнца. Они чувствительны как к  ${}^8\text{B}$ -нейтрино, генерируемым на относительно малых радиусах при высоких температурах, так и к hep-нейтрино, которые образуются дальше от центра солнечного ядра. К счастью, эти нейтрино можно различить по величине энергии электронов отдачи в событиях от  ${}^8\text{B}$ - и от hep-нейтрино, что и позволяет получить в эксперименте информацию о внутренней структуре Солнца.

Согласно сказанному в гл. 2, локальная температура и плотность внутри Солнца на радиусе  $r$  в большой степени определяются заключенной в этом объеме массой вещества,  $M(\leq r) = \int_0^r dM(r')$ . Поэтому полезно оценить не в относительных объемах, а в относительных массах  $M(\leq r)/M_{\odot}$  частей солнечного ядра, какие области обеспечивают генерацию соответственно 25, 50 и 75% общего количества нейтрино от каждой из рассматриваемых термоядерных реакций.

Эти данные приведены в табл. 6.1. Как видно, генерация нейтрино при радиоактивном распаде  ${}^8\text{B}$  происходит вблизи от центра в области, содержащей всего 2% массы Солнца, тогда как pp- и hep-нейтрино образуются в объемах, содержащих соответственно 22 и 28% массы Солнца.

Локальная скорость образования нейтрино в распаде  ${}^8\text{B}$  сильно зависит от температуры, а их поток пропорционален  $T^{\alpha}$ , причем в

**Таблица 6.1.** Радиальное распределение выхода нейтрино в разных термоядерных реакциях в массовом эквиваленте. В таблице показано, в каком количестве вещества  $M(\leq r)/M_{\odot}$  происходит генерация определенной фиксированной доли (в процентах) потока нейтрино от каждой реакции

Источник	25%	50%	75%
pp	0.058	0.135	0.216
pep	0.036	0.104	0.180
hep	0.104	0.186	0.276
${}^7\text{Be}$	0.011	0.026	0.065
${}^8\text{B}$	0.005	0.011	0.021
${}^{13}\text{N}$	0.006	0.021	0.150
${}^{15}\text{O}$	0.005	0.014	0.031
${}^{17}\text{F}$	0.005	0.011	0.026

в центре Солнца показатель достигает значения  $\alpha \approx 24$ . Полный поток нейтрино, оцениваемый в рамках стандартной солнечной модели, получается интегрированием по профилю температуры и плотности и поэтому имеет другую температурную зависимость по сравнению с локальным потоком из центральной области. Очень приблизительно можно считать, что поток нейтрино от распадов  ${}^8\text{B}$  пропорционален произведению  $(S_{pp} \times S_{34}^2 \times S_{17}^2 / S_{33} \times S_{e,7}^2)^{1/2}$ . Множители  $S$  отвечают в порядке их написания реакциям 1, 4, 7, 3 и 5 табл. 3.1. Наличие сильной температурной зависимости позволяет искать полный поток  ${}^8\text{B}$ -нейтрино в виде степенной функции:

$$\phi({}^8\text{B}) \approx \text{const} \times T^{\beta}. \quad (6.14a)$$

На рис. 6.2,а представлены результаты численного моделирования этой зависимости на примере 1000 реализаций стандартной солнечной модели [83]. Как следует из расчетов, выбор показателя  $\beta \sim 18$  позволяет удовлетворительно описать связь между полным потоком нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  и температурой в центре Солнца с помощью зависимости (6.14а). Точное значение показателя  $\beta$  зависит от того, с каким весом учитываются точки, отвечающие разным реализациям. Если теперь считать, что на промежутке времени после образования нейтрино внутри Солнца вплоть до их прихода на Землю с ними ничего не происходит, то детектирование потока нейтрино от  ${}^8\text{B}$  позво-

лит определить температуру в центре Солнца с точностью не хуже 1%. Очевидно, что для этого также необходимо иметь достаточно точные значения сечений рассеяния нейтрино на ядрах детектора.

Поток pp-нейтрино намного слабее зависит от температуры внутренних областей Солнца. На рис. 6.2,б показана аналогичная температурная зависимость для тех же 1000 реализаций стандартной солнечной модели. Ее также можно аппроксимировать степенной функцией:

$$\phi(\text{pp}) \approx \text{const} \times T^{-1.2}. \quad (6.14б)$$

Оказывается, что вопреки интуитивным предположениям поток pp-нейтрино с ростом температуры падает. Причина подобного поведения состоит в том, что полное число низкоэнергетических нейтрино от pp-реакции и от реакции захвата электрона ядром  ${}^7\text{Be}$  достаточно жестко фиксируется требованием совпадения расчетного значения светимости Солнца с наблюдаемой величиной. А при понижении температуры увеличивается выход pp-цепи через реакцию  ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$  (приводящую к образованию одного pp-нейтрино и одного нейтрино от  ${}^7\text{Be}$ ) и соответственно уменьшается вклад реакции  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$  (для реализации которой требуются два pp-нейтрино).

На рис. 6.3 показаны температурные зависимости потоков hep-нейтрино и нейтрино от  ${}^7\text{Be}$ . В этом случае наблюдается довольно большой разброс точек, что указывает на неудовлетворительность простой степенной аппроксимации. Однако в очень грубом приближении можно считать, что

$$\phi(\text{hep}) \approx \text{const} \times T^{-\gamma}, \quad (6.14в)$$

где показатель  $\gamma$  меняется в диапазоне от 3 до 6 в зависимости от того, с какими весами берутся при интерполяции различные точки. Уменьшение потока с температурой отражает то обстоятельство, что равновесная концентрация  ${}^3\text{He}$  в недрах Солнца при повышении температуры резко падает.

На рис. 6.3,б видно, что поток нейтрино от  ${}^7\text{Be}$  с температурой возрастает примерно пропорционально  $T^8$ :

$$\phi({}^7\text{Be}) \approx \text{const} \times T^8. \quad (6.14г)$$

Температурная зависимость для бериллиевых нейтрино достаточно сильная, но не такая, как в случае нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ .

Следует заметить, что при численном моделировании температурных зависимостей потоков нейтрино (рис. 6.2 и 6.3) решалась сложная система дифференциальных уравнений с граничными и начальными условиями, которые отвечают физической эволюции Солнца.

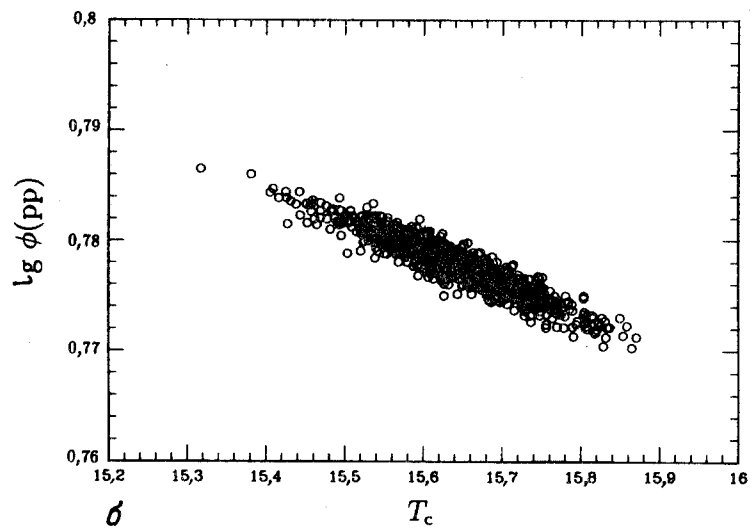
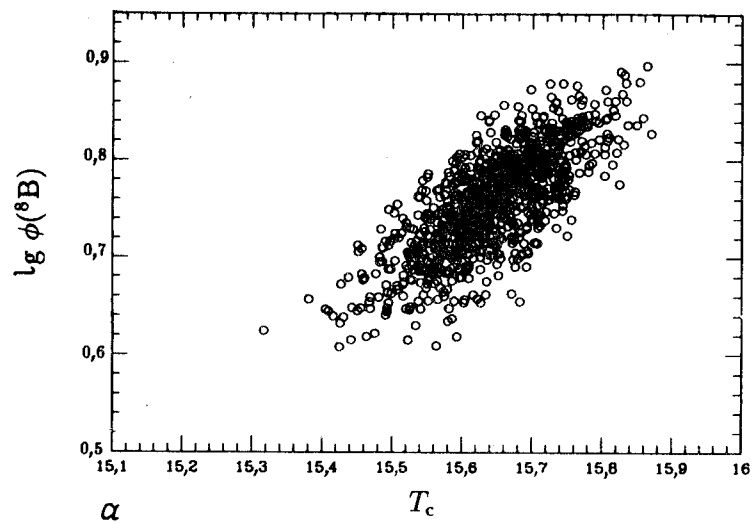


Рис. 6.2. Температурные зависимости интенсивностей потоков нейтрино от распада  $^8\text{B}$  и от  $pp$ -реакции. *а* — зависимость логарифма интенсивности потока  $^8\text{B}$ -нейтрино от температуры  $T_c$  в центре Солнца, построенная по результатам численного моделирования 1000 реализаций стандартной солнечной модели [83]; температура измеряется в единицах  $10^6$  К, а поток — в единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; *б* — аналогичная зависимость для  $pp$ -нейтрино, рассчитанная для тех же 1000 реализаций. Здесь температура откладывается в единицах  $10^6$  К, а поток — в единицах  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

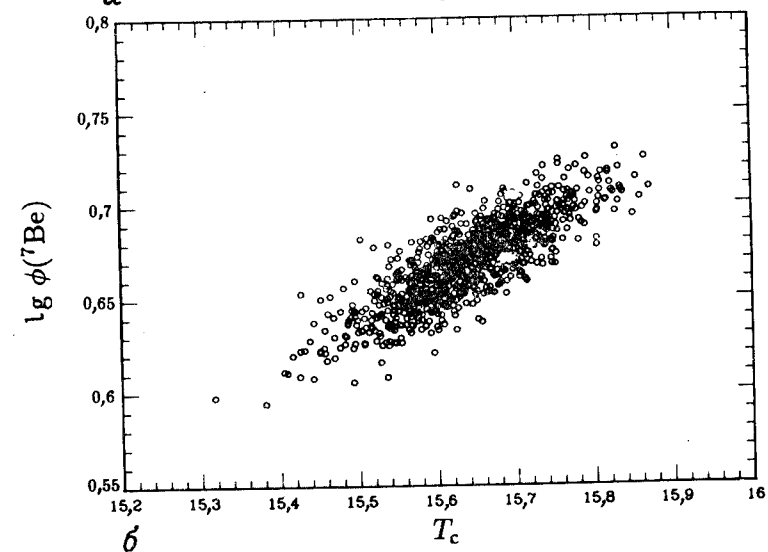
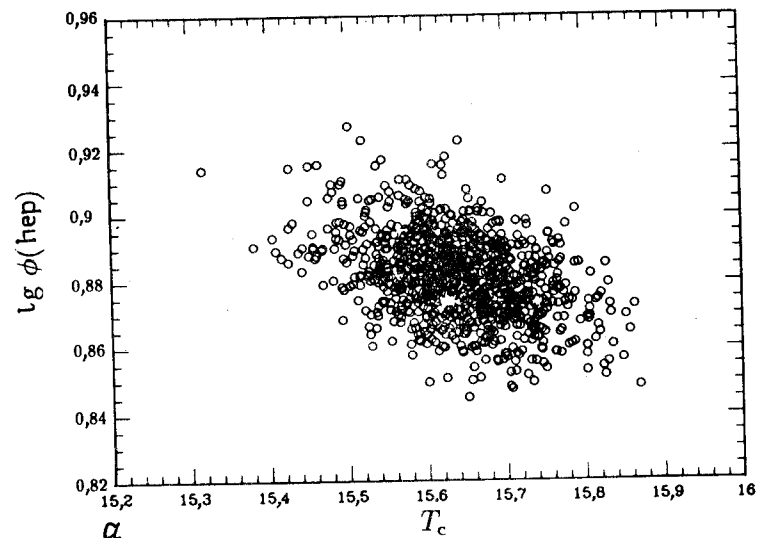


Рис. 6.3. Температурные зависимости потоков  $her$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино. *а* — зависимость логарифма интенсивности потока  $her$ -нейтрино от температуры в центре Солнца  $T_c$ , построенная по результатам численного моделирования 1000 реализаций стандартной солнечной модели [83]; *б* — аналогичная зависимость для  $^7\text{Be}$ -нейтрино, рассчитанная для тех же реализаций; температура отложена в единицах  $10^6$  К. На рис. *а* поток измеряется в единицах  $10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а на рис. *б* — в единицах  $10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

В модели также задается большое число внешних параметров. Решение итерационными методами дает собственно результат стандартной солнечной модели, удовлетворяющей граничным условиям и изначальным физическим предположениям и позволяет построить полный профиль температур и плотностей внутри Солнца. При этом температура в центре Солнца  $T_c$  не является подгоночным параметром: она получается в результате решения и используется в качестве независимой переменной при построении рис. 6.2 и 6.3 только из соображений наглядности. С тем же успехом можно построить зависимость интенсивности потока  ${}^8\text{B}$ -нейтрино от средней температуры в объеме, содержащем 10% всей массы Солнца, или же от температуры на радиусе  $0,05 R_\odot$ , где скорость образования нейтрино при распаде  ${}^8\text{B}$  имеет максимум (см. рис. 6.1).

### 6.3. Энергетический спектр нейтрино

Измерение формы энергетического спектра нейтрино, приходящих на Землю от Солнца, позволит дать ответ на вопрос о том, обусловлена ли проблема солнечных нейтрино недостаточностью нашего понимания внутренней структуры Солнца или же для ее объяснения необходимо привлекать новую физику. Дело в том, что при любом варьировании параметров солнечной модели форма спектра электронных нейтрино, образующихся в основных термоядерных реакциях, остается неизменной при условии, что электрослабые взаимодействия описываются стандартной теорией.

В настоящем разделе приводится достаточно детальная информация об ожидаемых энергетических спектрах нейтрино.

На рис. 6.4 представлен энергетический спектр нейтрино, рассчитываемый в рамках стандартной солнечной модели. Этот спектр включает в себя все наиболее важные источники нейтрино в Солнце, упомянутые в предыдущем разделе. Потоки нейтрино отложены в единицах одно нейтрино на  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ с}$  на  $1 \text{ МэВ}$  для источников с непрерывным спектром и одно нейтрино на  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ с}$  для источников с линейчатым спектром.

Спектры энергий нейтрино, образующихся в конкретных термоядерных реакциях в недрах Солнца, имеют характерную форму, которая не зависит от локальных физических условий. (Это справедливо по крайней мере с точностью до членов порядка  $kT/q_{\text{макс}}$ ; подробнее см. приложение А в работе [83].) Спектр  $\text{pp}$ -нейтрино вначале имеет плавный подъем, максимум достигается при энергии порядка

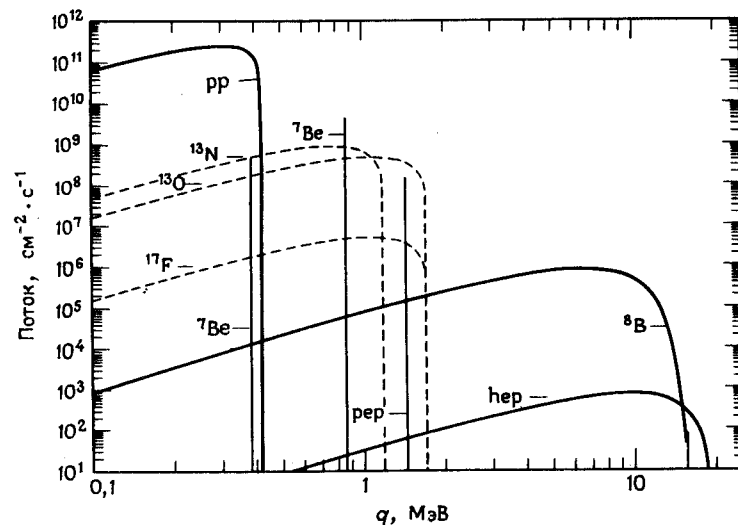


Рис. 6.4. Энергетический спектр солнечных нейтрино. Показаны спектры нейтрино, предсказанные стандартной солнечной моделью (разд. 4.3). Потоки нейтрино отложены в единицах: одно нейтрино на  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ с}$  на  $1 \text{ МэВ}$  на расстоянии  $1 \text{ а.е.}$  для источников с непрерывным спектром и одно нейтрино на  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ с}$  для источников с линейчатым спектром. Спектры нейтрино от  $\text{pp}$ -цикла представлены сплошными линиями, спектры нейтрино от  $\text{CNO}$ -цикла — штриховыми линиями.

$0,31 \text{ МэВ}$ , отвечающей примерно  $3/4$  максимального значения, а затем резко спадает. Спектр нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ , напротив, гораздо симметричнее, максимум имеет место при  $6,4 \text{ МэВ}$ , а затем наблюдается довольно плавный спад. Спектр  $\text{hep}$ -нейтрино также достаточно симметричен и имеет максимум при  $9,6 \text{ МэВ}$ . Спектр нейтрино, образующихся при распаде  ${}^{13}\text{N}$ , наподобие спектра  $\text{pp}$ -нейтрино имеет слабый подъем, а затем резко обрезается. Максимальное значение соответствует энергии  $0,76 \text{ МэВ}$ .

В приводимых ниже табл. 6.2–6.4 даны рассчитанные энергетические спектры  $\text{pp}$ -,  ${}^8\text{B}$ - и  $\text{hep}$ -нейтрино. Эти таблицы очень удобны для выполнения детальных расчетов эффекта Михеева — Смирнова — Вольфенштейна (МСВ; см. разд. 9.2). Энергетический спектр нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  заимствован из работы [68], а осталь-

**Таблица 6.2.** Спектр  $\bar{\nu}$ -нейтрино. Нормированный энергетический спектр  $\bar{\nu}$ -нейтрино  $P(q)$ , рассчитанный в интервалах 10 кэВ. Энергия нейтрино  $q$  измеряется в МэВ, спектр  $P(q)$  нормирован на интервал 1 МэВ

$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$
0.01	0.0139	0.12	1.45	0.23	3.49	0.34	3.93
0.02	0.0542	0.13	1.64	0.24	3.63	0.35	3.80
0.03	0.119	0.14	1.84	0.25	3.75	0.36	3.63
0.04	0.205	0.15	2.04	0.26	3.86	0.37	3.41
0.05	0.312	0.16	2.24	0.27	3.95	0.38	3.13
0.06	0.436	0.17	2.44	0.28	4.02	0.39	2.76
0.07	0.576	0.18	2.63	0.29	4.07	0.40	2.28
0.08	0.731	0.19	2.82	0.30	4.10	0.41	1.60
0.09	0.897	0.20	3.00	0.31	4.10	0.42	0.00
0.10	1.07	0.21	3.17	0.32	4.08		
0.11	1.26	0.22	3.34	0.33	4.02		

ные — из работы [83].

Для источников нейтрино с линейчатым спектром (реп или  ${}^7\text{Be}$ ) форма линии определяется тепловым движением электронов. Вероятность рождения нейтрино с энергией  $q$  в области, имеющей температуру  $T$ , дается выражением

$$P(q) = \text{const} \times \bar{T}^{1/2} \exp \left[ - \left( \frac{m_i c^2}{2kT} \right) \left( \frac{q - q_0}{q_0} \right)^2 \right], \quad (6.15)$$

где  $m_i$  — масса иона, который участвует в генерирующей нейтрино реакции. Форма линии для нейтрино, покидающих Солнце, получается усреднением выражения (6.15) по распределению масс. Следовательно, наблюдаемая форма линии имеет вид

$$\langle P(q) \rangle = M_0^{-1} \int dM(T) [\text{скорость реакции}(T)] P(q, T). \quad (6.16)$$

Полная ширина этих линий должна быть порядка 1 кэВ.

На рис. 6.5 и 6.6 представлены энергетические спектры наиболее важных источников нейтрино: соответственно от  $\bar{\nu}$ -реакции и от распада  ${}^8\text{B}$ . На рис. 6.7 построены спектры нейтрино от  $\text{hep}$ -реакции и от распада  ${}^{13}\text{N}$ . Расчет энергетического спектра нейтрино от  ${}^8\text{B}$

**Таблица 6.3.** Спектр нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ . Энергия нейтрино  $q$  измеряется в мегаэлектронвольтах.  $P(q)$  — вероятность испускания нейтрино с энергией  $q$  в диапазоне энергий  $q \pm 0,5$  МэВ

$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$
0.1	0.00022	3.1	0.07625	6.1	0.13211	9.1	0.09832	12.1	0.02526
0.2	0.00079	3.2	0.07929	6.2	0.13239	9.2	0.09603	12.2	0.02328
0.3	0.00152	3.3	0.08227	6.3	0.13256	9.3	0.09368	12.3	0.02137
0.4	0.00257	3.4	0.08521	6.4	0.13262	9.4	0.09130	12.4	0.01952
0.5	0.00386	3.5	0.08808	6.5	0.13258	9.5	0.08888	12.5	0.01776
0.6	0.00537	3.6	0.09089	6.6	0.13242	9.6	0.08643	12.6	0.01607
0.7	0.00709	3.7	0.09364	6.7	0.13216	9.7	0.08394	12.7	0.01446
0.8	0.00899	3.8	0.09631	6.8	0.13180	9.8	0.08143	12.8	0.01294
0.9	0.01105	3.9	0.09891	6.9	0.13133	9.9	0.07890	12.9	0.01150
1.0	0.01328	4.0	0.10144	7.0	0.13075	10.0	0.07634	13.0	0.01015
1.1	0.01565	4.1	0.10388	7.1	0.13007	10.1	0.07377	13.1	0.00889
1.2	0.01815	4.2	0.10623	7.2	0.12930	10.2	0.07119	13.2	0.00771
1.3	0.02077	4.3	0.10850	7.3	0.12842	10.3	0.06860	13.3	0.00664
1.4	0.02349	4.4	0.11068	7.4	0.12745	10.4	0.06601	13.4	0.00565
1.5	0.02630	4.5	0.11277	7.5	0.12638	10.5	0.06342	13.5	0.00476
1.6	0.02920	4.6	0.11476	7.6	0.12522	10.6	0.06083	13.6	0.00396
1.7	0.03217	4.7	0.11665	7.7	0.12397	10.7	0.05826	13.7	0.00325
1.8	0.03520	4.8	0.11845	7.8	0.12263	10.8	0.05569	13.8	0.00263
1.9	0.03828	4.9	0.12014	7.9	0.12120	10.9	0.05314	13.9	0.00210
2.0	0.04140	5.0	0.12173	8.0	0.11969	11.0	0.05061	14.0	0.00166
2.1	0.04455	5.1	0.12322	8.1	0.11810	11.1	0.04811	14.1	0.00129
2.2	0.04773	5.2	0.12460	8.2	0.11643	11.2	0.04563	14.2	0.00099
2.3	0.05093	5.3	0.12587	8.3	0.11468	11.3	0.04319	14.3	0.00075
2.4	0.05414	5.4	0.12703	8.4	0.11286	11.4	0.04078	14.4	0.00056
2.5	0.05735	5.5	0.12809	8.5	0.11097	11.5	0.03841	14.5	0.00042
2.6	0.06055	5.6	0.12904	8.6	0.10902	11.6	0.03609	14.6	0.00030
2.7	0.06374	5.7	0.12987	8.7	0.10699	11.7	0.03381	14.7	0.00022
2.8	0.06691	5.8	0.13060	8.8	0.10491	11.8	0.03159	14.8	0.00016
2.9	0.07006	5.9	0.13121	8.9	0.10277	11.9	0.02942	14.9	0.00011
3.0	0.07317	6.0	0.13171	9.0	0.10057	12.0	0.02731	15.0	0.00008

Таблица 6.4. Спектр энергий гер-нейтрино. Нормированный на 1 МэВ энергетический спектр  $P(q)$ , рассчитанный в интервалах 0,447 МэВ. Энергия нейтрино измеряется в мегаэлектронвольтах

$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$	$q$	$P(q)$
0.447	8.00E-04	5.364	6.29E-02	10.3	9.66E-02	14.8	5.02E-02
0.894	3.05E-03	5.811	6.92E-02	10.7	9.50E-02	15.2	4.32E-02
1.341	6.53E-03	6.258	7.50E-02	11.2	9.25E-02	15.6	3.62E-02
1.788	1.10E-02	6.705	8.03E-02	11.6	8.93E-02	16.1	2.94E-02
2.235	1.64E-02	7.152	8.49E-02	12.1	8.54E-02	16.5	2.29E-02
2.682	2.24E-02	7.599	8.89E-02	12.5	8.08E-02	17.0	1.68E-02
3.129	2.88E-02	8.046	9.22E-02	13.0	7.56E-02	17.4	1.13E-02
3.576	3.56E-02	8.493	9.47E-02	13.4	6.98E-02	17.9	6.62E-03
4.023	4.25E-02	8.940	9.64E-02	13.9	6.36E-02	18.3	2.92E-03
4.470	4.95E-02	9.387	9.73E-02	14.3	5.70E-02	18.8	0.00E+00
4.917	5.63E-02	9.83	9.74E-02				

требует особого рассмотрения из-за большой ширины возбужденного уровня  ${}^7\text{Be}$ , преимущественно заселяемого в процессе  $\beta$ -распада.

## 6.4. Потоки солнечных нейтрино

### А. Стандартная солнечная модель

В табл. 6.5 даны лучшие на сегодняшний день оценки потоков нейтрино, образующихся в основных ядерных реакциях. В скобках приведены соответствующие теоретические неопределенности. Потоки рассчитывались в рамках стандартной солнечной модели, рассмотренной в гл. 4, а суммарная неопределенность каждого из них оценивалась на основе обсуждаемых в гл. 7 ошибок в задании отдельных параметров.

Из таблицы видно, что поток нейтрино от протон-протонной реакции определяется намного точнее, чем от других источников. Возможные отклонения по оценке не превышают 2%.

Многие авторы неправильно интерпретируют этот факт, утверждая, что интенсивность потока нейтрино от  $pp$ -реакции фиксируется наблюдаемой светимостью Солнца независимо от параметров

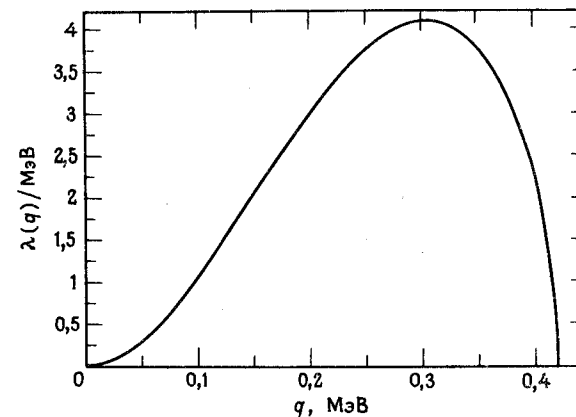


Рис. 6.5. Спектр  $pp$ -нейтрино. Энергетический спектр  $\lambda(q)$  нейтрино от  $pp$ -реакции. При измерении энергий нейтрино в мегаэлектронвольтах площадь кривой нормирована на единицу.

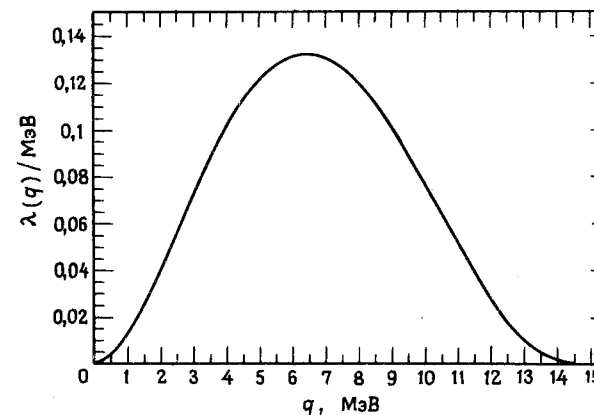


Рис. 6.6. Спектр  ${}^8\text{B}$ -нейтрино. На рисунке показан энергетический спектр  $\lambda(q)$  нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  [68]. При измерении энергий нейтрино в мегаэлектронвольтах площадь кривой нормирована на единицу.

Таблица 6.5. Расчетные потоки солнечных нейтрино

Источник	Поток, $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
pp	$6.0(1 \pm 0.02)$
pep	$0.014(1 \pm 0.05)$
hep	$8 \cdot 10^{-7}$
${}^7\text{Be}$	$0.47(1 \pm 0.15)$
${}^8\text{B}$	$5.8 \cdot 10^{-4}(1 \pm 0.37)$
${}^{13}\text{N}$	$0.06(1 \pm 0.50)$
${}^{15}\text{O}$	$0.05(1 \pm 0.58)$
${}^{17}\text{F}$	$5.2 \cdot 10^{-4}(1 \pm 0.46)$

модели<sup>1)</sup>. Действительно, если предположить, что выгорание  ${}^3\text{He}$  определяется преимущественно взаимодействием с  $\alpha$ -частицами, а не с другими ядрами  ${}^3\text{He}$  (как это обычно закладывается в стандартную модель), то мы получим, что поток pp-нейтрино должен быть примерно в 2 раза меньше оценки табл. 6.5. Причина в том, что при замыкании pp-цикла по первой ветви (реакция 3 в табл. 3.1,  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ , преобладающая в стандартной солнечной модели) первоначально необходимы две pp-реакции, тогда как в случае доминирования реакции 4 ( ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ) для осуществления процесса достаточно одной pp-реакции. К счастью, сечения реакций 3 и 4 известны с достаточной точностью. Оказывается, что в условиях Солнца реакция  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  протекает примерно в 6 раз быстрее реакции  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ .

Неопределенность в потоке нейтрино от  ${}^7\text{Be}$  также не очень велика, на уровне 15%.

В практически важном случае  ${}^8\text{B}$ -нейтрино неопределенность, напротив, велика и составляет 37%. Она определяется в основном неточностью измерений низкоэнергетического сечения реакции синтеза ядра  ${}^8\text{B}$ , а также влиянием распространенности тяжелых элементов, закладываемой в модель, на непрозрачность солнечного вещества.

В случае нейтрино от цикла CNO погрешности расчета составляют примерно 50% и обусловлены неопределенностью информации о

<sup>1)</sup> Строго говоря, можно дать модельно-независимую нижнюю границу для потока pp-нейтрино (см. [57] или разд. 11.3).

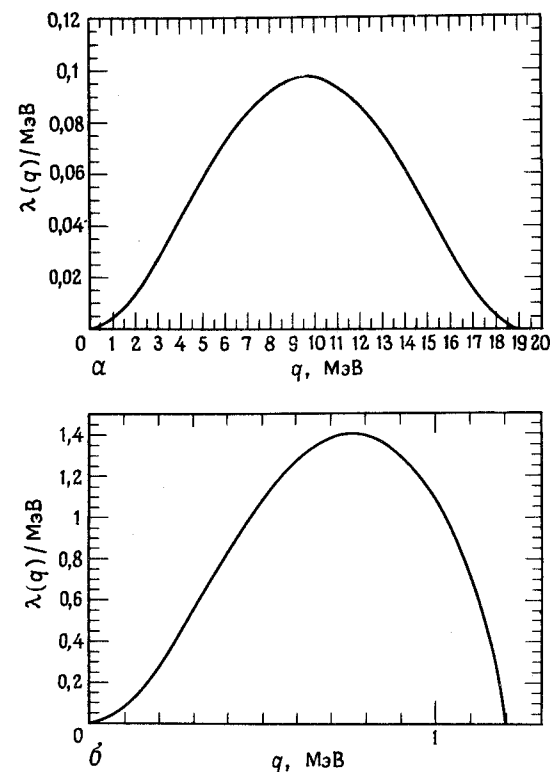


Рис. 6.7. Спектр hep-нейтрино (а) и  ${}^{13}\text{N}$ -нейтрино (б). При измерении энергий нейтрино в мегаэлектронвольтах площадь кривой нормирована на единицу.

скорости выгорания  ${}^{14}\text{N}$ , а также влиянием химического состава на непрозрачность.

Для hep-нейтрино в настоящее время не удастся получить разумную оценку погрешности расчета потока, поскольку сечение реакции захвата тепловых нейтронов неизвестно с достаточной достоверностью. Все остальные возможные источники погрешностей дают малый вклад [83].





Известно, что на Солнце протекают отдельные физические процессы, природа которых до настоящего времени еще не вполне ясна (к примеру, поведение магнитных полей или свойства гранул). Поэтому мы считаем себя вправе оценить влияние возможных неоднородностей химического состава.

Подробно рассматривались два качественно различных типа моделей с переменным составом. Если в рамках стандартной солнечной модели распространенность тяжелых элементов внутри Солнца  $Z$  полагается неизменной как в пространстве, так и во времени, то в моделях первого типа искусственно выделяется внутренняя область, в которой концентрация тяжелых элементов понижена по сравнению с периферией. В литературе модели такого типа получили название моделей с малыми  $Z$ . В моделях же второго типа постулируется изначальное наличие профиля концентрации гелия  $Y$  с его избытком во внутренних областях Солнца. Модели первого типа разрабатывались в качестве одного из возможных объяснений проблемы солнечных нейтрино [82, 349], а модели второго типа предлагались Улриком и др. [633] в связи с задачами гелиосейсмологии.

Модели с переменным  $Z$  являются нестандартными, поскольку предсказываемая ими непрозрачность отличается от стандартного значения, тогда как модели с переменным начальным  $Y$  приводят к изменениям средней молекулярной массы и скорости звука в веществе Солнца. Хотя оба типа изменений можно учесть одновременно, для выявления существенных эффектов они рассматривались по отдельности. Кроме того, с целью уменьшения числа свободных параметров Бакал и Улик в работе [83] предположили, что изменение концентрации происходит скачкообразно, т. е. распространенность элементов внутри Солнца описывается ступенчатой функцией. Это избавляет от необходимости расчета инкремента массы по области непрерывного изменения концентрации. В частности, для конкретной обсуждаемой здесь модели полагалось, что концентрация тяжелых элементов во внутренней области Солнца, ограниченной сферой радиусом  $0,56R_{\odot}$ , постоянна и в 8,5 раз меньше их концентрации на поверхности.

Напомним, что в первой строке табл. 6.6 для сравнения приведены результаты расчета стандартной солнечной модели.

Во второй строке табл. 6.6 представлены результаты для модели с "малым  $Z$ ". Мы видим, что они находятся в разумном согласии с результатами хлор-аргонового эксперимента (1,6 SNU). Как отмечалось выше, уменьшение концентрации тяжелых элементов во внутренней области изменяет структуру модели, сказываясь главным образом на

изменении коэффициента непрозрачности. Отсюда следует, что максимальное влияние на температуру в центре Солнца и тем самым на интенсивность нейтринного потока можно обеспечить, помещая границу скачкообразного изменения состава как можно ближе к поверхности Солнца для уменьшения непрозрачности во всех излучающих областях.

В третьей строке табл. 6.6 даны интенсивности потоков нейтрино и параметры состава для модели с неоднородным распределением гелия и водорода. В расчетах предполагалось, что первоначальная распространенность гелия во внутренней части Солнца, содержащей 10% его массы, превышает среднее значение на 0,025 (соответственно в этой области уменьшена концентрация водорода). Такой профиль концентраций был выбран потому, что по сравнению со стандартной моделью эта модель лучше описывает наблюдаемые частоты  $p$ -мод. Если же считать, что с нейтрино на их пути из недр Солнца до Земли ничего не происходит, то эта модель приводит к сильно завышенной по сравнению с наблюдаемой величине скорости захвата нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте (8,8 SNU).

*Модели с нестандартными ядерными взаимодействиями.* Если предположить, что по какой-либо неизвестной причине относительно редкая реакция образования ядер  ${}^8\text{B}$  (реакция 7 в табл. 3.1) вообще не имеет места, то предсказываемая скорость захвата в хлор-аргоновом эксперименте была бы равна 1,8 SNU, что согласуется с имеющимися наблюдениями. Потоки различных нейтрино в этой модели приведены в четвертой строке табл. 6.6, поскольку предположение об отсутствии реакции образования  ${}^8\text{B}$  является в некотором смысле "простейшим" решением проблемы солнечных нейтрино, хотя оно и находится в противоречии с имеющимися данными точных и независимо выполненных лабораторных экспериментов по измерению низкоэнергетического сечения реакции образования  ${}^8\text{B}$ .

Модель, обозначенная  $S_{34} = 0$ , рассчитывалась с целью получения ответа на вопрос о том, что произойдет с частотой  $p$ -моды колебаний Солнца, если искусственным образом значительно изменить всю солнечную энергетику. Для этого мы предположили, что скорость важной ядерной реакции  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$  (реакция 4 в табл. 3.1) равна нулю ( $S_{34} = 0$ ). В рамках стандартной солнечной модели по этой ветви идет около 15% общего числа замыканий  $pp$ -цепи. Следовательно, в отличие от рассмотренной выше "модели без  ${}^8\text{B}$ ", рассчитываемая здесь внутренняя структура Солнца должна заметно отличаться от стандартной. Действительно, расчеты с  $S_{34} = 0$  приводят к суще-

ственно другим профилям температуры и плотности. Результаты приведены в пятой строке табл. 6.6. Мы видим, что для большинства обсуждаемых в настоящей книге детекторов солнечных нейтрино предсказываемая скорость захвата *более чем на порядок величины* меньше значения, ожидаемого в рамках стандартной модели. Если бы эта нефизическая гипотеза отвечала действительности, то вся астрономия солнечных нейтрино оказалась бы в очень затруднительном положении. Что касается ответа на поставленный вопрос, то оказывается, что частота  $p$ -моды в данном случае не сильно отличается от значения, рассчитываемого по стандартной модели.

**Частицы WIMP.** Слабовзаимодействующие массивные частицы (WIMP) введены в теорию в качестве гипотетических частиц, позволяющих одновременно решить проблему скрытой массы Вселенной и проблему солнечных нейтрино (см., например, работы [254, 498, 591]). Действительно, если экзотические слабовзаимодействующие частицы могут объяснить скрытую массу, то они могут модифицировать процессы переноса энергии в солнечном ядре таким образом, что это приведет к уменьшению расчетной скорости захвата нейтрино ядром  $^{37}\text{Cl}$  до наблюдаемого значения при условии, что сечение рассеяния и масса WIMP-частиц выбраны таким образом, что они лежат в соответствующем диапазоне [254, 298, 591]. Попытки разработать подобный самосогласованный сценарий, в котором в качестве WIMP-частиц фигурировали бы уже известные частицы, наталкиваются на определенные трудности, однако многие авторы обсуждают новые гипотетические частицы, которые могут удовлетворить требуемым ограничениям (см., например, [284, 304, 501]).

Пока еще отсутствуют исчерпывающие расчеты ожидаемых нейтринных потоков в предположении, что гипотеза WIMP дает правильное решение проблемы солнечных нейтрино. Однако Гиллиланд, Фолкнер, Пресс и Спергель [288] оценили ожидаемые потоки нейтрино, используя параметры и физические переменные, которые не являются лучшими из имеющихся. Приведенные в шестой строке табл. 6.6 потоки нейтрино были получены [83] путем приближенного скейлинга результатов работы [288] к параметрам и физическим условиям стандартной модели. При таком пересчете интенсивность важного для эксперимента потока нейтрино от распада  $^8\text{B}$  должна получаться достаточно точно, поскольку она наиболее сильно зависит от сечения редкой ядерной реакции ( $p$ ,  $\gamma$ ) на  $^7\text{Be}$ , не влияющей на внутреннюю структуру Солнца. Потоки  $pp$ - и  $pep$ -нейтрино при этом также, по-видимому, достаточно хорошо определяются, по-

скольку они отличаются от рассчитанных в рамках гипотезы WIMP и стандартной солнечной модели всего лишь на 2 и 7% соответственно. Поток нейтрино от  $^7\text{Be}$  пересчитывается, вероятно, не очень точно; величина полученная по WIMP-модели, примерно на 20% меньше интенсивности потока в стандартной модели. Потоки нейтрино от CNO-цикла надежно оценить при помощи скейлинга не удастся, они получаются примерно в 2 раза меньшими соответствующих интенсивностей в стандартной модели. В принципе диапазон экспериментально разрешенных значений параметров WIMP-частиц позволяет уменьшить поток нейтрино от  $^8\text{B}$  в 4 раза и практически получить любое уменьшение, необходимое для согласования с имеющимися данными. Основными выводами нашего рассмотрения, которые, по-видимому, останутся неизменными при будущих уточнениях солнечной модели и параметров WIMP-частиц, являются относительно слабое изменение ожидаемого потока  $pp$ -нейтрино при переходе от стандартной модели к модели WIMP-частиц (всего 2,5%) и сохранение (с точностью до множителя порядка 2) отношения потоков от  $^7\text{Be}$  и  $^8\text{B}$  (составляющего около  $2,4 \cdot 10^3$  при обычных значениях входных параметров ядерных реакций).

## 6.5. Потоки нейтрино от других звезд

Полный поток нейтрино  $\phi_\nu$  от всех, за исключением Солнца, звезд нашей Галактики, в которых выгорает водород, удобно записать в следующем виде:

$$\phi_\nu = \left( \frac{dM}{dN_\nu} \right)^{-1} \int \frac{dV(R)\rho(R)}{4\pi|R - R_\odot|^2}, \quad (6.17)$$

где  $dV(R)$  — элемент объема, а  $\rho(R)$  — массовая плотность звезд, находящихся на расстоянии  $R$  от галактического центра. Величина  $dM$  равна массе звездного вещества, необходимого для генерации в единицу времени  $dN_\nu$  нейтрино. Производную  $dN_\nu/dM$  можно преобразовать:

$$\frac{dN_i}{dM} \equiv \frac{\varepsilon_i N_{i\odot}}{M_\odot} = \frac{\varepsilon_i (4\pi\phi_{i\odot})(1 \text{ a.e.})^2}{M_\odot}. \quad (6.18)$$

Здесь индекс  $i$  относится к конкретному источнику нейтрино (например, от  $pp$ -реакции или от распада  $^8\text{B}$ ),  $\phi_{i\odot}$  — поток нейтрино от Солнца в  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а 1 а.е. — одна астрономическая единица, определяемая как среднее расстояние между Землей и Солнцем:

1 а.е. =  $1,5 \cdot 10^{13}$  см или 8 световых минут. Через  $\epsilon_i$  обозначено отношение скорости испускания нейтрино типа  $i$ , усредненной по всем звездам Галактики, к соответствующей скорости испускания нейтрино из недр Солнца.

Комбинируя эти два соотношения, получаем

$$\Phi_i = \left[ \epsilon_i \frac{(1 \text{ а.е.})^2}{\langle R \rangle^2} \left( \frac{M_{\text{видим}}}{M_{\odot}} \right) \right] \phi_{i\odot}. \quad (6.19)$$

В модели Галактики, принятой в работе [80], полная масса всех видимых звезд нашей Галактики равна  $M_{\text{видим}} = 2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ , а средневзвешенное расстояние от центра, точнее  $\langle R \rangle^{-2}$ , составляет 10 кпс<sup>-2</sup>. Следовательно,

$$\Phi_i \cong 5 \cdot 10^{-9} \epsilon_i \phi_{i\odot}. \quad (6.20)$$

Правильное вычисление величин  $\epsilon_i$  требует, вообще говоря, аккуратного расчета нейтринных потоков от некоторой представительной выборки звезд разной массы с последующим усреднением результата по всем звездам Галактики с учетом их распределения по массам. На сегодняшний день подобные расчеты отсутствуют, однако можно привести оценки, из которых следует, что  $\epsilon(\text{pp}) \lesssim 1$ ,  $\epsilon(^7\text{Be}) \lesssim 10^{-1}$ ,  $\epsilon(^8\text{B}) \lesssim 10^{-1,5}$  и  $\epsilon(\text{CNO}) \lesssim 10^{-1}$ . Значительная часть всех звезд испускает pp-нейтрино в количестве, пропорциональном их массе, тогда как, например, испускание <sup>8</sup>B-нейтрино будет иметь место только в относительно узком диапазоне масс звезды (при понижении температуры кулоновский барьер будет подавлять генерацию <sup>7</sup>Be-нейтрино, а при более высоких температурах процесс выгорания водорода идет преимущественно через CNO-цикл).

В итоге имеем, что при любых разумных значениях  $\epsilon_i$  нейтринные потоки  $\Phi_i$  галактического происхождения оказываются на много порядков слабее соответствующих потоков нейтрино от Солнца  $\phi_{i\odot}$  — точно так же, как и в случае электромагнитного излучения<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Нейтрино и антинейтрино, образующиеся в процессах радиоактивного распада в недрах Земли, имеют энергии в диапазоне от 0,3 МэВ до немногим больше 3 МэВ, а их потоки, оцениваемые из уравнения теплового баланса Земли, составляют примерно  $10^6$ – $10^7$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> [243, 426, 380]. Эти потоки слишком слабы для детектирования на имеющихся или запланированных установках. Однако для будущих детекторов особый интерес представляет идентификация нейтрино с энергией 1,51 МэВ, образующихся в толще Земли при К-захвате электрона изотопом <sup>40</sup>K. Дело в том, что в силу малой ширины нейтринной линии (т. е. хорошо определенной энергии электронов отдачи) сигнал от них в принципе может регистрироваться детекторами, разработанными для изучения другой нейтринной линии — от процесса захвата электрона ядром <sup>7</sup>Be внутри Солнца.

## Библиографические примечания

1. Статья [62] — первая достаточно детальная модель Солнца для расчета потоков солнечных нейтрино. Предсказанная скорость захвата нейтрино ядром <sup>37</sup>Cl была исчезающе малой, поскольку переход <sup>37</sup>Cl в аналоговое состояние <sup>37</sup>Ag не рассматривался.
2. В работе [260] указано на то, что результат Холмгрена — Джонстона может приводить к измеримым на Земле потокам нейтрино от распада <sup>8</sup>B в случае, если внутренняя температура Солнца достаточно высока.
3. В статье [337] указывается на то, что, согласно эксперименту, сечение реакции <sup>3</sup>He( $\alpha$ ,  $\gamma$ ) <sup>7</sup>Be примерно в 10<sup>3</sup> раз больше первоначальных оценок.

## 7. Теоретические неопределенности

### Краткое содержание

Существует ли проблема солнечных нейтрино? Ответ будет утвердительным, если неточности расчетов и ошибки наблюдений меньше расхождений между теорией и экспериментом. В противном случае этой проблемы вообще нет и все возбуждение научной общественности сродни ложной тревоге. Чтобы выяснить ситуацию и определить, действительно ли открыто нечто новое, нам нужно обеспечить себе "свободу маневра" в расчетах. Центральным моментом при этом является количественная оценка возможных источников ошибок.

В данной главе рассматривается вопрос о неопределенностях, с которыми теоретически предсказываются скорости счета в экспериментах с солнечными нейтрино. Полный теоретический интервал (неопределенности) для данного эксперимента вычисляется путем задания для всех внешних параметров ошибки, равной трем стандартным отклонениям ( $3\sigma$ ). Труднее оценить возможные неопределенности величин, рассчитываемых из теории. Иногда их приходится оценивать путем сравнения результатов, полученных разными авторами.

Метод оценки возможных источников ошибок лучше всего объяснить на конкретных примерах. Ниже в отдельных разделах описывается методика оценки погрешностей определения сечений ядерных реакций, распространенности тяжелых элементов на поверхности Солнца, коэффициента радиационной непрозрачности, уравнения состояния, а также других величин. В некоторых принципах

важных экспериментальных установках основной причиной неопределенности является неточность определения взаимодействия нейтрино с мишенью. В частности, интерпретация результатов зависит от ответа на решающий вопрос: сколь точно мы описываем матричные элементы процесса поглощения нейтрино в  $(p, n)$ -реакциях? Для удовлетворительного ответа на этот вопрос необходимы дальнейшие исследования.

Каким образом зависят от внешних параметров интенсивности нейтринных потоков от разных реакций? В большинстве случаев с требуемой степенью точности их можно описать степенными законами. Численное моделирование по методу Монте-Карло показывает, что степенные аппроксимации достаточно удовлетворительны даже на хвосте функции распределения ошибок.

В разд. 7.1 описывается ход рассуждений, используемых для оценки диапазона значений внешних параметров, а в разд. 7.2 и 7.3 будут даны конкретные примеры. Во многих работах при оценке неопределенности предсказаний теории для конкретного эксперимента суммарная неопределенность определяется путем расчета частных производных интенсивности нейтринных потоков по внешним параметрам, диапазон возможных изменений которых оценивается из модельных соображений. При этом предполагается, что неопределенности в отдельных параметрах статистически независимы. Этот подход обсуждается в разд. 7.4, где демонстрируется методика нахождения частных производных и приведено несколько наиболее важных зависимостей, имеющих степенной характер.

Напомним, что задача расчета интенсивности нейтринных потоков является нелинейной и заключается в нахождении решения системы дифференциальных уравнений в частных производных с граничными и начальными условиями (модель должна давать правильные значения радиуса Солнца и наблюдаемой светимости). Поэтому, вообще говоря, возникает вопрос, допустима ли экстраполяция результатов оценки теоретической неопределенности в линейном приближении (метод частных производных) на случай больших отклонений параметров. Кроме того, необходимо выяснить, не ведет ли предположение о статистической независимости разных параметров к существенному занижению суммарной неопределенности расчета. По-видимому, нет. В частности, в разд. 7.5 приведены оценки неопределенности предсказаний теории, полученные обработкой по методу Монте-Карло результатов расчета 1000 реализаций стандартной солнечной модели, в совокупности являющихся представительной статистической выборкой по отношению к вариациям параметров. Эти

результаты хорошо согласуются с оценкой суммарной неопределенности методом “частных производных” в предположении, что неопределенности различных параметров складываются независимо.

В разд. 7.6 и табл. 7.5 приведены оценки неопределенностей предсказаний теории для всех основных имеющихся и планируемых детекторов солнечных нейтрино, а именно схем на дейтерии,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{37}\text{Cl}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}$ ,  ${}^{71}\text{Ga}$ ,  ${}^{81}\text{Br}$ ,  ${}^{98}\text{Mo}$ ,  ${}^{115}\text{In}$  и  $\nu_e$  —  $e^-$ -рассеянии.

Материал главы основан на анализе, проведенном в работах [59, 83].

## 7.1. Способы оценки неопределенностей

В этой книге мы представляем вычисленные неопределенности в виде **полного теоретического интервала**. В более ранней попытке систематизировать все погрешности [59] этот интервал назывался “эффективным доверительным интервалом, равным трем стандартным отклонениям” ( $3\sigma$ ). Позднее, в работе [83], мы отказались от этого термина, так как выражение “три стандартных отклонения” намекает на такой уровень статистической строгости, которого нет в расчетах интенсивности потоков солнечных нейтрино. Было бы очень полезно знать *истинный* “доверительный интервал  $3\sigma$ ”, однако это не представляется возможным, поскольку неизвестны статистические функции распределения ряда параметров, входящих в теорию (таких, например, как коэффициент радиационной непрозрачности и поправки к сечениям взаимодействия нейтрино на процессы, запрещенные в первом порядке правилами отбора). В процессе работы мы с сотрудниками постарались сделать понятие полного теоретического интервала достаточно широким, так чтобы выход истинного значения какого-либо параметра за пределы этого вычисленного интервала означал бы, что при определении параметра допущена ошибка.

Для определения оптимальных значений параметров стандартной солнечной модели и соответствующих неопределенностей требуются большие коллективные усилия. Никакой отдельный ученый или небольшая группа исследователей не могут быть специалистами во всех областях физики, необходимых для выполнений расчета. Поэтому построение достаточно точной солнечной модели и оценка возможных неопределенностей зависят от деятельности очень многих исследователей разного профиля.

Для всех непосредственно измеримых величин (таких, как скорости ядерных реакций и светимость Солнца) мы будем характеризиро-

### 7.1. Способы оценки неопределенностей

вать возможный интервал их изменения тремя стандартными отклонениями.

Что касается вычисляемых величин, то оценки суммарной погрешности расчета в оригинальных работах встречаются очень редко. В большинстве случаев нам приходилось выполнять эту процедуру самим. При этом мы часто оценивали неопределенность расчета какого-либо параметра, просто полагая ее равной разбросу опубликованных значений, полученных в результате наиболее точных расчетов разными авторами. В случае экспериментальных параметров, ошибки измерения которых легче выразить количественно, наша процедура приводит к большим погрешностям, чем для теоретически рассчитываемых величин, таких, как коэффициент непрозрачности. Вместе с тем принятый нами способ представляется нам столь же объективным, как и любой другой, будучи при этом достаточно простым. Если же встречалась ситуация, когда мы располагали результатами всего лишь одного расчета, то приходилось привлекать дополнительные соображения. Например, при учете поправок к сечениям взаимодействия от запрещенных переходов мы увеличили значение этого вклада в 3 раза и назвали его полной неопределенностью.

В отдельных случаях нам приходилось прибегать к чисто эвристическим, “пальцевым” соображениям, что, вообще говоря, принято среди физиков-теоретиков. Известно, например, что многие теоретики определяют интервал возможных значений интересующего их параметра, не принимая во внимание приводимые коллегами-экспериментаторами формальные погрешности схемы. В тиши своих кабинетов они оценивают этот интервал, определяя разброс значений, которые получены разными экспериментальными группами, имеющими хорошую репутацию. Если же измерения интересующей их величины выполнены только одной группой, то эти скептики оценивают минимальную, наиболее правдоподобную ошибку, сравнивая значения параметра, опубликованные этой группой в разное время. (Примером использования такой процедуры вне обычных рамок применимости является проводимый ниже (гл. 10) анализ данных на рис. 10.1, на котором представлены по мере их появления значения измеренной скорости захвата нейтрино ядром  ${}^{37}\text{Cl}$ .)

Способ оценки неопределенности расчета демонстрируется ниже на конкретных примерах (см. разд. 7.2 и 7.3). Во всех случаях четко формулируются исходные предположения и способ получения оценки. Если читателю известен лучший или отличный от нашего способ определения ошибок, то, руководствуясь данными настоящей главы,

а также работ [59, 83], он может легко сделать самостоятельные оценки.

Большая часть имеющихся в литературе данных по скоростям захвата нейтрино и возможным диапазонам их изменения рассчитана в предположении: а) что справедлива стандартная солнечная модель и б) что на пути от Солнца до Земли с нейтрино ничего не происходит. Вместе с тем имеются достаточно убедительные экспериментальные свидетельства того, что подобная комбинированная консервативная гипотеза не отвечает действительности (это следует из экспериментов с  $^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II; см. гл. 1 или гл. 10 и 13 в настоящей книге).

Каким образом можно оценить скорости захвата и соответствующие неопределенности теории, если спектр энергий падающих нейтрино имеет нестандартный вид? Процедура в этом случае относительно проста, если форма энергетического спектра нейтрино от каждого из источников остается неизменной, а различия касаются только полного числа нейтрино конкретного типа. Это условие выполняется для всех так называемых нестандартных солнечных моделей (см. гл. 5), включая гипотезу WIMP-частиц, поскольку в этих моделях относительные количества нейтрино от разных источников действительно отличаются от стандартных значений, тогда как нормализованные спектры отдельных источников не меняются. В этом случае мы можем в расчетах использовать сечения взаимодействия нейтрино с веществом (см. гл. 8) совместно с соответствующими оценками потоков (гл. 6) и неопределенностей (см. ниже разд. 7.2). Ситуация усложняется, если форма энергетических спектров нейтрино от отдельных источников претерпевает дополнительное изменение под действием других физических процессов, таких, например, как эффект МСВ. В этом случае для расчета эффективных сечений поглощения нейтрино, имеющих конкретный спектр энергий, необходимо использовать отдельные сечения как функции энергии (таблицы сечений приведены в гл. 8). Погрешности в определении сечений для большинства случаев можно найти в разд. IV. В работы [83] (см. также гл. 8), поскольку относительные ошибки определения сечения поглощения для конкретного источника нейтрино с удовлетворительной степенью точности не зависят от формы спектра.

## 7.2. Примеры

### А. Сечения ядерных реакций

Оценка ошибки ( $3\sigma$ ) экспериментального определения сечения ядерных реакций является несложной процедурой, поскольку для всех важных случаев можно получить экспериментальные данные, что позволяет провести соответствующую статистическую обработку. Современные данные по сечениям можно найти в обзорах [83, 472]. При этом возникает только один принципиальный вопрос: как нужно поступать в тех экстраординарных случаях, когда результаты одного-двух явно хороших экспериментов сильно выходят за пределы вычисленных ошибок измерений? В таких случаях мы обычно рассчитывали скорости захвата солнечных нейтрино для двух "конкурирующих" значений с погрешностями, даваемыми каждой из экспериментальных групп. Что касается лабораторных экспериментов, то все основные противоречия были разрешены путем новых измерений.

В табл. 3.1 и 3.2 гл. 3 приведены параметры ядерных реакций  $\text{pp}$ - и  $\text{CNO}$ -цепей. Там же указаны среднеквадратичные ошибки их определения.

С точки зрения физики солнечных нейтрино наиболее важно точно определить сечения реакций  $^3\text{He}+^3\text{He}$ ,  $^3\text{He}+^4\text{He}$ ,  $^7\text{Be}+\text{p}$  и  $^3\text{He}+\text{p}$  (реакции 3, 4, 7 и 10 из табл. 3.1). Из всех реакций солнечного нуклеосинтеза наименее изученной и вместе с тем наиболее важной для проблемы солнечных нейтрино является реакция 7 из табл. 3.1:  $^7\text{Be}+\text{p}$ , приводящая к образованию нейтрино от распада  $^8\text{B}$ . Низкоэнергетическое сечение этой реакции известно с точностью 22% ( $3\sigma$ ), что приводит к такой же точности расчета потока борных нейтрино [формула (7.7)]. Существенно уменьшить эту ошибку представляется затруднительным в силу больших статистических и систематических ошибок измерения малого сечения взаимодействия на мишени из радиоактивного изотопа  $^7\text{Be}$  (см., например, работы [258, 358, 472]).

Скорости двух важных реакций вообще приходится рассчитывать, поскольку измерить их в лабораторных условиях не удастся. Это реакции  $\text{pp}$  и  $\text{e}^-+^7\text{Be}$  (реакции 1а и 5 из табл. 3.1). Мы оценивали возможные неопределенности путем сравнительного анализа результатов разных методов расчета (см. разд. II.A работы [59] и табл. 3.1).

## Б. Распространенность тяжелых элементов в приповерхностном слое Солнца

В стандартных солнечных моделях предполагается, что в нашу эпоху в приповерхностном слое Солнца могут присутствовать все элементы периодической системы, не превосходящие по массе углерод. Весьма правдоподобные рассуждения показывают, что влиянием диффузии и ядерных реакций на распространенность тяжелых элементов и водорода в приповерхностном слое можно пренебречь.

Одним из важных параметров стандартной солнечной модели является отношение концентрации тяжелых элементов к водороду  $Z/X$  (см. гл. 2). Относительная распространенность тяжелых элементов играет важную роль при определении коэффициента непрозрачности солнечного вещества, знание которого необходимо для расчета нейтринных потоков. В работе [59] в качестве стандартного химического состава Солнца использовалась композиция, рекомендованная Россом и Аллером [538] для расчета коэффициента непрозрачности. С тех пор появилось много новых наблюдательных данных и теоретических исследований, расширивших наши знания о распространенности отдельных элементов в приповерхностном слое Солнца. Эти коллективные усилия многих исследователей были удачно проанализированы в обзорах Гревесса [302] и Аллера [12] (написанных примерно в одно время). При расчете стандартной солнечной модели [83] мы пользовались данными для приповерхностных распространенностей, представленных Гревессом [302].

Данные этих двух работ находятся в превосходном согласии. По сравнению с первоначальным значением  $Z/X = 0,0228$  для химического состава Росса — Аллера [538] оптимальное значение  $Z/X$  заметно возросло. Так, Гревесс [302] приводит  $(Z/X)_{\text{Гревесс}} = 0,02765$ , а Аллер [12] —  $(Z/X)_{\text{Аллер}} = 0,02739$ . Увеличение составляет около 19%, что почти вдвое больше неопределенности расчета согласно оценке, полученной в работе [83]. В соответствии с указанной в предыдущем разделе эвристической процедурой (уточнение значений во времени по мере появления новых измерений) можно следующим образом оценить полную неопределенность величины  $(Z/X)$  [83]:

$$\Delta(Z/X) = 0,19(Z/X). \quad (7.1)$$

Численно оценка по (7.1) лишь немного превышает оценки Гревесса и Аллера, если понимать под приведенными у них значениями обычные среднеквадратичные ошибки и увеличить их согласно нашей методике в 3 раза (три стандартных отклонения).

## В. Радиационная непрозрачность

Основой для оценки неопределенностей коэффициента радиационной непрозрачности солнечного вещества послужило сравнение нейтринных потоков, которые вычислялись отдельно с помощью Лос-Аламосской библиотеки коэффициентов астрофизической непрозрачности и предварительной версии программы Ливерморской лаборатории для расчета непрозрачности. Вычисления проводились для различных солнечных моделей, которые строились с использованием коэффициентов непрозрачности, полученных по двум независимым программам, причем все другие параметры сохранялись постоянными.

Результаты расчета приведены в табл. 7.1 (см. также табл. XIV в работе [59]). Видно, что интенсивности потоков нейтрино от реакций  $pp$ ,  $pep$ ,  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^{13}\text{N}$  согласуются между собой с точностью лучше 10%. В случае борных нейтрино расхождение составляет примерно 16%, а для нейтрино от  ${}^{15}\text{O}$  — около 11%.

Отметим, что использованные нами программы расчета потоков нейтрино, приведенных в табл. 7.1, разрабатывались совершенно независимо. В них заложены разные численные алгоритмы и физические модели. Одна основана на некоторой комбинации детального учета конфигураций ионов и описания ионов в приближении статического экранирования, тогда как во второй ионы описываются в релятивистском приближении самосогласованного поля Хартри — Фока — Слетера.

Поэтому данные табл. 7.1 позволяют дать количественную оценку достигнутой к настоящему времени точности расчета коэффициента непрозрачности (и ее влияния на интенсивности нейтринных потоков) при фиксированном химическом составе вещества Солнца. Более подробное обсуждение связанных с этим физических вопросов можно найти в работе [341].

В отличие от результатов табл. 7.1 позднее при расчете коэффициентов непрозрачности мы учли ряд дополнительных эффектов [83]. Почувствовать их роль можно путем расчета изменения потока борных нейтрино в стандартной солнечной модели при учете каждого из них по отдельности. Относительные изменения потоков нейтрино от других реакций, вообще говоря, не так важны, и их можно приближенно оценить по методу частных производных (разд. 7.3). Расчеты показали, что наиболее существенно на коэффициент непрозрачности влияют процессы превращений элементов в CNO-цикле и процессы электронного рассеяния.

**Таблица 7.1.** Нейтринные потоки, рассчитанные для двух вариантов оценки коэффициента непрозрачности (с использованием программ Лос-Аламосской и Ливерморской лабораторий). Результаты получены для параметров стандартной модели [59]. Потоки измеряются в единицах  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Источник	Лос-Аламосская программа	Ливерморская программа
pp	6.1	6.1
pep	0.015	0.016
${}^7\text{Be}$	0.41	0.38
${}^8\text{B}$	0.000585	0.00050
${}^{13}\text{N}$	0.046	0.043
${}^{15}\text{O}$	0.037	0.033

*Превращения в CNO-цикле.* Радиационная непрозрачность Солнца меняется в результате постепенного превращения элементов CNO-цикла в азот в процессе ядерного горения. Несмотря на то что энерговыделение в этом цикле обеспечивает лишь малую долю наблюдаемой солнечной светимости, за время существования Солнца ядра углерода и азота участвовали в цепной реакции уже около 12 раз, тогда как ядра кислорода участвуют только в первом цикле. В результате практически весь углерод и около 6% кислорода должны к настоящему времени превратиться в  ${}^{14}\text{N}$ . Поскольку эти элементы сильно влияют на коэффициент непрозрачности солнечного ядра, учет их взаимных превращений меняет усредненный коэффициент непрозрачности.

Конкретно учет превращения углерода и кислорода в  ${}^{14}\text{N}$  привел к дополнительному увеличению потока борных нейтрино на 8%.

*Электронное рассеяние.* В лос-аламосских таблицах коэффициентов непрозрачности учтено влияние коллективных процессов на сечение рассеяния электронов. Ранее мы в своих расчетах [59] пользовались формулой, выведенной Дизендорфом [226], согласно которой учет коллективных процессов приводит почти всюду внутри Солнца к уменьшению сечения рассеяния электронов по сравнению с томсоновским примерно на 35%. Более детальные расчеты, проведенные в Лос-Аламосе, свидетельствуют о существенно меньшем подавлении рассеяния электронов, всего лишь на 18%, что в свою очередь приво-

дит к увеличению *полной* непрозрачности центральной области Солнца на 2,4%.

За период с 1982 по 1988 г. в результате подобных модификаций предсказываемая интенсивность потока борных нейтрино возросла примерно на 19%, что почти вдвое превышает неопределенность расчета, оцениваемую по данным табл. 7.1. Отсюда можно предположить, что мы занизили теоретическую неопределенность коэффициента непрозрачности примерно в 2 раза. Что касается уточненных лос-аламосских данных, то их учет приводит к увеличению предсказываемого потока борных нейтрино на 9%.

### Г. Солнечная постоянная

Современные результаты измерений солнечной постоянной согласуются друг с другом с точностью до 1% (см., например, работы [328, 659, 660, 661]). При этом в отдельных экспериментах систематические ошибки оказываются больше статистических. В своих расчетах мы приняли номинальное значение усредненного солнечного потока на расстоянии 1 а.е. равным  $(1372 \pm 4) \text{ Вт/м}^2$ , или

$$L_{\odot} = 3,86(1 \pm 0,005) \cdot 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (7.2)$$

### Д. Возраст Солнца

Возраст метеоритов в настоящее время определяется достаточно точно и составляет примерно  $4,55 \cdot 10^9$  лет (см., например, [647, 648]). Промежуток времени между началом формирования метеоритов и образованием Солнца, вообще говоря, не определен, однако с точки зрения интересующих нас временных масштабов большинство исследователей считают это несущественным. В рамках стандартной солнечной модели мы приняли, что возраст Солнца равен  $(4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$  лет. Этой точности вполне достаточно для расчета потоков солнечных нейтрино в нашу эпоху.

### Е. Уравнение состояния

Вопреки интуитивным опасениям некоторых физиков, уравнение состояния звездного вещества при условиях, характерных для недр Солнца, хорошо известно. Неопределенности теории малы, потому что в ядре звезды, где протекают процессы нуклеосинтеза, солнечное вещество не сильно отличается от идеального газа. В уравнение



состояния, закладываемое в стандартную солнечную модель (гл. 4), наряду с тепловым давлением, рассчитываемым с учетом эффектов вырождения, входит также давление излучения. Экранировка взаимодействий учитывается в приближении Дебая — Хюккеля. В расчетах, выполненных до 1982 г., мы предполагали, что при температурах выше  $10^5$  К солнечная плазма полностью ионизована (т. е. всюду, кроме приповерхностного слоя). Затем Улрик [629] вывел модифицированное уравнение состояния без начального предположения о полной ионизации солнечного вещества. Расчеты показали, что различия в нейтринных потоках от всех источников для этих двух уравнений состояния не превышают 1,5% [59]. Эти небольшие различия являются единственной количественной мерой того, насколько значительными могут быть неопределенности в расчетных потоках нейтрино, обусловленные неопределенностями в уравнении состояния.

### 7.3. Сечения взаимодействия нейтрино с веществом

С сечениями поглощения нейтрино связаны главные неопределенности расчета, ограничивающие возможности интерпретации некоторых важных экспериментов с солнечными нейтрино, например с детекторами на  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{115}\text{In}$  и  $^{205}\text{Tl}$  (см. гл. 12 и 14). В силу важности этого вопроса мы вынесли его обсуждение в самостоятельный раздел.

Имеются две главные причины неопределенностей в сечениях поглощения нейтрино: 1) переходы в возбужденные состояния и 2) поправки от запрещенных переходов. В случае детекторов солнечных нейтрино обычно наиболее существенны неопределенности, связанные с возбуждением ядра. В данном разделе мы рассмотрим несколько конкретных примеров, обсудим переходы в возбужденные состояния, опишем неопределенности от поправок на запрещенные переходы и в заключение покажем, как найти суммарную неопределенность расчета.

#### А. Примеры

Только в случае хлор-аргонового детектора можно достаточно точно оценить матричные элементы разрешенного перехода, связывающего основное состояние ядра  $^{37}\text{Cl}$  с возбужденными состояниями  $^{37}\text{Ar}$ . Такая калибровка выполняется с использованием имеющихся

данных по  $\beta$ -распаду изотопа  $^{37}\text{Ca}$ , который можно рассматривать как изотопный аналог процесса захвата нейтрино. Согласно работам [43, 68], неопределенность вычисленного сечения поглощения высокоэнергетических борных и гер-нейтрино в данном случае составляет около 10%. При поглощении нейтрино от всех остальных солнечных источников ядра  $^{37}\text{Ar}$  образуются только в основном состоянии, что приводит к меньшей неопределенности сечения, на уровне 6%.

Сечения поглощения нейтрино в дейтериевой мишени можно рассчитать в явном виде для различных моделей ядра. Соответствующие вычисленные неопределенности составляют 10% [70, 83, 454].

Неопределенности в сечениях рассеяния нейтрино на электронах малы и, согласно оценкам, не превышают 5%. В основном они связаны с радиационными поправками [48]; вычисленную неопределенность можно было бы существенно уменьшить, если провести более детальный теоретический расчет.

Для других детекторов возможные неопределенности в сечениях поглощения нейтрино обсуждаются в разд. IV работы [83].

#### Б. Восстановление матричных элементов по данным (p, n)-реакций

Наиболее серьезные неопределенности при оценке сечения поглощения нейтрино связаны с несверхразрешенными переходами в возбужденные состояния — с так называемыми гамов-теллеровскими переходами (ядерный спин изменяется на 0 или  $\pm 1$ , четность сохраняется). Во многих важных случаях порядок гамов-теллеровских сечений можно оценить, измеряя характеристики аналогичных (но не тождественных) процессов в (p, n)-реакциях. В этих реакциях налетающий протон замещает нейтрон в ядре-мишени, в результате чего в конечном состоянии образуются ядро с увеличенным на единицу зарядом и свободный нейтрон.

Насколько велики могут быть ошибки  $3\sigma$  определения гамов-теллеровских матричных элементов по данным (p, n)-реакций? К сожалению, строгое обоснование оценки отсутствует и диапазон правдоподобных оценок  $3\sigma$  оказывается довольно широким.

Дело в том, что существующие модели ядра предсказывают не наблюдающиеся на эксперименте зависимости матричных элементов от массового числа и конфигурации ядра [607]. Кроме того, за исключением некоторых сходных черт, квантовомеханические операторы, описывающие гамов-теллеровские и (p, n)-процессы, вообще говоря, различны. Поэтому представляется маловероятным, что в

обозримом будущем теория ядерных (р, n)-реакций будет разработана до такой степени, чтобы можно было определить точность расчета гамов-теллеровских матричных элементов по данным (р, n)-реакций.

В результате для оценок ошибок мы вынуждены были прибегнуть к эмпирической процедуре сравнения матричных элементов, известных непосредственно из прямых измерений  $\beta$ -распада, с их значениями, вычисляемыми по данным (р, n)-экспериментов. В принципе, если ошибки имеют нормальное распределение, то на основании предвзятой выборки достаточно точных экспериментов на ядрах с не сильно различающимися массовыми числами эта процедура позволяет надежно оценить три стандартных отклонения, определив тем самым доверительный интервал. К сожалению, в детекторах солнечных нейтрино на ядрах с большими массовыми числами  $A$  гамов-теллеровские переходы относительно слабы, и в литературе имеются данные всего лишь о пяти-шести экспериментах. Что более существенно, нет никакой гарантии, что возможные отклонения от среднего значения при такой процедуре пересчета отвечают нормальному распределению.

Особенно неблагоприятная ситуация складывается для нейтринных мишеней с тяжелыми ядрами, такими, как  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{115}\text{In}$  и  $^{205}\text{Tl}$ . При массовых числах, превышающих  $A = 27$ , достаточно точные данные по интересующим нас гамов-теллеровским переходам в литературе вообще отсутствуют, а при массовых числах  $A = 42$  нет точных данных и по сверхразрешенным, и по разрешенным переходам [607].

Дело в том, что с ростом  $A$  ядерные уровни сближаются и гамов-теллеровские переходы становятся обычно более слабыми, а это приводит к резкому усложнению эксперимента. Кроме того, в случае более слабых переходов существеннее могут сказаться различия между квантовомеханическими операторами гамов-теллеровского и (р, n)-процессов. При большом  $A$  может возрастать также относительный вклад от состояний с различными орбитальными угловыми моментами.

Имеющиеся к настоящему времени точные данные можно найти в табл. 3 работы [607] (см. там же рис. 20 и 29). Эта информация, однако, не позволяет надежно оценить неопределенности  $3\sigma$  матричных элементов для тяжелых ядер ( $A \geq 70$ ).

Поэтому для определенности я принимаю множитель 2 при описании полного теоретического интервала неопределенностей для переходов в возбужденные состояния, матричные элементы которых должны быть вычислены по данным (р, n)-реакций. Я считаю, что

нижняя граница интервала соответствует половине значения, даваемого (р, n)-измерениями, а верхняя — удвоенному такому значению. Скажем, если сечение, рассчитанное по (р, n)-данным, равно  $X$ , то мы выбираем в качестве верхнего предела  $2X$ , а в качестве нижнего  $0,5X$  (что приводит к различиям в верхних и нижних оценках ошибок для некоторых детекторов). При оценке неопределенностей, обусловленных возбужденными ядерными уровнями, я суммирую вклады от отдельных возбужденных состояний для нейтрино от всех источников, возвожу полученную сумму в квадрат и прибавляю ее к сумме квадратов других неопределенностей расчета. Я считаю такую процедуру законной, поскольку вероятнее всего, что максимальная ошибка проистекает от неправомерной экстраполяции соотношения между (р, n)-сечением и сечением захвата нейтрино на случай конкретных ядер-мишеней с большими массовыми числами. Изменение этого соотношения вызовет одновременный сдвиг рассчитанных таким образом вероятностей переходов.

Описанная только что неопределенность в виде множителя 2 представляет собой приближенную оценку систематических ошибок при использовании экспериментальных данных в случае (р, n)-реакций для вычисления матричных элементов гамов-теллеровских переходов. Статистические ошибки и ошибки измерения, которые обычно меньше этой неопределенности, следует учитывать независимо.

В заключение следует заметить, что для выяснения ошибок восстановления матричных элементов “слабых” переходов по (р, n)-сечениям требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. Необходимо выполнить измерения на ядрах с массовыми числами  $A$  в диапазоне примерно 70 — 130, для которых матричные элементы переходов известны непосредственно из экспериментов по  $\beta$ -распаду. Важнее всего выяснить, каким образом можно распространить на область больших  $A$  соотношение между фермиевскими и гамов-теллеровскими матричными элементами, установленное только для легких ядер. Чтобы сделать эмпирическую оценку возможных ошибок, необходимо провести измерения по крайней мере на десяти различных ядрах с  $A \geq 70$ .

## В. Поправки от запрещенных переходов

Неопределенность расчета, обусловленная возможным вкладом в сечение поглощения нейтрино от запрещенных переходов, принимается равной утроенному значению наилучшей имеющейся оценки этого

вклада, представленной в работе [68]. (Эта оценка, в свою очередь, была получена методами теории подобия, так как надежные способы расчета матричных элементов запрещенных переходов отсутствуют.) Кроме того, в случае  $^8\text{B}$ -нейтрино имеется дополнительная неопределенность, связанная с тем, что точно неизвестна форма спектра этих нейтрино. Мы полагаем, что обусловленная этим неопределенность оценки сечения поглощения борных нейтрино составляет примерно 3% [68].

### Г. Сложение неопределенностей в сечениях поглощения

Каким образом следует складывать неопределенности сечений захвата нейтрино от различных источников в конкретном детекторе? Вначале все источники солнечных нейтрино следует разделить на две группы: группу высокоэнергетических нейтрино (только борные и  $\text{He}$ ) и низкоэнергетических (все остальные источники). Внутри каждой группы наиболее вероятные ошибки (определения матричных элементов, поправки от запрещенных переходов, неопределенности скорости распада) обычно складываются когерентно. Следовательно, внутри группы мы суммируем отдельные неопределенности, полученное значение возводим в квадрат и для оценки полной неопределенности находим среднеквадратичное значение по двум группам источников. Что касается эксперимента с  $^{115}\text{In}$ , то неопределенности оценки сечения складываются когерентно, так как матричные элементы всех учитывавшихся ядерных переходов рассчитывались лишь по (p, n)-данным.

### 7.4. Степенные зависимости

В этом разделе мы покажем, каким образом оценивать неопределенность расчета нейтринных потоков в предположении, что все внешние параметры имеют нормальное распределение, их средние значения и дисперсии известны и что распределение вероятностей для каждого нейтринного потока тоже является нормальным. Эта процедура требует не очень больших вычислений, а именно построения и расчета нескольких вариантов солнечных моделей для каждого из параметров. Для выявления приближенной степенной зависимости предсказываемой скорости счета от различных параметров и для оценки возможного влияния их небольших изменений без по-

строения последовательности стандартных солнечных моделей можно прибегнуть к методу оценки частных производных. В следующем разделе 7.5 для сравнения мы рассмотрим результаты численного моделирования по методу Монте-Карло формы функций распределения вероятности для интенсивности нейтринных потоков.

### А. Логарифмические производные

С целью получения оценки неопределенности теоретических предсказаний для конкретных экспериментов, обусловленной неточностью задания различных внешних параметров, мы с Улриком рассчитали логарифмические производные интенсивности каждого из нейтринных потоков по отношению к наиболее существенным параметрам. Эти производные определялись путем небольшого начального изменения (примерно до 10%) какого-либо одного параметра  $x_i$  (например, сечения  $\text{pp}$ -реакции или отношения концентрации тяжелых элементов к водороду) с последующим итерационным расчетом возмущенной солнечной модели. Сходимость контролировалась по принятым в настоящее время светимости и радиусу Солнца. Полученные различия в нейтринных потоках в модели с возмущенным параметром и в стандартной солнечной модели использовались для определения логарифмических производных:

$$\alpha_{i,j} = \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln x_j}. \quad (7.3)$$

Рассчитанные таким образом частные производные относятся к современной эпохе. Их значения отличаются от величин, которые можно получить с помощью модели, описывающей эволюцию Солнца на более ранних временах (см. табл. 4.6).

В конкретных расчетах частные производные вычислялись с помощью соотношения

$$\alpha_{i,j} \cong \frac{\ln[\phi_i/\phi_i(0)]}{\ln[x_j/x_j(0)]}, \quad (7.4)$$

где величины с "нулевым аргументом" (0) относятся к стандартной солнечной модели. Как правило, для оценки частных производных в дополнение к стандартной модели было достаточно рассчитать еще две последовательности (с параметром, смещенным по обе стороны от стандартного значения). Приближение малых возмущений эквивалентно утверждению, что интенсивности нейтринных потоков имеют

**Таблица 7.2.** Расчетные значения частных производных для нейтринных потоков. В каждом столбце приведены значения логарифмических частных производных интенсивности потока для нейтрино от различных источников по параметру, указанному в заголовке. Например,  $\partial \ln \phi_{pp} / \partial \ln S_{11} = +0,14$ . Факторы сечения при низких энергиях  $S_{11}$ ,  $S_{33}$  и  $S_{34}$  относятся соответственно к реакциям 1, 4 и 5 табл. 3.2; фактор  $S_{1,14}$  относится к реакции  $^{14}\text{N} + p$  (см. табл. 3.3)

Источник	$S_{11}$	$S_{33}$	$S_{34}$	$S_{1,14}$	$L_{\odot}$	$R_{\odot}$	$Z/X$	Возраст Солнца
pp	+0.14	+0.03	-0.06	-0.02	+0.73	+0.01	-0.08	-0.07
pep	-0.17	+0.05	-0.09	-0.02	+0.87	+0.21	-0.17	+0.00
hep	-0.08	-0.45	-0.08	-0.01	+0.12	-0.09	-0.22	-0.11
$^7\text{Be}$	-0.97	-0.43	+0.86	-0.00	+3.40	+0.22	+0.58	+0.69
$^8\text{B}$	-2.59	-0.40	+0.81	+0.01	+6.76	+0.48	+1.27	+1.28
$^{13}\text{N}$	-2.53	+0.02	-0.05	+0.85	+5.16	+0.28	+1.86	+1.01
$^{15}\text{O}$	-2.93	+0.02	-0.05	+1.00	+5.94	+0.49	+2.03	+1.27
$^{17}\text{F}$	-2.94	+0.02	-0.05	+0.01	+6.25	+0.37	+2.09	+1.29

степенную зависимость от разных параметров, т. е.

$$\phi_i = \phi_i(0) \left[ \frac{x_j}{x_j(0)} \right]^{\alpha_{i,j}} \quad (7.5)$$

Соответствующие значения логарифмических производных по отношению к каждому из существенных параметров приведены в табл. 7.2. В таблице опущены производные по отношению к фактору сечения  $S_{17}$  для реакции  $^7\text{Be} + p$ , так как малая вероятность этой реакции (см. позицию 7 в табл. 3.1) гарантирует, что единственное значение производной, заметно отличное от нуля, равно  $\partial \ln \phi(^8\text{B}) / \partial \ln S_{17} = 1,00$ .

Данные табл. 7.2 можно преобразовать в соответствующие степенные зависимости. Например, для потока основных pp-нейтрино имеем

$$\phi(\text{pp}) \propto S_{11}^{0,14} S_{33}^{0,03} S_{34}^{-0,06} L_{\odot}^{0,73} (Z/X)^{-0,08} (\text{возраст})^{-0,07}. \quad (7.6)$$

Важно, что интенсивность потока pp-нейтрино относительно слабо зависит от всех параметров, кроме светимости Солнца. Напротив,

для более доступных экспериментально нейтрино от распада  $^8\text{B}$  имеем другую ситуацию:

$$\phi(^8\text{B}) \propto S_{11}^{-2,6} S_{33}^{-0,40} S_{34}^{0,81} S_{17}^{1,0} L_{\odot}^{6,8} R_{\odot}^{0,48} (Z/X)^{1,3} (\text{возраст})^{1,3}. \quad (7.7)$$

Нейтрино от hep-реакции относительно слабо чувствительны к вариациям всех параметров, кроме скоростей реакций  $^3\text{He} + p$  и  $^3\text{He} + ^3\text{He}$ . Таким образом,

$$\phi(\text{hep}) \propto S_{11}^{-0,08} S_{13}^{1,0} S_{33}^{-0,45} S_{34}^{-0,08} L_{\odot}^{0,1} R_{\odot}^{-0,09} (Z/X)^{-0,2} (\text{возраст})^{0,1}. \quad (7.8)$$

По степени чувствительности к внешним параметрам бериллиевые нейтрино занимают промежуточное положение между pp-нейтрино и борными. В этом случае мы имеем

$$\phi(^7\text{Be}) \propto S_{11}^{-0,97} S_{33}^{-0,43} S_{34}^{0,86} L_{\odot}^{3,40} R_{\odot}^{0,22} (Z/X)^{0,58} (\text{возраст})^{1,3}. \quad (7.9)$$

Для правильной интерпретации геохимических экспериментов, в которых измеряемый поток борных нейтрино усредняется по большому промежутку времени (см. в гл. 12 обсуждение экспериментов на изотопах  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{205}\text{Tl}$ ), необходимо вычислять другие частные производные. В этом случае требуется знать скорость возрастания потока борных нейтрино во времени в процессе эволюции Солнца при условии постоянства закладываемого в стандартную солнечную модель возраста Солнца и его светимости. Оценка по данным табл. 4.6 для времен  $t$ , близких к закладываемому в стандартную солнечную модель возрасту Солнца  $4,6 \cdot 10^9$  лет, дает

$$\phi(^8\text{B}, t) |_{L_{\odot}, t_{\text{возраст}}} \propto t^{3,4}. \quad (7.10)$$

## Б. Неопределенности расчета нейтринных потоков

В этом разделе мы опишем методику оценки неопределенности расчета скорости образования нейтрино в различных термоядерных реакциях. Расчетные значения потоков были приведены ранее в табл. 6.5. Указанные там погрешности не учитывают возможные неточности, связанные с чувствительностью детектора. В нашем рассмотрении мы также будем исключать эти факторы.

В общем случае для данного детектора нейтрино можно записать следующее выражение для полной скорости счета:

$$\text{Скорость счета} = \sum_i [\phi_i / \phi_i(0)] [\phi_i(0) \sigma_i]. \quad (7.11)$$

Первый множитель в правой части равенства (7.11) можно оценить с помощью степенных зависимостей, полученных из табл. 7.2 [ср. с выражениями (7.6)–(7.9)]. Второй оценивается при помощи подстановки известных для стандартной солнечной модели нейтринных потоков (табл. 6.5) и сечений взаимодействия, представленных в гл. 8. Выражение (7.11) приобретает особенно простой вид для детекторов, преимущественно чувствительных к конкретному типу солнечных нейтрино. Например, детекторы на дейтерии, на изотопах  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  и детектор  $\nu$ -e-рассеяния чувствительны в основном к борным нейтрино. Поэтому в таких экспериментах зависимость скорости счета от внешних параметров описывается выражением (7.7).

Полную относительную погрешность расчета интенсивности потока нейтрино конкретного типа можно вычислить с помощью следующего выражения:

$$\frac{\delta\phi_i}{\phi_i} = \left\{ \sum_j [(1 + \delta x_j/x_j)^{\alpha_{i,j}} - 1]^2 \right\}^{1/2} \quad (7.12)$$

Здесь  $\delta x_j/x_j$  обозначают относительные погрешности каждого из входных параметров  $x_j$ .

Приведенные в табл. 6.5 суммарные неопределенности расчета нейтринных потоков обусловлены неопределенностями задания скоростей ядерных реакций, предполагаемой распространенности тяжелых элементов, коэффициента радиационной непрозрачности и солнечной постоянной. В них не включены ошибки (иногда большие) сечения поглощения нейтрино, которые обсуждаются в гл. 8 и в последующих разделах данной главы при описании конкретных экспериментов.

Возникает естественный вопрос о правомерности обсуждавшихся выше степенных аппроксимаций в случае больших отклонений параметров от стандартных значений и особенно тогда, когда все эти отклонения действуют, скажем, в направлении уменьшения среднего значения потока борных нейтрино. Влияние подобных одновременных больших отклонений изучалось в работе [59], где были проведены достаточно точные расчеты солнечной модели, в которой одновременно изменялись скорости четырех ядерных реакций. При этом каждый параметр первоначально изменялся на три стандартных отклонения в сторону, приводящую к уменьшению потока борных нейтрино.

Результаты этих расчетов совместно с оценками по степенным зависимостям (7.6)–(7.9) приведены в табл. 7.3. Видно, что для всех

Таблица 7.3. Оценка влияния одновременных больших отклонений параметров скоростей ядерных реакций  $S_{11}$ ,  $S_{33}$ ,  $S_{34}$  и  $S_{17}$  (по данным табл. XII работы [59]). Потоки нейтрино приведены в единицах  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Во втором столбце даны интенсивности потоков, рассчитанные по данным стандартной солнечной модели (CCM) 1982 г. В третьем столбце приведены смещенные значения, полученные методом частных производных (табл. 7.2). В четвертом столбце приведены интенсивности потоков, полученные непосредственным пересчетом солнечной модели для новых значений параметров. В последнем столбце дано относительное расхождение двух оценок

Источник	Поток, CCM, 1982	Оценка по частным производным	Возмущенная солнечная модель	Расхождение, %
pp	$6.07 \cdot 10^{10}$	$6.27 \cdot 10^{10}$	$6.25 \cdot 10^{10}$	0.5
pep	$1.50 \cdot 10^8$	$1.55 \cdot 10^8$	$1.51 \cdot 10^8$	3
$^7\text{Be}$	$4.3 \cdot 10^9$	$2.52 \cdot 10^9$	$2.72 \cdot 10^9$	7
$^8\text{B}$	$5.6 \cdot 10^6$	$2.22 \cdot 10^6$	$2.05 \cdot 10^6$	8
$^{13}\text{N}$	$5.0 \cdot 10^8$	$3.61 \cdot 10^8$	$3.75 \cdot 10^8$	4
$^{15}\text{O}$	$4.0 \cdot 10^8$	$2.64 \cdot 10^8$	$2.80 \cdot 10^8$	6

представляющих интерес потоков солнечных нейтрино большие изменения потоков при указанных изменениях параметров (с учетом оценок неопределенностей 1982 г.) описываются степенными зависимостями с точностью лучше 10%. Отсюда следует, что приближенный метод расчета логарифмических производных позволяет с удовлетворительной точностью описывать как малые, так и большие отклонения параметров теории от их стандартных значений. Тем не менее остается один неприятный вопрос: насколько хорошо функция распределения неопределенностей данного потока или скорости захвата нейтрино аппроксимируется гауссовой функцией ошибок, стандартное отклонение которой определяется выражением (7.11)?

## 7.5. Моделирование по методу Монте-Карло

Каким образом все же исключить ситуацию, когда закладываемые в стандартную модель измеренные средние значения параметров в действительности испытывают большие отклонения внутри доверительного интервала, причем эти отклонения все действуют в "нужном" направлении, уменьшая средние скорости захвата нейтрино по стандартной модели до значений, реально наблюдаемых в хлор-аргоновом эксперименте и на установке Камиоканде II?

В разд. 7.3 предполагалось, что статистические ошибки расчета нейтринных потоков имеют нормальное распределение и их можно оценить путем нахождения частных производных плотности потока по отношению к параметрам стандартной модели с последующей экстраполяцией линейной теории в область больших смещений параметров. Отметим, что установлению нормального распределения в принципе может препятствовать нелинейность системы уравнений и граничных условий солнечной модели (см., например, [530]).

Бакал и Улрик [83] ответили на эти вопросы вполне определенно. Они построили 1000 точных реализаций солнечных моделей с пятью входными параметрами, значения которых выбирались из нормального распределения при наилучшей оценке среднего значения и стандартного отклонения. В числе пяти величин, которые могли варьироваться случайным образом, были начальное отношение  $Z/X$  концентрации тяжелых элементов к водороду и четыре значения факторов сечений для реакций  $pp$ ,  ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Be}+p$  (см. реакции 1а, 3, 4 и 7 в табл. 3.1). С этими величинами связаны основные неопределенности предсказаний теории как для хлор-аргонового эксперимента, так и для большинства других предлагаемых схем. Учет в моделировании дополнительных параметров должен немного изменить диапазон ошибок расчета потоков и скоростей захвата нейтрино, однако он не повлияет на основные выводы.

Результаты моделирования по методу Монте-Карло согласуются с данными, полученными методом частных производных в предположении независимости и нормального распределения ошибок задания разных параметров. Приведем для сравнения рассчитанные по методу Монте-Карло соответственно для  $pp$ -,  $pep$ -,  $hep$ -,  ${}^7\text{Be}$ -,  ${}^8\text{B}$ -,  ${}^{13}\text{N}$ -,  ${}^{15}\text{O}$ - и  ${}^{17}\text{F}$ -нейтрино относительные стандартные отклонения интенсивностей потоков: 0,006 (0,006), 0,011(0,011), 0,029(0,027), 0,050(0,048), 0,120(0,120), 0,124(0,133), 0,137(0,148) и 0,141(0,153). В

скобках даны значения, полученные методом частных производных по отношению к пяти варьируемым в расчетах параметрам. Видно, что для всех потоков результаты согласуются с точностью лучше 10%.

Что можно сказать об очень больших отклонениях от среднего значения? Какова вероятность того, что случайная вариация внешних параметров модели приведет к изменению интенсивности нейтринного потока относительно оптимального среднего значения на некоторое наперед заданное число стандартных отклонений?

На рис. 7.1 проведено сопоставление результатов численного моделирования подобного статистического распределения интенсивности потоков с зависимостями, полученными в предположении нормального распределения с дисперсией, определенной по методу частных производных, приведенных в табл. 7.1.

На рис. 7.1,а три распределения вероятности сравниваются в интервале от нуля до четырех стандартных отклонений. Полученные зависимости настолько похожи, что в этих масштабах трудно увидеть отклонение результатов моделирования от нормального распределения.

Более детальное рассмотрение в области больших отклонений от среднего, превышающих  $2\sigma$ , показывает (см. рис. 7.1,б), что вероятность появления очень малых значений интенсивности потока борных нейтрино несколько меньше, чем в случае нормального распределения. Так, согласно нормальному распределению, при расчете 1000 солнечных моделей примерно в 6,2 случаях должны были получиться плотности потоков, уменьшенные по сравнению со средним значением на  $2,5\sigma$ . Мы не обнаружили ни одного такого варианта. Напротив, результаты моделирования для параметров, смещенных вверх от среднего, находятся в хорошем согласии с нормальным распределением.

Согласно результатам моделирования, поток борных нейтрино изменяется в диапазоне от  $4,0 \cdot 10^6$  до  $7,9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Оценка трех стандартных отклонений методом частных производных в предположении нормального распределения соответственно дает  $3,6 \cdot 10^6$  и  $7,7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Ожидаемые интенсивности нейтринных потоков в экспериментах, чувствительных только к борным нейтрино (например, рассеяние нейтрино на электронах, а также детекторы на изотопах  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^{98}\text{Mo}$ ), достаточно хорошо описываются степенными зависимостями разд. 7.3.

Такое же прекрасное согласие между результатами моделиро-

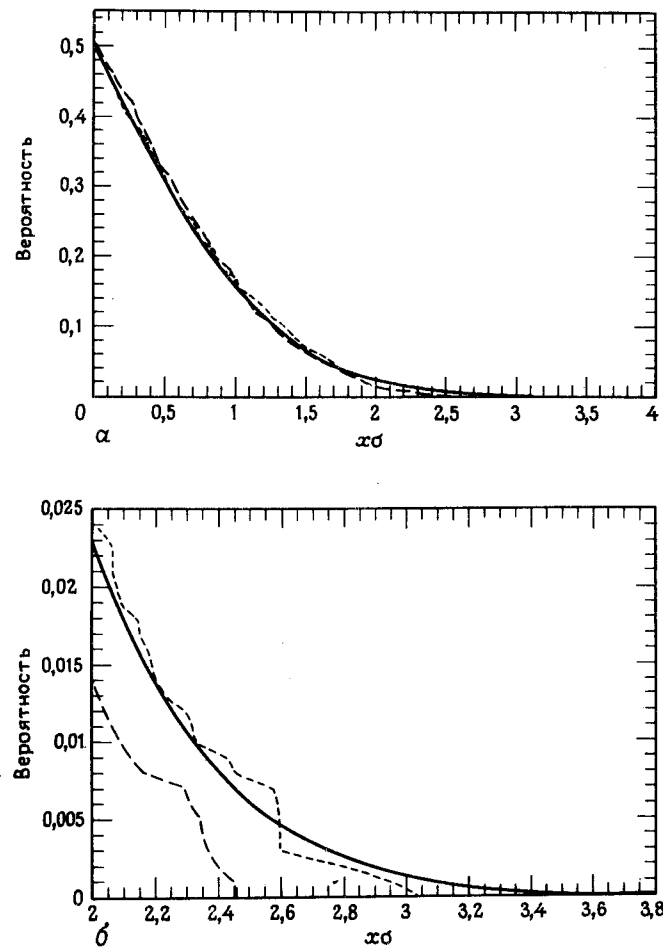


Рис. 7.1. Распределение интенсивностей потока борных нейтрино по результатам моделирования для 1000 солнечных моделей. На этом рисунке распределение потоков борных нейтрино, полученное по результатам моделирования для 1000 точных солнечных моделей, сравнивается с ожидаемым из нормального распределения со средним значением и стандартным отклонением, определенными по методу частных производных (рис. а — отклонение от 0 до  $4\sigma$ ; рис. б — аналогично). Сплошная кривая отвечает нормальному распределению, пунктирная кривая — результаты моделирования для параметров, статистически смещенных вверх от среднего значения, штриховая кривая — результаты моделирования для параметров, смещенных вниз от среднего.

вания методом Монте-Карло и гауссовой экстраполяции имеется для ожидаемых скоростей захвата в хлор-аргоновом и галлий-германиевом экспериментах. Результаты моделирования для хлор-аргонового эксперимента дают скорости захвата в диапазоне 5,8 — 10,5 SNU; оценка трех стандартных отклонений по методу разд. 7.3 дает соответственно 5,4 и 10,3 SNU. Для галлий-германиевого детектора по результатам моделирования скорость счета заключена в диапазоне 119 — 144 SNU, тогда как, согласно гауссовой экстраполяции, имеем 120 — 143 SNU.

Вообще говоря, для выяснения значимости малых отклонений от нормального распределения мы с Улриком могли бы увеличить статистику при моделировании по методу Монте-Карло. Однако мы пришли к выводу, что дополнительные расчеты не дадут ничего существенного, так как мы не знаем статистического распределения значений отдельных входных параметров с точностью, необходимой для детального расчета полной неопределенности на хвосте функции распределения.

Повторим поставленный в начале этого раздела вопрос первостепенной важности: могут ли неопределенности входных параметров объяснить расхождения между предсказаниями теории и экспериментальными данными для хлор-аргонового детектора и детектора Камиоканде II? Ответ, который можно дать на основании рис. 7.1 и цитированных выше численных результатов, будет отрицательным. Точнее: «Нет, такое объяснение представляется крайне маловероятным».

## 7.6. Основные неопределенности расчета

В табл. 7.4 приведены частные неопределенности (полный теоретический диапазон), обусловленные каждым из главных их источников при расчетах потоков нейтрино на основе стандартной солнечной модели. Основные вклады в неопределенность дают (в порядке их перечисления в таблице) погрешности определения низкоэнергетических сечений реакций  $pp$ ,  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Be} + p$  и  ${}^{14}\text{N} + p$ , а также отношения концентраций тяжелых элементов к водороду  $Z/X$  и коэффициента радиационной непрозрачности. Для  $\text{hep}$ -нейтрино суммарная неопределенность расчета не оценивалась из-за большой погрешности определения низкоэнергетического сечения реакции 10 в табл. 3.1. Измерение любого из потоков нейтрино в диапазоне зна-

**Таблица 7.4. Неопределенности расчета нейтринных потоков в стандартной солнечной модели.** Во втором столбце дана полная неопределенность интенсивности потока нейтрино от конкретной термоядерной реакции, а в последующих столбцах приведены парциальные неопределенности, обусловленные неточностью задания соответствующего параметра (например, скорости pp-реакции, отношения  $Z/X$  концентрации тяжелых элементов к водороду или коэффициента непрозрачности)

Источник	Полная неопределенность	pp	${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$	${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$	${}^7\text{Be}+p$	${}^{14}\text{N}+p$	$Z/X$	Коэффициент непрозрачности
pp	0.02	0.01	0.00	0.00	0.00	0.01	0.01	0.00
pep	0.05	0.01	0.00	0.01	0.00	0.01	0.03	0.02
hep	-	0.00	0.07	0.00	0.00	0.00	0.03	0.00
${}^7\text{Be}$	0.15	0.05	0.07	0.05	0.00	0.00	0.11	0.04
*B	0.37	0.12	0.06	0.05	0.22	0.00	0.25	0.08
${}^{13}\text{N}$	0.50	0.12	0.00	0.00	0.00	0.30	0.38	0.03
${}^{15}\text{O}$	0.58	0.14	0.00	0.00	0.00	0.36	0.42	0.06
${}^{17}\text{F}$	0.46	0.14	0.00	0.0	0.0	0.00	0.44	0.06

**Таблица 7.5. Неопределенности ожидаемой скорости счета для основных детекторов солнечных нейтрино (по данным табл. XVI из работы [83]).** В первом столбце перечислены различные детекторы. В последующих столбцах в единицах SNU даны неопределенности скорости счета, обусловленные неточностью задания соответствующего параметра, указанного в заголовке

Детектор	pp	${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$	${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$	${}^7\text{Be}+p$	$Z/X$	Коэффициент непрозрачности	$\sigma_{\text{пол}}$	Суммарная неопределенность
${}^2\text{H}$	0.7	0.4	0.3	1.3	1.5	0.5	0.6	2.1
${}^7\text{Li}$	5.1	1.6	1.2	4.9	12.2	2.5	4.2	15
${}^{37}\text{Cl}$	0.9	0.5	0.4	1.3	1.8	0.5	0.6	2.4
${}^{40}\text{Ar}$	0.2	0.1	0.1	0.4	0.4	0.1	0.1	0.6
${}^{71}\text{Ga}$	4.1	2.9	2.2	3.1	10.1	2.8	16	20
${}^{81}\text{Br}$	2.6	1.6	1.2	3.4	5.8	1.6	16	17
${}^{98}\text{Mo}$	2.1	1.1	0.8	3.8	4.3	1.4	17	18
${}^{115}\text{In}$	8.2	6.4	4.9	3.2	22.3	6.9	639	639



чений, указанных в табл. 7.4, могло бы подтвердить стандартную солнечную модель.

Данные табл. 7.4 удобно использовать для оценки неопределенности потока в экспериментах по  $\nu_e$  —  $e$ -рассеянию, которые (в настоящее время) чувствительны преимущественно к солнечным нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ . Дополнительные неопределенности, обусловленные радиационными поправками к сечению рассеяния, по-видимому, не превышают нескольких процентов.

В табл. 7.5 даны оценки неопределенностей скорости счета нейтрино (в единицах SNU) для различных детекторов солнечных нейтрино. В дополнение к основным учтенным в табл. 7.4 видам неопределенности сюда включены неопределенности, обусловленные погрешностями задания сечения взаимодействия нейтрино с ядрами мишени. Эта таблица понадобится в гл. 10 — 14 при обсуждении конкретных экспериментов по детектированию солнечных нейтрино.

## Библиографические примечания

1. Статья [53] — представлены степенные зависимости предсказываемой скорости счета в хлор-аргоновом эксперименте от входных параметров. Эти результаты используются и в настоящее время для быстрого получения оценки влияния изменения какого-либо параметра на интенсивности нейтринных потоков.

2. В работе [260] указано на то, что большое сечение реакции  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$  (см. гл. 3) при соответствующем выборе остальных ядерных и астрофизических параметров может давать интенсивности потоков борных нейтрино, превышающие  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эта работа Фаулера вдохновила многих на проведение исследований по определению соответствующих параметров ядерных реакций.

## 8. Сечения взаимодействия нейтрино

### Краткое содержание

В оценках скорости счета детекторов солнечных нейтрино или нейтрино от коллапсирующих звезд сечения взаимодействия нейтрино играют такую же важную роль, как и закладываемая в теорию модель эволюции звезды. Наблюдаемые сигналы пропорциональны произведению потоков нейтрино на соответствующие сечения. Для некоторых предложенных детекторов солнечных нейтрино неопределенности задания сечений намного превосходят неопределенности расчета потоков по стандартной солнечной модели.

В настоящей главе приведены основные выражения для сечений взаимодействия нейтрино и представлены численные результаты, относящиеся к наиболее важным нейтринным источникам и детекторам.

Сечения поглощения описывают реакции, в которых при поглощении налетающего нейтрино из ядра вылетает электрон с одновременным превращением одного нейтрона ядра-мишени в протон. Эти сечения можно записать в виде произведения атомных и кинематических факторов и ядерных матричных элементов, отвечающих переходу нейтрон — протон. Вообще говоря, за исключением ядерных матричных элементов, все остальные сомножители рассчитываются достаточно точно. Для нейтрино низких энергий ядерные матричные элементы можно оценить по данным лабораторных измерений процесса  $\beta$ -распада между основными состояниями соответствующих ядер. Для более энергичных борных и  $\text{He}$ -нейтрино

переходы дочернего ядра в возбужденные состояния обычно являются источником больших неопределенностей. В отдельных случаях, как, скажем, реакция  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ , наиболее важные вероятности переходов можно точно рассчитать с использованием изотопической симметрии.

Сечения рассеяния нейтрино на электронах рассчитываются в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий. Результаты зависят от флейвора нейтрино: в представляющей интерес области энергий электронные нейтрино рассеиваются намного сильнее, чем мюонные или тауонные. Форма энергетического спектра электронов отдачи зависит от энергетического спектра источника нейтрино, но нечувствительна к флейвору. Для всех имеющих практическое значение экспериментальных схем угловое распределение электронов отдачи имеет резко выраженный максимум в направлении движения нейтрино.

Нейтральные токи не чувствительны к флейвору нейтрино. Поэтому сечения взаимодействия через нейтральные токи одинаковы для нейтрино всех типов. Отсюда следует, что эксперименты с детекторами на нейтральных токах позволят сделать правильный выбор между вариантом объяснения проблемы солнечных нейтрино ошибочным завышением суммарного потока (например, из-за неправильных астрофизических посылок) и вариантом, в котором полагается, что при сохранении полного числа нейтрино изменяются относительные интенсивности потоков нейтрино разного флейвора (например, из-за эффекта МСВ). При низких температурах, регистрируя ядра отдачи, можно наблюдать упругое рассеяние нейтрино на ядрах. В силу когерентности процесса полное сечение рассеяния на ядре увеличивается на коэффициент когерентности, равный квадрату числа нейтронов в данном ядре. Сечения неупругого рассеяния нейтрино с возбуждением ядра можно оценить стандартным образом, вычисляя ядерные матричные элементы. В конкретном случае реакции распада дейтрона при захвате нейтрино лабораторные ограничения на волновые функции нуклонов оказываются достаточными для точного расчета сечения процесса.

В разд. 8.1 представлены наиболее важные результаты по поглощению нейтрино в реакциях с заряженными токами, а в разд. 8.2 обсуждается рассеяние нейтрино на электронах через нейтральные и заряженные токи. В последнем разд. 8.3 перечислены ядерные реакции, индуцированные нейтрино через нейтральные токи.

В настоящей главе наряду с обсуждением более специальных технических вопросов приводятся результаты, имеющие непосредствен-

ное отношение к эксперименту. Для удобства читателей мы здесь перечислим некоторые из них.

В разд. 8.1 приведена простая формула (8.6), описывающая угловое распределение вылетающих электронов в реакциях поглощения нейтрино. В разд. 8.1.Б мы рассмотрим использование  $(p, n)$  — экспериментов для определения гамов-теллеровских матричных элементов. В табл. 8.2 и 8.3 даны сечения поглощения нейтрино от разных термоядерных реакций в различных наземных детекторах, рассматриваемых в этой книге. В табл. 8.4 приведены сечения поглощения нейтрино в зависимости от их энергии, а в разд. 8.1.Г для шести важных наземных детекторов описываются теоретические неопределенности расчета сечений.

В табл. 8.5 — 8.7 мы приводим полные сечения  $\nu - e$ -рассеяния для нейтрино от различных источников, с разными флейворами и при различных энергетических порогах регистрации. Сильное влияние энергетического порога установки иллюстрируется на рис 8.1. Для всех рассматриваемых нами экспериментальных случаев отношение сечений  $\nu_e - e$  и  $\nu_\mu - e$ -рассеяния равно примерно 6–7 [см. (8.42)]. Этот результат является определяющим в исследованиях возможного влияния МСВ-эффекта на скорости счета детекторов (см. разд. 9.2). В табл. 8.8 приведены сечения  $\nu_e - e$  и  $\nu_\mu - e$ -рассеяния в зависимости от энергий падающих нейтрино в диапазоне 1–60 МэВ. Данные таблицы удается описать приближенным аналитическим выражением (8.43), справедливым также и для рассеяния  $\bar{\nu}_e$  и  $\bar{\nu}_\mu$ . В разд. 8.2.Г обсуждаются энергетические спектры электронов отдачи, приведенные в табл. 8.9–8.13 и представленные в графическом виде на рис. 8.2–8.4. Угловые распределения электронов отдачи при рассеянии  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -нейтрино обсуждаются в разд. 8.2.Д (см. рис. 8.6 и 8.7). В табл. 8.15 приведены сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино, образующихся при распаде  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов.

В разд. 8.3.А мы рассмотрим преимущества и недостатки экспериментальных схем, использующих процессы упругого рассеяния нейтрино на ядрах. В разд. 8.3.Б в связи с взаимодействиями через нейтральные токи, которые могут приводить либо к возбуждению, либо к делению ядра, мы обсудим дейтериевый и  $^{11}\text{B}$ -эксперименты, к проведению которых готовятся коллаборации SNO и BOREX.

Обсуждение сечений поглощения нейтрино (разд. 8.1) основано на серии работ нашей группы [33, 35, 43, 59, 83]. В разд. 8.2 при рассмотрении  $\nu - e$ -рассеяния мы использовали статьи [48, 34]. Основные сведения по теории слабых взаимодействий и ядерной физике, необходимые для получения результатов настоящей главы, можно найти

во многих превосходных книгах. Мы придерживались обозначений Конопинского [373] и Окуня [458] (см. также монографии [89, 183, 127, 310, 482]).

## 8.1. Сечения поглощения нейтрино

### А. Общая теория

В экспериментах с солнечными нейтрино скорость счета событий в детекторах мала, поскольку сечения взаимодействия нейтрино с веществом невелики. Для всех проектируемых установок переходы, которые определяют теоретическую скорость счета, удовлетворяют так называемым **разрешенным** правилам отбора; при этом спин ядра может изменяться на 0 или 1, а четность сохраняется. В настоящем разделе мы обсудим разрешенные процессы захвата нейтрино. Поправки от запрещенных переходов составляют примерно несколько процентов и рассматриваются в работе [68].

Сечение разрешенной реакции захвата нейтрино,

$$\nu + {}^Z_{-1}A \rightarrow e^{-} + {}^Z A, \quad (8.1)$$

равно

$$\sigma = (\pi c^3 \hbar^4)^{-1} [G_V^2 \langle 1 \rangle^2 + G_A^2 \langle \sigma \rangle^2] P_e W_e F(eZ, W_e). \quad (8.2)$$

Здесь  $Z$  — атомный номер конечного ядра (с массовым числом  $A$ ),  $W_e$  — энергия образовавшегося электрона,  $P_e$  — его импульс. Коэффициенты  $G_V$  и  $G_A$  — стандартные параметры электрослабой модели. В теории  $\beta$ -распада величина  $F(Z, W_e)$  известна как функция Ферми. Она характеризует увеличение (уменьшение) вероятности нахождения электрона (позитрона) на ядре за счет кулоновского взаимодействия по отношению к однородной вероятности плоской волны. Подробнее эти функции обсуждаются ниже, в разд. 8.1.Б.

Из закона сохранения импульса следует, что во всех экспериментах с солнечными нейтрино энергия отдачи ядер мала по сравнению с энергиями лептонов (электрон и нейтрино). Энергия налетающего нейтрино  $q$  и энергия вылетевшего электрона связаны соотношением [см. также (8.12)]

$$q = E_{\text{пор}} + W_e, \quad (8.3)$$

где  $E_{\text{пор}}$  — энергетический порог данной реакции. Заметим, что для согласования с общепринятыми обозначениями в этой главе энергия нейтрино обозначается посредством  $q$ , а в гл. 9 — как  $E$ . В соотношении (8.3) не учитывается отдача ядра, что вполне приемлемо

для всех детекторов солнечных нейтрино. Интенсивность перехода характеризуется комбинацией ядерных матричных элементов

$$\zeta = [G_V^2 \langle 1 \rangle^2 + G_A^2 \langle \sigma \rangle^2], \quad (8.4)$$

где  $\langle 1 \rangle$  и  $\langle \sigma \rangle$  — стандартные приведенные фермиевские и гамов-теллеровские матричные элементы перехода между начальным и конечным состояниями ядра (см., например, [373, 533]). В частности, для распада нейтрона  $\langle 1 \rangle^2 = 1,0$ , а  $\langle \sigma \rangle^2 = 3,0$ .

Для сверхразрешенных (SA) переходов между состояниями с одинаковым полным изотопическим спином  $T$

$$\langle 1 \rangle_{SA}^2 = 2T. \quad (8.5)$$

Фермиевский матричный элемент  $\langle 1 \rangle$  не равен нулю только при сохранении ядерного спина и изоспина. Гамов-теллеровский матричный элемент в литературе по ядерной физике часто обозначается посредством  $B(GT)$ .

В экспериментальных установках, работающих в режиме реального времени, можно измерить угловое распределение вылетающих электронов. В случае поглощения нейтрино угловое распределение дается простой формулой [36]:

$$P(\theta) = 1 + \frac{v_e}{c} \alpha \cos \theta, \quad (8.6a)$$

где  $v_e$  — скорость электрона отдачи, а параметр асимметрии  $\alpha$  равен

$$\alpha = \frac{\langle 1 \rangle^2 - \frac{1}{3}(G_A/G_V)^2 \langle \sigma \rangle^2}{\langle 1 \rangle^2 + (G_A/G_V)^2 \langle \sigma \rangle^2}. \quad (8.6b)$$

При поглощении нейтрино ядрами дейтерия или  $^{115}\text{In}$  переход имеет чисто гамов-теллеровский характер и  $\alpha = -1/3$ . Для сверхразрешенного перехода между аналогичными состояниями с нулевым спином ядер  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{40}\text{K}$  мы имеем  $\alpha = +1$ .

Из соображений удобства ядерные матричные элементы в формуле (8.2) принято выражать в виде произведения фактора фазового объема  $f$  и времени полураспада  $t_{1/2}$ . Так называемое  $ft_{1/2}$ -значение определяется следующим образом:

$$\frac{1}{(ft_{1/2})_{I \rightarrow I'}} = \frac{G_V^2 \langle 1 \rangle^2 + G_A^2 \langle \sigma \rangle^2}{2\pi^3 \ln 2 (\hbar/m_e c)^7 m_e^2 c^3}. \quad (8.7)$$

Здесь спины начального и конечного состояний ядра равны соответственно  $I$  и  $I'$ . Для разрешенных распадов  $I - I' = 0, \pm 1$ . Специалисты по ядерной физике используют величину  $ft_{1/2}$  как стандартную

меру интенсивности перехода при  $\beta$ -распаде. Безразмерная функция  $f(Z, W)$  характеризует объем доступного фазового пространства и не зависит от детального вида ядерных волновых функций. Напротив, время жизни  $t_{1/2}$  определяется степенью перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Используя  $ft_{1/2}$ -значение, мы заменяем ядерные матричные элементы  $\zeta$  произведением величин, которые в принципе можно вычислить по экспериментальным данным.

Фактор фазового объема  $f$  можно вычислить с достаточной степенью точности для разрешенных процессов  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распадов и для процесса захвата электрона (см. ниже разд. 8.2.Б). Величина  $f$  сильно зависит от разности масс начального и конечного ядерных состояний. В ряде случаев, представляющих интерес для детекторов солнечных нейтрино, можно в эксперименте определить  $ft_{1/2}$ -значение для обратной к (8.1) ядерной реакции, т. е. для реакции, в которой начальные и конечные состояния поменялись местами. Удачно то, что свойства коэффициентов Клебша — Гордона приводят к соотношению симметрии, позволяющему по измеренному в  $\beta$ -распаде  $ft_{1/2}$ -значению получить  $ft_{1/2}$  для обратного процесса поглощения нейтрино. Таким образом,

$$\frac{2I+1}{(ft_{1/2})_{I \rightarrow I'}} = \frac{2I'+1}{(ft_{1/2})_{I' \rightarrow I}} \quad (8.8)$$

С целью облегчения расчетов формулу (8.2) для сечения захвата нейтрино можно переписать через  $ft_{1/2}$  следующим образом:

$$\sigma \equiv \sigma_0 \langle w_e^2 G(Z, w_e) \rangle, \quad (8.9)$$

где

$$\sigma_0 \equiv \frac{1,206 \cdot 10^{-42}}{(ft_{1/2})_{I \rightarrow I'}} \left( \frac{2I'+1}{2I+1} \right) Z \text{ см}^2, \quad (8.10)$$

а

$$G(Z, w_e) \equiv p_e F(Z, W_e) / (2\pi\alpha Z w_e). \quad (8.11)$$

Здесь  $w_e \equiv W_e/m_e c^2$  — энергия испускаемого электрона (в единицах электронной массы), а  $p_e$  — его импульс (в единицах  $m_e c$ ).

Величина  $G(Z, w_e)$  учитывает лишь эффекты атомной физики (за исключением конечных размеров ядра) и имеет два простых предела. Если энергия электрона мала по сравнению с его энергией покоя, то  $G$  равно примерно единице, а в случае больших по сравнению с  $m_e c^2$  энергий величина  $G$  равна приблизительно  $(2\pi\alpha Z)^{-1}$ .

Для грубых оценок полезны следующие приближения:  $F(Z, W_e) \approx \eta / (1 - \exp(-\eta))$ , где  $\eta = 2\pi\alpha Z w_e / p_e$ ,  $G \sim 1$  и  $\sigma \sim \sigma_0 w_e^2$ .

Влияние внутренней структуры ядра учитывается (размерным) сечением  $\sigma_0$ , определяемым выражением (8.10). Для многих важных случаев, когда переходы происходят между основными состояниями материнского и дочернего ядер или между изотопически аналогичными состояниями, это сечение можно рассчитать по измеренным значениям  $ft_{1/2}$ . Типичные значения  $ft_{1/2}$ , измеренные в лабораторных условиях для разрешенных  $\beta$ -распадных переходов, имеют порядок  $10^5 \text{ с}^{-1}$ . Следовательно, для  $Z \sim 30$  сечение поглощения солнечных нейтрино составляет примерно  $10^{-46} \text{ см}^2$ , т. е.  $10^{-22}$  барн (характерное значение для сечений ядерной физики).

В стандартных учебниках процесс захвата нейтрино атомами обычно рассматривается в пренебрежении двумя физическими эффектами: 1) изменением гамильтониана атома, вызванным увеличением заряда ядра на единицу, и 2) неразличимостью испускаемого ядром электрона и уже имеющихся атомных электронов. Их учет приводит к поправкам, получившим названия соответственно “эффект перекрытия волновых функций” и “обменные эффекты”, т. е. к обычной теории электронного и позитронного испускания и захвата электрона. В работе [32] я показал, каким образом можно исследовать процессы электрослабого взаимодействия с учетом атомных переменных. В тех случаях, когда возможно выполнение измерений, наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом (см., например, работы [37, 92]). Тот же метод можно использовать при рассмотрении процессов захвата нейтрино, поскольку с математической точки зрения электронный  $\beta$ -распад и захват нейтрино очень похожи. В частности, я показал [43, 44], что можно учесть с высокой точностью влияние перекрытия атомных волновых функций, если энергию электрона, испускаемого в реакции (8.1), вычислять с учетом средней энергии возбуждения конечного атома  $\bar{E}_{\text{возб}}$ , т. е.

$$W_e = -\bar{E}_{\text{возб}} + q + [M(A, Z-1) - M(A, Z)]c^2 + m_e c^2, \quad (8.12)$$

где  $q$  — энергия нейтрино, а член в квадратных скобках представляет собой разность атомных масс. Выражение (8.12) является обобщением обычного закона сохранения энергии [см. (8.3)] на случай явного учета атомных эффектов. С удовлетворительной степенью точности можно полагать, что для  $Z < 10$   $\bar{E}_{\text{возб}} \cong 24,5 Z^{1/3}$  эВ, а для  $Z > 10$   $\bar{E}_{\text{возб}} \cong 23 Z^{2/5}$  эВ (см. формулу (30) в работе [32]). Учет обменных взаимодействий между вылетающим из ядра электроном (непрерывного спектра) и связанными электронами исходного атома

ведет, вообще говоря, к уменьшению частоты захвата нейтрино. Из численных расчетов следует, что для всех случаев, рассматриваемых в настоящей книге, учет как обменных эффектов, так и перекрывающих волновых функций приводит к изменениям сечений поглощения нейтрино не более чем на 1% [43].

Рядом групп выполнены впечатляющие расчеты теоретических гамов-теллеровских матричных элементов для переходов в возбужденные состояния (см. литературу, цитированную в статье [607]). Однако в каждом из этих случаев остаются открытыми вопросы о том, достаточно ли широк используемый базис волновых функций, насколько удачен выбор гамильтониана ядра и правильно ли учитываются эффекты "ослабления" интенсивности переходов.

Для полноты изложения нам необходимо рассмотреть еще один процесс: захват нейтрино ядром без вылета свободного электрона. В этом случае при поглощении нейтрино ядром, если атомная оболочка не заполнена, электрон может образоваться и в связанном состоянии. Детальные расчеты показывают, что для всех рассматриваемых нами случаев вклад этого процесса в полное сечение не превышает 1% вклада от обычного процесса захвата нейтрино с испусканием электрона [43].

За последние двадцать пять лет мне удалось разработать удобную компьютерную программу расчета сечений поглощения нейтрино практически во всех мишенях, перспективных с точки зрения регистрации солнечных нейтрино. Эта программа позволяет вычислять усредненный по энергиям безразмерный фактор фазового объема  $\sigma_{\text{сред}}(Z) \equiv \langle w_e^2 G(Z, w_e) \rangle$ , неявно определяемый выражением (8.2), который в более явном виде записывается следующим образом:

$$\sigma_{\text{сред}}(Z) = (2\pi\alpha Z)^{-1} \int_{w_{\text{мин}}}^{w_{\text{макс}}} dw_e w_e p_e F(Z, w_e) \phi(q_\nu). \quad (8.13)$$

Здесь  $q_\nu$  — безразмерная энергия нейтрино ( $q_\nu = q/m_e c^2$ ), которая, согласно закону сохранения энергии (8.12), связана с дефектом массы ядра и энергией электронов, а  $\phi(q_\nu)$  — нормированная функция распределения нейтрино по энергиям. С точки зрения радиохимических экспериментов все ядерные превращения эквивалентны, поэтому минимальная энергия электрона отдачи в (8.13) равна просто  $w_{\text{мин}} = W_{\text{мин}}/m_e c^2 = 1$ . Однако в экспериментах с высоким разрешением по энергии, когда удается детектировать отдельные электроны отдачи (например, на детекторах с изотопами  $^2\text{H}$  и  $^{40}\text{Ar}$ ), величина  $W_{\text{мин}}$  обычно выбирается равной нескольким МэВ. Это делается с целью уменьшения фона до контролируемого уровня.

Для большинства разрешенных переходов с испусканием позитронов спектр нейтрино достаточно точно описывается следующим выражением:

$$\phi(q_\nu) \sim q_\nu^2 w_e [w_e^2 - 1]^{1/2} F(-Z'_n, w_e). \quad (8.14)$$

Здесь  $w_e \equiv 1 + q_{\nu, \text{макс}} - q_\nu$ . Для важного частного случая распада ядра  $^8\text{B}$ , когда конечное состояние ядра имеет большую ширину, спектр нейтрино следует определять из анализа лабораторных измерений наблюдаемого при этом спектра  $\alpha$ -распада [33, 68]. Спектры нейтрино  $\phi(q_\nu)$ , испускаемых при захвате электронов (см. разд. 6.2 — 6.4 в гл. 6), являются по существу  $\delta$ -функциями, за исключением (обычно) малого теплового уширения.

## Б. Подробности вычислений

Для получения достаточно точных сечений поглощения нейтрино необходимо вычислить ряд физических параметров, которые влияют на значения функций Ферми и величину  $ft_{1/2}$ . Начнем рассмотрение с функции Ферми, а затем обсудим поведение факторов фазового объема ( $f$ -значений).

**Функции Ферми.** Для точного расчета функций Ферми  $F(Z, w_e)$  необходимо учитывать релятивистские поправки, а также поправки, обусловленные конечными размерами ядра и влиянием экранирования кулоновского потенциала ядра атомными электронами для вещества Земли. Согласно обычному определению, имеем [373]

$$F(\pm Z, w_e) = 2(1 + \gamma_0)(2p_e R)^{-2(1-\gamma)} |\Gamma(\gamma_0 + i\eta)|^2 / [\Gamma(2\gamma_0 + 1)]^2, \quad (8.15)$$

где  $\gamma_0 \equiv [1 - (\alpha Z)^2]^{1/2}$ , а  $\eta \equiv \pm \alpha Z c/v$ . Положительный знак относится к случаю электронного или нейтринного захвата, а также к испусканию электрона, а отрицательный — к испусканию позитрона или нейтрино. Входящую в выражение (8.15) гамма-функцию комплексного аргумента удобно вычислять с помощью полученных Ланцошем [396] численных аппроксимаций. Радиус ядра достаточно точно определяется следующим выражением [246]:

$$R = (2,908A^{1/3} + 6,091A^{-1/3} - 5,361A^{-1})10^{-3}(\hbar/m_e c). \quad (8.16)$$

Я усредняю функции Ферми (8.15) по объему ядра радиусом  $R$ , что приводит к малой поправке [43, 44],

$$F(Z, w_e)_{\text{сред}} = \left[1 - \frac{2}{3}(1 - \gamma_0)\right]^{-1} F(Z, w_e), \quad (8.17)$$

отражающей тот факт, что захват электрона может произойти в любой точке внутри ядра.

Расчет по формуле (8.17) дает достаточно хорошее приближение для функции Ферми. Более точной, но существенно более трудоемкой процедурой является численное решение уравнения Шрёдингера с кулоновским потенциалом, учитывающим конечные размеры ядра. Соответствующие численные методы рассматривали Роуз [534], а также Бхалла и Роуз [119]. Беренс и Янеке [109] составили достаточно подробные таблицы значений функции Ферми. Сравнение результатов расчета по формуле (8.17) с данными работы [109] показывает, что для их согласования достаточно ввести в формулу (8.17) поправочный коэффициент  $1 + C$ . Для энергий нейтрино порядка 2 МэВ или меньше (т. е. для всех источников солнечных нейтрино, за исключением распада  ${}^8\text{B}$  и  $\text{hep}$ -реакции) имеем

$$C \simeq 0,01 \exp(2,054 \ln Z - 5,757). \quad (8.18)$$

В диапазоне  $Z = 4-80$  эта формула справедлива с точностью до десятых долей процента. Для  $Z = 18$  (реакция  ${}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$ ) коэффициент  $C \simeq 0,01$ , а для  $Z = 32$  (реакция  ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ ) мы имеем  $C \simeq 0,04$ . В случае борных и  $\text{hep}$ -нейтрино этот коэффициент для всех рассматриваемых нами ядерных мишеней не превышает 0,01 и мал по сравнению с другими источниками неопределенности результирующих сечений, что для этих нейтрино позволяет полагать его равным нулю.

Поправка на экранирование потенциала ядра атомными электронами в земных условиях была введена тем же способом, что и в работе Бакала [38], на основе выражения, выведенного Дюраном [236], для обусловленного экранированием сдвига потенциала. Что касается Солнца, то в рамках формализма, развитого Роузом [532], нетрудно показать, что экранирование слабо влияет на волновые функции позитронного континуума для основных солнечных термоядерных реакций (6.1)–(6.8). Можно показать, что поправка к позитронным волновым функциям имеет порядок  $V_0/(W - m_e c^2)_{\text{сред}}$ , где

$$V_0 \sim 90 Z_{\text{ядро}} [64 T_6 / p(3 + X)]^{-1/2} \text{эВ} \quad (8.19)$$

— значение дебай-хюккелевского потенциала на ядре. Здесь  $T_6$  — температура в единицах  $10^6 \text{ К}$ ,  $X$  — массовая доля водорода, а  $p$  — плотность в  $\text{г/см}^3$ . В случае испускания солнечных нейтрино поправка на экранирование  $V_0/(W - m_e c^2)$  оказывается пренебрежимо малой.

$ft_{1/2}$ -значения. В приближении разрешенных переходов  $ft_{1/2}$ -значение можно выразить через приведенные матричные элементы следующим образом:

$$1/ft_{1/2} = K^{-1} [G_V^2 \langle 1 \rangle^2 + G_A^2 \langle \sigma \rangle^2]. \quad (8.20a)$$

Входящий сюда коэффициент  $K^{-1} G_V^2$  численно<sup>1)</sup> равен [657]

$$K^{-1} G_V^2 = 1/6166 \text{ с}^{-1}. \quad (8.20б)$$

Если имеется возможность независимого определения  $\langle \sigma \rangle^2$ , то использование выражений (8.5), (8.10) и (8.20) позволяет вычислить сечение поглощения нейтрино для перехода между изотопически аналогичными состояниями. Например, для перехода между ядерными состояниями  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^{40}\text{K}$  с нулевым спином и изотопическим спином, равным двум,  $\langle 1 \rangle^2 = 4$  и  $\langle \sigma \rangle^2 = 0$ .

Если обратную к (8.1) реакцию, т. е. процесс захвата электрона  $e^- + {}^Z\text{A} \rightarrow {}^{Z-1}\text{A} + \nu$ , можно исследовать в лаборатории, то появляется возможность простого и точного определения  $ft_{1/2}$ -значения. Подобная ситуация, к примеру, имеет место для всех ядерных переходов в хлор-аргоновом и галлий-германиевом экспериментах, за исключением переходов с возбуждением ядра, обусловленных энергичными борными и  $\text{hep}$ -нейтрино. При этом  $ft_{1/2}$  можно вычислить непосредственно из лабораторных данных и табулированных атомных волновых функций.

Безразмерный фактор фазового объема для разрешенного процесса электронного захвата дается выражением [38]

$$f_{\text{эл. захват}} = 2\pi^2 (q_{1s}/m_e c^2)^2 [1 + (q_{2s}^2 L/q_{1s}^2 K)] |\psi_{1s}(R)|^2 (\hbar/m_e c)^3, \quad (8.21)$$

где  $q_{1s}$  — энергия нейтрино, испускаемого при захвате  $1s$ -электрона (или, что то же,  $K$ -электрона); второе слагаемое в квадратных скобках отвечает относительному вкладу  $L$ -электронов, а  $|\psi_{1s}(R)|^2$  представляет собой квадрат модуля волновой функции  $1s$ -электрона на ядре.

Энергию  $q_{1s}$  (или  $q_{2s}$ ) следует рассматривать [32] как разность масс атомов минус (положительная) энергия связи  $1s$  (или  $2s$ )-электрона в конечном состоянии атома, которое обусловлено захватом электрона

<sup>1)</sup> Векторная константа связи  $G_V$  возникает в описании процессов слабого взаимодействия при учете переходов между кварками. В случае чисто слабого взаимодействия (см. ниже разд. 8.2) связь между  $G_V$  и постоянной Ферми  $G_F$  дается соотношением  $G_V = \cos \theta_c G_F$ , где угол Кабиббо  $\theta_c = 13^\circ$ .

Таблица 8.1. Значения  $\sigma_0$ 

Детектор	$\sigma_0$ , $10^{-46}$ см <sup>2</sup>
<sup>7</sup> Li	22,75
<sup>7</sup> Li	13,30
<sup>37</sup> Cl	1,725
<sup>71</sup> Ga	8,801

ядром. Вклад энергии связи  $K$ -оболочки становится существенным в тяжелых атомах с большими  $Z$  при малых энергиях  $q$ . Бирден и Барр [107] приводят полезную таблицу для энергий связи электронов.

При записи соотношения (8.21) использован тот факт, что обменные эффекты и эффекты перекрывания атомных функций слабо влияют на *полные* скорости захвата электронов, несмотря на то что они достаточно легко наблюдаемы при сравнении относительных скоростей захвата электронов из различных состояний. По этому вопросу в литературе нет единого мнения, поскольку взаимные сокращения, которые приводят к слабому влиянию обменных эффектов и эффектов перекрывания волновых функций на полную скорость захвата электрона, заранее не очевидны, особенно при использовании по необходимости приближенных теоретических моделей (часто на основе численной экстраполяции), полученных разными авторами для различных атомов (т. е. для различных значений  $Z$ ). С помощью соотношений (71), (80) и (87), приведенных в работе [32], можно показать, что во всех случаях, рассматриваемых в данной книге, влияние перекрывания и обменных сил приводит к поправкам, не превышающим одного процента полной скорости захвата.

В табл. 8.1 приведены значения сечений  $\sigma_0$  [см. (8.10)] для некоторых важных случаев, когда скорость реакции захвата нейтрино удается определить по наблюдаемой в лаборатории реакции захвата электрона. Времена жизни  $t_{1/2}$  выбирались из последних лабораторных измерений (подробные ссылки см. в работах [43, 44, 83]). Для сравнения величина  $\sigma_0$  для перехода между изотопически аналогичными состояниями ядер <sup>40</sup>Ar и <sup>40</sup>K равна  $148,4 \cdot 10^{-46}$  см<sup>2</sup>. Это сечение можно непосредственно рассчитать по формулам (8.5), (8.7), (8.8) и (8.10). Точно так же для сверхразрешенного перехода <sup>19</sup>F → <sup>19</sup>Ne  $\sigma_0 = 69,9 \cdot 10^{-46}$  см<sup>2</sup>. Факторы фазового объема  $f$  рас-

считывались по формуле (8.21) в приближении самосогласованного поля Хартри — Фока — Дирака, учитывающем как релятивистские эффекты, так и влияние конечных размеров ядра и обменные силы [109, 424, 602]. Значения  $|\psi_{1s}|^2$ , приведенные в этих трех работах, согласуются друг с другом с точностью около 1%.

По сравнению с чисто нерелятивистским случаем учет релятивистских эффектов, а также влияния конечных размеров ядра приводит к увеличению фактора  $f_{эл.захв}$ , например, для распада <sup>37</sup>Ar в 1,13 раза, а для распада <sup>71</sup>Ge в 1,4 раза (для легкого ядра <sup>7</sup>Be эта поправка составляет всего лишь ~ 1%). Качественно порядок этих поправок можно оценить путем сравнения имеющихся в литературе табулированных значений  $|\psi_{1s}|^2$ , вычисленных как с учетом этих эффектов, так и без них. Имеется независимый способ оценки поправок (с точностью 1%) с помощью приближенной формулы Рака [503] (см. также [584]).

В случае испускания электронов и позитронов с непрерывным спектром безразмерный фактор фазового объема дается выражением

$$F_{непр} = \int_1^{w_{макс}} dw_e w_e p_e F(Z, w_e) q_\nu^2. \quad (8.22)$$

Его можно рассчитать с помощью многочисленных подпрограмм, разработанных для определения сечений поглощения нейтрино. Некоторые числовые значения можно найти, например, в моей работе [38].

За исключением борных и крайне редких бер-нейтрино, для всех остальных нейтрино, приходящих от Солнца, скорость захвата определяется главным образом переходами между основными состояниями ядра-мишени и дочернего ядра. Как борные, так и бер-нейтрино обладают достаточной энергией, чтобы приводить к образованию дочерних ядер во многих возбужденных состояниях. В частности, <sup>8</sup>B-нейтрино индуцируют переходы в возбужденные состояния, которые, в предположении адекватности стандартной солнечной модели, дают наибольший вклад в теоретическую скорость счета таких важных детекторов, как дейтериевый, хлор-аргоновый, на изотопах <sup>40</sup>Ar и <sup>98</sup>Mo и, согласно оценкам, существенно влияют на скорость захвата нейтрино в галлий-германиевом эксперименте. Кроме того, в экспериментальных установках на тяжелых изотопах <sup>71</sup>Ga, <sup>81</sup>Br, <sup>115</sup>In и <sup>205</sup>Tl солнечные нейтрино от <sup>7</sup>Be также могут индуцировать переходы с возбуждением ядер. Поскольку интенсивности гамма-теллеровских переходов отличны от нуля только при относительно высоких энергиях возбуждения ядра (порядка несколь-

ких МэВ), феноменологические оценки скоростей захвата нейтрино с возбуждением ядра, основанные на экспериментальных данных по  $\beta$ -распаду между основными состояниями соседних ядер, оказываются не очень полезными.

В некоторых случаях доминирующими переходами в возбужденные состояния являются переходы между **изотопически аналогичными состояниями**, т. е. из основного состояния ядра-мишени детектора в изотопически аналоговое возбужденное состояние дочернего ядра. Эта удачная ситуация имеет место для детекторов на изотопах  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{40}\text{Ar}$ . Для этих двух мишеней скорость захвата борных нейтрино рассчитывается достаточно точно с помощью теоретических матричных элементов Ферми [см. (8.5)], которые определяют вероятности перехода. В случае хлор-аргонового эксперимента рассчитанная нами таким образом скорость захвата нейтрино [33, 43, 44] была проверена в экспериментальных исследованиях  $\beta$ -распада ядра  $^{37}\text{Ca}$  [492, 577], которое является изотопическим аналогом ядра  $^{37}\text{Cl}$ , а также независимо в  $(p, n)$ -экспериментах [511].

*(p, n)-эксперименты.* Во многих случаях оценка ядерных матричных элементов переходов в возбужденные состояния проводилась с помощью  $(p, n)$ -реакций на ускорителях при умеренных энергиях протонного пучка — порядка 100–250 МэВ (см. работы [294, 384, 385, 516, 606, 607]). К настоящему времени накоплено достаточное количество экспериментальных данных (см., например, [606, 607]), свидетельствующих о том, что отношение сечений  $(p, n)$ -реакции для разных переходов между одной и той же парой ядер примерно равно отношению квадратов матричных элементов слабого взаимодействия. Поэтому для получения гамов-теллеровских матричных элементов можно нормировать абсолютные сечения  $(p, n)$ -реакций, используя либо известные интенсивности переходов в изотопически аналоговом процессе [см. (8.5)], либо соответствующий гамов-теллеровский матричный элемент, известный из исследований  $\beta$ -распада ядра. Этот метод применялся для оценки сечений переходов в возбужденные состояния на изотопах  $^{37}\text{Cl}$  [515],  $^{71}\text{Ga}$  [384],  $^{98}\text{Mo}$  [516] и  $^{115}\text{In}$  [516], хотя статистические ошибки имевшихся данных, а следовательно и точность интерпретации экспериментов с солнечными нейтрино, можно значительно улучшить при более тщательном изучении  $(p, n)$ -реакций. Соответствующие неопределенности этого метода рассматриваются в разд. 7.3.Б.

Большая часть имеющихся данных получена группой исследователей на циклотроне Университета шт. Индиана (IUCF). Эти резуль-

таты обычно выражаются через матричные элементы  $B(GT) \equiv \langle \sigma \rangle^2$  и  $B(F) \equiv \langle I \rangle^2$ . Для калибровки используется соотношение

$$B(F) + (1,25)^2 B(GT) = 6163,4c/(ft_{1/2}), \quad (8.23)$$

где коэффициент  $(1,25)^2$  представляет первоначальную оценку  $(G_A/G_V)^2$ . Чтобы уменьшить по возможности зависимость от  $G_A/G_V$  и других неопределенных параметров, я вычислил сечения поглощения нейтрино по данным группы IUCF, используя лишь полученные этой группой *отношения* матричных элементов  $B(GT)$ . Практически я фиксировал там, где это возможно, относительное значение матричных элементов  $B(GT)$  с помощью независимых измерений  $\beta$ -распада, например, по измеренному  $ft_{1/2}$ -значению для  $\beta$ -перехода между основными состояниями ядер  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$ . В некоторых случаях группа IUCF нормировала полученные ими абсолютные значения матричных элементов относительно (предположительно) хорошо известного матричного элемента соответствующего фермиевского перехода, который обычно достаточно хорошо выделяется в экспериментах, сопровождающихся относительно большим возбуждением дочернего ядра.

Ито и Кохияма [354] получили статистические оценки сечений поглощения высокоэнергетических  $^8\text{B}$ -нейтрино в четырех мишенях, ядра которых изучались также и в  $(p, n)$ -экспериментах. В среднем их результаты и данные  $(p, n)$ -измерений отличаются в два раза (см. табл. 8.2).

## В. Сечения поглощения солнечных нейтрино

В настоящем подразделе приведены таблицы сечений поглощения для ряда наиболее перспективных детекторов солнечных нейтрино.

В табл. 8.2 представлены усредненные по спектру сечения поглощения нейтрино от разных термоядерных реакций на ядрах-мишенях  $^7\text{Li}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{115}\text{In}$ . Результаты табл. 8.2 справедливы при условии, что при пролете от Солнца до Земли с нейтрино ничего не происходит, т. е. спектр электронных нейтрино определяется конкретными процессами их образования внутри Солнца.

В табл. 8.3 приведены сечения поглощения  $^8\text{B}$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино ядрами  $^2\text{H}$  и  $^{40}\text{Ar}$  в зависимости от минимальной кинетической энергии электрона отдачи. В случае аргона сечения отвечают переходам из основного состояния  $^{40}\text{Ar}$  в изобарное состояние ядра  $^{40}\text{K}$  со спином  $T = 2$  и энергией возбуждения 4,38 МэВ.



**Таблица 8.2.** Усредненные по спектру сечения поглощения нейтрино. Для всех источников сечения приведены в единицах  $10^{-46} \text{ см}^2$  и лишь для борных и гер-нейтрино — в единицах  $10^{-42} \text{ см}^2$ . При расчете учитывались вклады от переходов с возбуждением ядра и поправки от запрещенных переходов. Неопределенности расчета обсуждаются в тексте

Ядра мишени	pp	per	her	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{13}\text{N}$	$^{15}\text{O}$	$^{17}\text{F}$
$^7\text{Li}$	0.0	655	8.4	9.6	3.9	42.4	246	249
$^{37}\text{Cl}$	0.0	16	3.9	2.4	1.06	1.7	6.8	6.9
$^{71}\text{Ga}$	11.8	215	7.3	73.2	2.43	61.8	116	117
$^{81}\text{Br}$	0.0	75	9.0	18.3	2.7	14.5	36.7	37.0
$^{98}\text{Mo}$	0.0	0.0	10	0.0	3.0	0.0	0.0	0.0
$^{115}\text{In}$	78.0	576	6.1	248	2.5	224	355	356

Для теоретического обоснования различных возможных вариантов объяснения проблемы солнечных нейтрино важно знать зависимость сечений поглощения от энергии налетающего нейтрино. При этом нестандартные решения обычно основываются на анализе характерных изменений нейтринных спектров.

Соответствующие сечения поглощения в зависимости от энергии нейтрино представлены в табл. 8.4. Диапазон энергий отвечает экспериментам по детектированию нейтрино от Солнца и сверхновых на следующих ядрах-мишенях, используемых в разрабатываемых детекторах:  $^2\text{H}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Br}$  и  $^{98}\text{Mo}$ . При расчете учитывались вклады в сечение от переходов с возбуждением ядра и поправки от запрещенных переходов. В случае ядра  $^{40}\text{K}$  сечения отвечают переходу в изобарное состояние ядра  $^{40}\text{K}$  со спином  $T = 2$  и энергией возбуждения 4,38 МэВ. Представленные в табл. 8.4 сечения достаточны для того, чтобы воспроизвести усредненные по спектру сечения (табл. 8.2 и 8.3) с точностью порядка 10%. Результаты табл. 8.4 полезны для оценки влияния зависящих от энергии электрослабых процессов (таких, например, как МСВ-эффект) на скорости счета в различных экспериментальных установках, а также для определения потенциальных возможностей использования конкретного детектора для наблюдения нейтринных событий от взрыва сверхновой. Для полноты изложения следует заметить, что сечение поглощения 50-МэВ ней-

**Таблица 8.3.** Сечения поглощения борных и гер-нейтрино на ядрах-мишенях  $^2\text{H}$  и  $^{40}\text{Ar}$ . Сечения приведены для различных значений минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов отдачи  $T_{\text{мин}}$ . Для дейтерия вычисления были выполнены Нозавой с использованием измерений сечений поглощения для конкретных энергий [453, 454], причем сечения усреднялись затем по соответствующему спектру нейтрино. Сечения поглощения в аргоне относятся к переходу из основного состояния ядра  $^{40}\text{Ar}$  в изобарное состояние ядра  $^{40}\text{K}$  со спином  $T = 2$  и энергией возбуждения 4,38 МэВ

$T_{\text{мин}}$	$\sigma(^8\text{B})$		$\sigma(\text{her})$	
	$^2\text{H}$	$^{40}\text{Ar}$	$^2\text{H}$	$^{40}\text{Ar}$
0.0	1.17E+04	7.85E+03	3.03E+04	3.07E+04
1.0	1.17E+04	7.70E+03	3.03E+04	3.06E+04
2.0	1.17E+04	7.16E+03	3.03E+04	3.03E+04
3.0	1.15E+04	6.11E+03	3.02E+04	2.94E+04
4.0	1.11E+04	4.60E+03	3.01E+04	2.78E+04
4.5	1.08E+04	3.76E+03	2.99E+04	2.67E+04
5.0	1.04E+04	2.92E+03	2.96E+04	2.53E+04
5.5	9.83E+03	2.12E+03	2.93E+04	2.37E+04
6.0	9.17E+03	1.42E+03	2.89E+04	2.20E+04
6.5	8.40E+03	8.57E+02	2.83E+04	2.01E+04
7.0	7.53E+03	4.46E+02	2.76E+04	1.79E+04
7.5	6.59E+03	1.90E+02	2.68E+04	1.57E+04
8.0	5.60E+03	6.20E+01	2.58E+04	1.35E+04
8.5	4.59E+03	1.54E+01	2.46E+04	1.12E+04
9.0	3.62E+03	2.89E+00	2.33E+04	8.98E+03
9.5	2.71E+03	2.91E-01	2.18E+04	6.94E+03
10.0	1.90E+03	0.00E+00	2.02E+04	5.09E+03
11.0	7.14E+02	0.00E+00	1.66E+04	2.09E+03
12.0	1.45E+02	0.00E+00	1.27E+04	4.23E+02
12.5	4.50E+01	0.00E+00	1.07E+04	8.46E+01
13.0	1.07E+01	0.00E+00	8.81E+03	0.00E+00
13.5	1.95E+00	0.00E+00	6.99E+03	0.00E+00
14.0	2.28E-01	0.00E+00	5.31E+03	0.00E+00
14.5	1.10E-02	0.00E+00	3.81E+03	0.00E+00
15.0	0.00E-00	0.00E+00	2.54E+03	0.00E+00

Таблица 8.4. Сечения поглощения при различных энергиях нейтрино  $q$ . Сечения приводятся в единицах  $10^{-46}$  см<sup>2</sup>. В расчетах учитывались вклады от переходов с возбуждением ядра и поправки от запрещенных переходов

$q$	$\sigma(^2\text{H})$	$\sigma(^{37}\text{Cl})$	$\sigma(^{40}\text{Ar})$	$\sigma(^{71}\text{Ga})$	$\sigma(^{81}\text{Br})$	$\sigma(^{98}\text{Mo})$
0.130	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.150	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.200	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.250	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.39E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.275	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.53E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.300	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.70E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.325	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.88E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.350	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.06E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.375	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.26E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.400	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.46E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.425	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.71E+01	0.00E+00	0.00E+00
1.000	0.00E+00	5.21E+00	0.00E+00	1.01E+02	2.90E+01	0.00E+00
2.000	3.30E+01	3.70E+01	0.00E+00	4.06E+02	1.78E+02	1.16E+02
3.000	4.37E+02	1.15E+02	0.00E+00	1.01E+03	5.20E+02	9.64E+02
4.000	1.46E+03	2.63E+02	0.00E+00	2.18E+03	1.31E+03	2.65E+03
5.000	3.24E+03	5.63E+02	0.00E+00	4.48E+03	3.18E+03	5.67E+03
6.000	5.87E+03	1.52E+03	3.20E+02	8.62E+03	7.04E+03	1.04E+04
7.000	9.41E+03	4.76E+03	2.73E+03	1.56E+04	1.43E+04	1.77E+04
8.000	1.39E+04	1.02E+04	7.09E+03	2.63E+04	2.64E+04	2.91E+04
9.000	1.94E+04	1.79E+04	1.35E+04	4.06E+04	4.41E+04	4.67E+04
10.00	2.59E+04	2.77E+04	2.18E+04	5.84E+04	6.70E+04	7.16E+04
11.00	3.35E+04	3.97E+04	3.21E+04	7.96E+04	9.51E+04	1.03E+05
12.00	4.22E+04	5.38E+04	4.42E+04	1.04E+05	1.28E+05	1.42E+05
13.00	5.21E+04	7.00E+04	5.82E+04	1.32E+05	1.66E+05	1.86E+05
14.00	6.31E+04	8.83E+04	7.40E+04	1.62E+05	2.08E+05	2.36E+05
15.00	7.53E+04	1.09E+05	9.15E+04	1.95E+05	2.54E+05	2.92E+05
16.00	8.87E+04	1.31E+05	1.11E+05	2.32E+05	3.04E+05	3.52E+05
18.00	1.18E+05	1.81E+05	1.54E+05	3.11E+05	4.14E+05	4.84E+05
20.00	1.5 E+05	2.38E+05	2.04E+05	3.99E+05	5.36E+05	6.30E+05
30.00	....	6.11E+05	5.25E+05	8.99E+05	1.21E+06	1.39E+06

трино в хлор-аргоновом детекторе равно  $\sigma(^{37}\text{Cl}) = 2 \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup>.

Отдельного рассмотрения заслуживает случай галлий-германиевого детектора. Несколько неожиданным обстоятельством является то, что скорость счета детектора в рамках стандартной солнечной модели определяется главным образом потоком низкоэнергетических нейтрино (а если точнее, то потоком  $\nu\nu$ -нейтрино), в то время как большая часть неопределенности расчета обусловлена возможностью переходов с возбуждением ядра. Поэтому данные о сечениях перехода между основными состояниями ядер  $^{71}\text{Ga}$  и  $^{71}\text{Ge}$  могут быть полезными при оценке скоростей счета и неопределенностей для гипотез, в которых спектр падающих нейтрино предполагается отличным от ожидаемого в рамках стандартной солнечной модели. Конкретно для  $\nu\nu$ -,  $\nu\mu$ -,  $\nu\tau$ -,  $^7\text{Be}$ -,  $^8\text{B}$ -,  $^{13}\text{N}$ -,  $^{15}\text{O}$ - и  $^{17}\text{F}$ -нейтрино сечения поглощения при переходе между основными состояниями ядер  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  равны (в единицах  $10^{-46}$  см<sup>2</sup>) соответственно 11,8; 170; 5,44·10<sup>3</sup>; 69,1; 2,85·10<sup>3</sup>; 58,1; 100,1 и 100,5. Для всех источников, кроме  $^8\text{B}$ - и  $\nu\tau$ -нейтрино, эти переходы дают основной вклад в сечение поглощения.

### Г. Неопределенности для конкретных детекторов

Ошибки в определении сечений поглощения следует оценивать независимо как для каждого источника нейтрино, так и для каждой мишени. Подробное обсуждение этого вопроса приводится в разд. IV. В работы [83] и в разд. 7.3.Б настоящей книги. Здесь же мы приведем окончательные данные работы [83], характеризующие введенную в гл. 7 "полную теоретическую область" неопределенностей.

Для дейтериевого детектора Бакал и Улрик на основании сравнения результатов различных теоретических моделей получили оценку для ошибки расчета примерно 10%.

Для литиевой мишени ядерные матричные элементы определяются по данным о сверхразрешенном  $\beta$ -распаде изотопа  $^7\text{Be}$ , хорошо изученном в лаборатории. Это позволяет следующим образом оценить неопределенности расчета сечений для нейтрино от разных термоядерных реакций:  $\nu\mu$  (6%),  $\nu\tau$  (21%),  $^7\text{Be}$  (5%),  $^8\text{B}$  (17%),  $^{13}\text{N}$  (5,5%),  $^{15}\text{O}$  (6%) и  $^{17}\text{F}$  (6%).

В случае хлор-аргонового детектора только борные и  $\nu\tau$ -нейтрино обладают достаточной энергией, чтобы вызывать переходы с возбуждением ядра. Для сечения поглощения нейтрино от всех остальных источников мы с Улриком приписывали неточность расчета сечения (как и для литиевой мишени) около 6%. Для  $^8\text{B}$ - и

гер-нейтрино сечение поглощения определяется с точностью около 10% [68, 3].

Для детектора на ядрах  $^{40}\text{Ar}$  главным источником неопределенности являются поправки от запрещенных переходов, поскольку матричные элементы сверхразрешенного перехода в изобарное аналоговое состояние ядра  $^{40}\text{K}$  можно рассчитать достаточно точно. Для минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов отдачи  $T_{\text{мин}} = 0, 5$  и  $7$  МэВ ошибка определений сечения поглощения борных нейтрино, оцениваемая по одному стандартному отклонению, равна соответственно 2; 2,5 и 3%, что для  $T_{\text{мин}} = 5$  МэВ дает эффективную неопределенность  $3\sigma \sim 8\%$ .

В случае галлий-германиевого детектора для нейтрино от всех термоядерных реакций, кроме  $\text{pp-}$ ,  $^7\text{Be-}$  и  $^{13}\text{N-}$ источников, ошибки в определении сечений поглощения преимущественно обусловлены переходами с возбуждением ядра. Для  $\text{pp-}$ нейтрино ошибки в задании сечения почти полностью определяются поправками от запрещенных переходов, тогда как в случае  $^7\text{Be-}$  и  $^{13}\text{N-}$ нейтрино ошибки по оценкам сравнимы с вкладами от запрещенных переходов и переходов с возбуждением ядра. Авторы [83] приняли следующие максимальные ошибки сечений поглощения нейтрино от разных источников:  $\text{pp}$  (7%),  $\text{per}$  (22%),  $^7\text{Be}$  (9%),  $^{13}\text{N}$  (9%),  $^{15}\text{O}$  (19%) и  $^{17}\text{F}$  (19%). Соответствующие минимальные неопределенности по оценкам составляют 7, 13, 8, 8, 11 и 11%. Сечения поглощения борных и гер-нейтрино почти полностью определяются по данным (p,n)-экспериментов. Соответствующие максимальная и минимальная ошибки для  $^8\text{B}$  нейтрино составляют 88 и 45%, а для гер-нейтрино — 93 и 47%. (Около 12% полного сечения поглощения борных нейтрино обусловлено переходами между основными состояниями ядер галлия и германия; для гер-нейтрино мы имеем соответственно 7,5%.)

В случае детектора на изотопах  $^{81}\text{Br}$  все разрешенные переходы происходят в возбужденные состояния ядра  $^{81}\text{Kr}$ . В том же порядке перечисления источников нейтрино максимальные ошибки задания сечения поглощения приняты равными 46, 33, 32, 42 и 42% (обсуждение принципов работы детектора на  $^{81}\text{Br}$  см. в разд. IV.С работы [83]). Соответствующие минимальные ошибки составляют 27, 26, 26, 27 и 27%. Для борных нейтрино максимальная и минимальная ошибки равны соответственно 97 и 48%, а для гер-нейтрино — 97 и 49%.

В случае мишени из  $^{98}\text{Mo}$  лишь  $^8\text{B-}$  и гер-нейтрино обладают достаточной энергией, чтобы вызывать разрешенные переходы  $^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Tc}$ . Согласно данным (p,n)-измерений, экспериментальная ошибка в определении сечения, оцениваемая по одному стандартному откло-

нению, уже сама составляет  $\pm 30\%$  [516], поэтому полный теоретический диапазон неопределенностей ожидаемой скорости счета для этого детектора определяется по меньшей мере с точностью до множителя, равного двум. Для определенности эта ошибка и учитывалась в определении скорости счета.

В случае детектора на  $^{115}\text{In}$  все переходы приводят к возбужденным состояниям дочернего ядра (обсуждение трудностей расчета скорости захвата нейтрино ядрами  $^{115}\text{In}$  см. в работах [43, 44]). Наилучшая в настоящее время оценка матричного элемента перехода в нижнее возбужденное состояние ядра  $^{115}\text{Sn}$  с энергией возбуждения 0,61 МэВ по данным (p,n)-экспериментов [516] на удивление хорошо согласуется с эвристической оценкой Рагавана, приведенной в его оригинальной статье [505] по индиевому детектору. Однако доступные нам данные (p,n)-измерений для соответствующих переходов  $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$  получены с большими ошибками, а именно с  $1\sigma \approx 30\%$ . Кроме того, по уже упоминавшимся выше причинам в (p,n)-экспериментах имеются трудности с калибровкой. Все сказанное приводит к тому, что полный диапазон надежных предсказаний скорости счета для этого детектора из-за неопределенности нейтринных сечений поглощения также определяется с точностью до множителя, равного примерно двум.

## Д. Распад мюонов: нейтрино и антинейтрино

В принципе, для калибровки детекторов солнечных нейтрино можно использовать пучки электронных нейтрино  $\nu_e$  от распада  $\mu^+$ -мезонов, которые останавливаются в поглотителе пучка мезонной фабрики, такой, например, как в Лос-Аламосе. С другой стороны, образующиеся при распаде  $\mu^-$ -мезонов электронные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  достаточно сильно рассеиваются в водных детекторах солнечных нейтрино (таких, как обсуждаемый в разд. 13.2 детектор Камиоканде II), что позволяет с большой точностью оценивать мюонный фон. Знание сечений поглощения или рассеяния нейтрино от мюонных распадов также необходимо при оценке возможности регистрации в экспериментах с солнечными нейтрино процессов типа вспышек на Солнце или других аналогичных процессов с участием энергичных частиц, в столкновениях которых рождаются мезоны (см. ниже разд. 10.5).

Полные сечения рассеяния нейтрино от распада покоящихся мюонов на ядрах  $^{37}\text{Cl}$  были рассчитаны Бакалом и Улриком [83] с использованием достаточно хорошо известных из измерений  $\beta$ -распада ядерных матричных элементов. Для галлиевой мишени расчеты про-

водились с использованием значений  $B(GT)$ , определенных по данным (p,n)-экспериментов [83, 384, 385]. Матричные элементы, наиболее важные при расчете сечения поглощения нейтрино со спектром, отвечающим распаду покоящегося мюона, совпадают с матричными элементами, определяющими поглощение борных нейтрино. Усредненные значения  $B(GT)$  увеличиваются с ростом энергии возбуждения ядра. И для хлор-аргонового, и для галлий-германиевого экспериментов наибольшие вклады в сечение (как для нейтрино от распада мюонов, так и для борных нейтрино) вносят переходы в возбужденные состояния дочернего ядра с энергией возбуждения несколько МэВ (характерная величина  $\sim 5$  МэВ).

Для каждого из детекторов были выполнены два расчета сечений поглощения — один с приближенным учетом поправок от запрещенных переходов в соответствии с правдоподобной оценкой [68], а другой без учета этих поправок. Результаты обоих расчетов показывают, что ошибки вычислений велики из-за слагаемых, которые не удается надежно оценить. Ради простоты в конечных результатах производилось сокращение вкладов противоположного знака одного порядка величины, обусловленных первыми исчезающими поправками от запрещенных переходов.

Для хлор-аргонового детектора с учетом поправок от запрещенных переходов имеем<sup>1)</sup>

$$\sigma(^{37}\text{Cl}) = 7,2 \cdot 10^{-41} \text{ см}^2, \quad (8.24)$$

а без учета этих поправок

$$\sigma(^{37}\text{Cl}) = 7,6 \cdot 10^{-41} \text{ см}^2. \quad (8.25)$$

Аналогично для галлий-германиевого детектора с учетом поправок от запрещенных переходов

$$\sigma(^{71}\text{Ga}) = 8,9 \cdot 10^{-41} \text{ см}^2 \quad (8.26)$$

и без учета этих поправок

$$\sigma(^{71}\text{Ga}) = 1,4 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2. \quad (8.27)$$

<sup>1)</sup> Численные значения приведенных сечений отличаются от представленных в нашей работе с Улриком [83]. Причина в том, что, как заметил Фукугита [273], мы использовали неправильный энергетический спектр  $\nu_e$  от  $\mu^+$ -распада (см. разд. 8.2.Е настоящей книги). Здесь внесены необходимые исправления.

Расчеты показывают, что разность сечений поглощения нейтрино с учетом и без учета поправок от запрещенных переходов для нейтрино от распада  $\mu^+$ -мезона оказывается значительно больше, чем для нейтрино от распада  $^8\text{B}$ . Причина в том, что наиболее важные из учитываемых вклады в сечение от запрещенных переходов пропорциональны комбинации [(энергия нейтрино)  $\times$  (радиус ядра)]<sup>2</sup>. А в случае нейтрино от  $\mu^+$ -распада их характерная энергия оказывается примерно в пять раз больше, чем при распаде  $^8\text{B}$ .

Отметим, что по нашей методике в расчетах учитывались поправки от запрещенных переходов, включающие в себя поправки к разрешенным переходам, измеренные либо при распаде изотопа  $^{37}\text{Ca}$  (для ядер  $^{37}\text{Cl}$ ), либо же в (p,n)-экспериментах (для галлий-германиевого детектора). Однако другие поправочные слагаемые, имеющие, вообще говоря, тот же порядок величины, в расчетах не учитывались. Речь идет о так называемых запрещенных переходах первого порядка в ядерном  $\beta$ -распаде, информацию о которых не удается получить из обычных (p,n)-экспериментов или исследований  $\beta$ -распада. К сожалению, в настоящее время не существует надежного способа оценки этих ядерных матричных элементов. Кроме того, следует иметь в виду, что принятая нами методика учета запрещенных переходов [68] дает только правдоподобную оценку матричных элементов, но не позволяет точно определить их вклад.

Отличие в сечениях поглощения нейтрино, рассчитанных с учетом и без учета вклада от запрещенных переходов, позволяет по методике гл. 7 все же оценить диапазон неопределенности расчета. Так, оказывается, что нейтрино, образующиеся при распаде мюона, можно использовать для калибровки детекторов солнечных нейтрино с точностью лишь до множителя порядка двойки, высокую точность калибровки обеспечить таким способом не удастся.

Приведем в заключение полное сечение поглощения электронного антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  протоном с испусканием позитрона:

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p) = 9,5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2. \quad (8.28)$$

Здесь полагается, что  $\bar{\nu}_e$  образуются при распаде покоящегося  $\mu^-$ -мезона и сечение усредняется по соответствующему нейтринному спектру.

## 8.2. Сечения $\nu$ — e-рассеяния

Процессы рассеяния нейтрино на электронах обладают четырьмя важными для диагностики особенностями: 1) электроны отдачи вылетают преимущественно вперед вдоль прямой, соединяющей Солнце и Землю [34]; 2) форма спектра электронов отдачи несет в себе информацию о спектре солнечных нейтрино [34, 521]; 3) сечение зависит от флейвора нейтрино [336]; 4) отдельные события можно регистрировать с помощью быстродействующих электронных устройств, что позволяет добиться высокого временного разрешения. *Угловое распределение* электронов (которое имеет резко выраженный максимум вперед в направлении оси Солнце — Земля) позволяет экспериментально определить, действительно ли нейтрино летят от Солнца. Измерение *энергетического спектра* электронов отдачи можно использовать для проверки предсказываемого в рамках стандартной солнечной модели спектра солнечных нейтрино. Используя зависимость сечения рассеяния от *флейвора* налетающего нейтрино, можно делать заключения о составе потока солнечных нейтрино. Затем, путем сравнения результатов экспериментальных установок на  $\nu$  — e-рассеянии с измеряемыми в хлор-аргоновом и других радиохимических экспериментах скоростями поглощения нейтрино (обусловленными взаимодействием только через заряженные токи) можно определить, имеют ли место в действительности (резонансные или нерезонансные) осцилляции нейтрино. *Временное разрешение* позволяет различать события от стационарных нейтринных потоков, идущих, согласно теории, из солнечного ядра, от событий, определяемых нестационарными процессами, скажем, в конвективной зоне или на поверхности Солнца (более подробное обсуждение см. в работе Дэвиса [209] и в разд. 10.4). Нельзя также исключить суточную модуляцию потока солнечных нейтрино, обусловленную резонансным рассеянием в толще Земли (см. разд. 9.2).

Очень часто наиболее трудной проблемой в экспериментах с солнечными нейтрино является борьба с фоновыми эффектами, однако с увеличением кинетической энергии детектируемых электронов отдачи относительная роль фона обычно уменьшается. Поэтому большинство описываемых в литературе детекторов  $\nu$  — e-рассеяния ориентированы на регистрацию нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ , имеющих энергии вплоть до 15 МэВ.

Можно ожидать, что в ряде планируемых экспериментов будет достигнуто достаточно хорошее разрешение по энергиям и удовлетворительное угловое разрешение электронов отдачи. Поэтому с целью

облегчения непосредственного использования наших данных при обработке экспериментальных результатов мы приводим таблицы сечений рассеяния высокоэнергетических  ${}^8\text{B}$ - и  $({}^3\text{He} + p)$ -нейтрино в зависимости от минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов отдачи  $T_{\text{мин}}$ .

В описываемых в настоящем разделе вычислениях предполагается, что, если не оговаривается другое, энергетический спектр солнечных нейтрино при их прохождении из центральных областей Солнца до Земли остается неизменным. Для большинства представляющих интерес параметров это предположение остается справедливым, даже если на своем пути нейтрино испытывают нерезонансные осцилляции [64, 303]. С целью сравнения мы здесь приводим также результаты для крайнего случая, когда все электронные нейтрино предположительно переходят в мюонные либо внутри Солнца, либо на пути от Солнца до Земли.

Очевидно, что разность результатов для  $\nu_e - e^-$  и  $\nu_\mu - e^-$  рассеяния дает оценку сверх возможного влияния взаимодействий с изменением флейвора, таких, например, как МСВ-эффект (см. разд. 9.2).

Совершенно аналогично можно рассчитать варианты, когда в результате резонансных осцилляций, т. е. МСВ-эффекта (см. работы [435, 665] и обсуждение в разд. 9.2) часть электронных нейтрино превращается в мюонные. Что можно в этом случае ожидать в эксперименте, описано в работе [65]. Результаты сильно зависят от предполагаемого порога для минимальной энергии отдачи электрона. Однако *минимальное* уменьшение скорости счета, которое может быть вызвано *полным* превращением электронных нейтрино в мюонные или тауонные за счет МСВ-эффекта, почти не зависит от порога разрешения аппаратуры: при минимальной энергии электронов 5 МэВ коэффициент уменьшения составляет примерно 0,15, а при 10 МэВ — 0,14 (см. табл. II в работе [48]).

В разд. 8.2.A приведены основные уравнения, использованные в расчетах. Читатели, больше заинтересованные приложениями, могут его опустить. В разд. 8.4.B в табл. 8.5 приведены сечения рассеяния нейтрино на электронах для всех наиболее важных термоядерных источников нейтрино, а в табл. 8.6 и 8.7 даны сечения более энергичных  ${}^8\text{B}$ - и  $({}^3\text{He} + p)$ -нейтрино в зависимости от минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов отдачи. В табл. 8.8 сечения  $\nu$  — e-рассеяния приведены в зависимости от энергии налетающего нейтрино. Обсуждение результатов проводится в разд. 8.4.B. Данные этих таблиц удобны для оценки ожидаемых скоростей счета

различных детекторов. В разд. 8.4.Г в силу важности этих результатов для обработки эксперимента отдельно табулированы спектры электронов отдачи при рассеянии  $pp$ -,  ${}^8\text{B}$ - и  $({}^3\text{He} + p)$ -нейтрино (см. табл. 8.9 — 8.13), причем расчеты проводились либо для чистых  $\nu_e$ , либо для чистых  $\nu_\mu$ . Форму спектров отдачи лучше всего воспринимать графически. Поэтому на рис. 8.2 — 8.6 приводятся спектры  $pp$ -,  $pp$ -,  ${}^7\text{Be}$ -,  ${}^8\text{B}$ - и  $({}^3\text{He} + p)$ -нейтрино. В разд. 8.4.Д обсуждаются ожидаемые угловые распределения электронов отдачи (см. особенно табл. 8.14).

Основные результаты суммированы в заключительном разд. 8.2.Е.

### А. Основные соотношения

Дифференциальное сечение рассеяния нейтрино с первоначальной энергией  $q$  на электроне, в результате которого электрон приобретает кинетическую энергию  $T$ , дается выражением [336]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \sigma_e [g_L^2 + g_R^2(1 - T/q)^2 - g_L g_R (T/q)^2], \quad (8.29)$$

где

$$g_L = \pm 1/2 + \sin^2 \Theta_W, \quad g_R = \sin^2 \Theta_W. \quad (8.30)$$

Верхний знак отвечает  $\nu_e - e^-$ -рассеянию, а нижний — рассеянию мюонных нейтрино. Если особо не оговаривается, то в качестве единиц измерения энергии выбрана энергия покоя электрона  $m_e c^2$ , а  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$  [399]. Сечение  $\sigma_e$  равно

$$\sigma_e = 2G_F^2 m_e^2 / \pi \hbar^4 = 88,083 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (8.31)$$

В выражении (8.29) пренебрегается энергией связи электронов в атомах, а также не учитываются радиационные поправки и поправки на электрослабое взаимодействие. Учет атомарной структуры мишени можно произвести, оценивая фурье-образ волновой функции первоначально связанного электрона. Поправки оказываются малыми [34], порядка  $(v/c)_{\text{связ}}^2 \sim (\alpha Z_{\text{экр}}/n)^2$ , где  $Z_{\text{экр}}$  — эффективный заряд ядра, а  $n$  — главное квантовое число одноэлектронного состояния. Радиационные и электрослабые поправки также малы и составляют порядка процента от полного сечения рассеяния МэВ-ных нейтрино [558].

Полное сечение рассеяния получается интегрированием выражения (8.29) в пределах от энергии  $T_{\text{мин}}$  (равной обычно в большинстве

экспериментов несколько МэВ) до  $T_{\text{макс}}$  — максимальной кинетической энергией электрона отдачи, определяемой из законов сохранения энергии и импульса:

$$T_{\text{макс}}(q) = 2q^2 / (1 + 2q). \quad (8.32)$$

В результате имеем

$$\sigma_{\text{полн},q}(T_{\text{мин}}) = \sigma_e \left[ (g_L^2 + g_R^2)(T_{\text{макс}} - T_{\text{мин}}) - \left( \frac{g_R^2}{q} + \frac{g_L g_R}{2q^2} \right) (T_{\text{макс}}^2 - T_{\text{мин}}^2) + \frac{g_R^2}{3q^2} (T_{\text{макс}}^3 - T_{\text{мин}}^3) \right]. \quad (8.33)$$

Окончательное интегрирование по спектру энергий приходящих нейтрино должно выполняться численно. Если посредством  $\lambda(q)$  обозначить *нормированный* спектр нейтрино, падающих на Землю, то

$$\sigma_{\text{полн}}(T_{\text{мин}}) = \int_0^{q_{\text{макс}}} dq \lambda(q) \sigma_{\text{полн},q}(T_{\text{мин}}). \quad (8.34)$$

Очень часто в эксперименте наибольший интерес представляет дифференциальное сечение рассеяния как функция энергии отдачи электрона. Это сечение после усреднения по спектру запишется в виде

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dT} \right\rangle_T \equiv \int_{q_{\text{мин}}}^{q_{\text{макс}}} dq \lambda(q) \frac{d\sigma}{dT}, \quad (8.35)$$

где  $q_{\text{мин}}$  — минимальная энергия нейтрино, при которой кинетическая энергия электрона равна  $T$ :

$$q_{\text{мин}}(T) = (T + \sqrt{T(T+2)})/2. \quad (8.36)$$

Энергия  $q_{\text{мин}}$  отвечает случаю, когда падающее нейтрино сообщает электрону импульс в направлении своего движения. В качестве проверки численных расчетов полное сечение можно также вычислить, интегрируя  $\langle d\sigma/dT \rangle_T$  в пределах от  $T_{\text{мин}}$  до  $T_{\text{макс}}$ .

Угловое распределение электронов отдачи несет в себе важную информацию о направлении прихода нейтрино. В случае солнечных нейтрино угловое распределение зависит только от одного параметра  $\mu$ , равного косинусу угла между направлением импульса электрона отдачи и (мгновенным) направлением оси Солнце — Земля. Поскольку в акте рассеяния участвуют две частицы, то, фиксируя

любые два параметра в тройке  $\{\mu, T, q\}$ , можно найти третью величину. Например, можно определить угол рассеяния электронов по их кинетической энергии и энергии падающего нейтрино или же, наоборот, найти энергию нейтрино по кинетической энергии отдачи и углу рассеяния. Эти величины связаны следующими соотношениями:

$$\mu^2 = \frac{T(1+q)^2}{(T+2)q^2}, \quad (8.37)$$

$$T = \frac{2q^2\mu^2}{(1+q)^2 - q^2\mu^2}, \quad (8.38)$$

$$q(\mu) = \frac{T + |\mu|\sqrt{T(T+2)}}{(T+2)\mu^2 - T}. \quad (8.39)$$

Максимальная кинетическая энергия отдачи  $T_{\text{макс}}$  отвечает  $\mu = +1$  [см. (8.32) и (8.38)]. Минимальное значение косинуса угла рассеяния  $\mu_{\text{мин}}$  определяется выражением (8.37) при  $T = T_{\text{мин}}$ .

Угловое распределение электронов при фиксированной энергии нейтрино дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\mu} = \frac{4(1+q)^2q^2\mu}{[(1+q)^2 - \mu^2q^2]^2} \left( \frac{d\sigma}{dT} \right)_{T(\mu)}, \quad (8.40)$$

где для фиксированных  $\mu$  и  $q$  кинетическую энергию  $T$  вычисляют в соответствии с выражением (8.38), а дифференциальное сечение рассеяния при фиксированном  $T$  — по формуле (8.29). Соответственно для усредненного по спектру углового распределения имеем

$$\left( \frac{d\sigma}{d\mu} \right)_{T_{\text{мин}}} = \int_0^{q_{\text{макс}}} dq \lambda(q) \left( \frac{d\sigma}{d\mu} \right)_{T \geq T_{\text{мин}}} \quad (8.41)$$

В качестве дополнительной проверки расчетов можно вычислить полное сечение рассеяния, интегрируя  $(d\sigma/d\mu)_{T_{\text{мин}}}$  по всем направлениям.

## Б. Полные сечения рассеяния

В связи с любым предложением нового способа детектирования солнечных нейтрино прежде всего возникает вопрос: а какова же ожидаемая скорость счета? Для ответа необходимо знать полные сечения рассеяния для всех термоядерных источников солнечных нейтрино.

В табл. 8.5 приведены полные сечения  $\nu - e^-$ -рассеяния как для перечисленных в гл. 6 источников нейтрино внутри Солнца, так и

**Таблица 8.5. Полные сечения  $\nu - e^-$ -рассеяния.** Предполагается, что на детектор падают либо  $\nu_e$ , либо  $\nu_\mu$ . Сечения рассчитаны для  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$ . В расчетах принималось, что во всех случаях минимальная энергия отдачи равна нулю. Энергия нейтрино  $q$  и максимальная кинетическая энергия электронов отдачи  $T_{\text{макс}}$  приведены в МэВ. Сечения даны в  $10^{-46} \text{ см}^2$

Источник	$q$	$T_{\text{макс}}$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$
pp	$\leq 0.420$	0.261	11.6	3.1
pep	1.442	1.225	112	21.7
hep	$\leq 18.773$	18.52	884	150
$^7\text{Be}$	0.862	0.665	59.3	12.6
$^7\text{Be}$	0.384	0.231	19.6	4.98
$^8\text{B}$	$< 15.0$	14.5	608	104
$^{13}\text{N}$	$\leq 1.199$	0.988	46.5	10.1
$^{15}\text{O}$	$\leq 1.732$	1.509	71.9	14.7
$^{17}\text{F}$	$\leq 1.740$	1.517	72.2	14.7
$^{51}\text{Cr}$	0.746	0.556	49.2	10.7
$^{51}\text{Cr}$	0.426	0.266	22.8	5.64
$^{65}\text{Zn}$	0.227	0.107	8.76	2.54
$^{65}\text{Zn}$	1.343	1.128	102.5	20.2
$^{65}\text{Zn}$	$\leq 0.330$	0.186	6.60	1.95

для двух потенциально возможных наземных эталонных источников (на изотопах  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{65}\text{Zn}$ ). Предполагается, что при достижении мишени, расположенной на Земле, нейтрино являются либо чисто электронными ( $\nu_e$ ), либо чисто мюонными ( $\nu_\mu$ ). (Можно полагать, что эталонные источники испускают только электронные нейтрино.) Расчеты проводились для  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$ . Изменение квадрата синуса угла Вайнберга на 1% приводит примерно к 3%-ному изменению полного сечения (см. [48]).

С экспериментальной точки зрения наиболее доступны для регистрации солнечные нейтрино от распада  $^8\text{B}$ . Насколько важно при этом иметь низкий порог по энергиям электронов отдачи? Ответ на этот вопрос содержится в табл. 8.6, в которой приведены полные сечения рассеяния борных нейтрино в зависимости от  $T_{\text{мин}}$ . Относительные изменения сечений при 1%-ном изменении  $\sin^2 \Theta_W$  составляют примерно 3% для  $\nu_e - e^-$ -рассеяния и от  $-0,04$  до  $-0,07\%$  для

**Таблица 8.6.** Сечения рассеяния борных нейтрино. Предполагается, что на детектор падают либо  $\nu_e$ , либо  $\nu_\mu$ . Сечения  $\nu$  – e-рассеяния солнечных нейтрино от распада  $^8\text{B}$  приведены для разных значений минимальной регистрируемой энергии электронов  $T_{\text{мин}}$ . Сечения рассчитаны для  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$ . Энергия электронов приведена в МэВ, а сечения даны в  $10^{-46} \text{ см}^2$ .

$T_{\text{мин}}$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$	$T_{\text{мин}}$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$
0.0	6.08E+02	1.04E+02	8.0	4.64E+01	6.76E+00
1.0	5.09E+02	8.39E+01	9.0	2.44E+01	3.53E+00
2.0	4.15E+02	6.63E+01	10.0	1.10E+01	1.58E+00
3.0	3.27E+02	5.10E+01	11.0	3.93E+00	5.64E-01
4.0	2.48E+02	3.79E+01	12.0	9.88E-01	1.41E-01
5.0	1.80E+02	2.71E+01	13.0	1.36E-01	1.94E-02
6.0	1.23E+02	1.83E+01	13.5	3.60E-02	5.13E-03
7.0	7.90E+01	1.16E+01	14.0	7.4 E-00	1.0 E-03

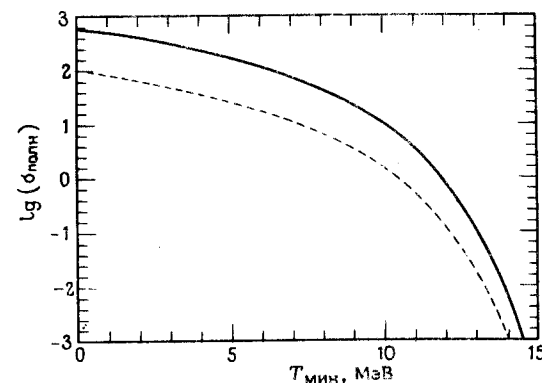
$\nu_\mu$  – e-рассеяния (при возрастании  $T_{\text{мин}}$  от нуля до 14 МэВ) [48].

Какое влияние оказывает флейвор нейтрино на сечения рассеяния? Ответ на этот вопрос можно получить, сравнивая соответствующие сечения в последних двух столбцах табл. 8.5 или же во втором и третьем столбцах табл. 8.6, в которой результаты получены также в предположении, что Земли достигают либо чисто электронные, либо чисто мюонные нейтрино. Для типичных энергетических порогов отношение сечений  $\nu_e$  – e- и  $\nu_\mu$  – e-рассеяния примерно постоянно и равно

$$\frac{\sigma_{\nu_e e}}{\sigma_{\nu_\mu e}} \approx 6 - 7. \quad (8.42)$$

Следует заметить, что из-за слабой зависимости формы спектра электронов отдачи от флейвора нейтрино, а также из-за зависимости скорости счета детектора от минимальной регистрируемой энергии приведенное в (8.42) значение отличается от величины, которую можно получить из таблицы полных сечений рассеяния при различных энергиях нейтрино (см. ниже табл. 8.8).

Как видно из рис. 8.1, сечение рассеяния борных нейтрино сильно зависит от порога регистрации  $T_{\text{мин}}$ . Причем если для энергий, меньших 7 МэВ, понижение  $T_{\text{мин}}$  на один или два мегаэлектронвольта не дает большого выигрыша (увеличение сечения не более чем в два раза), то для  $T_{\text{мин}} > 7$  МэВ в силу крутизны кривой пониже-



**Рис. 8.1.** Сечения рассеяния  $^8\text{B}$ -нейтрино. Показана зависимость сечения  $\nu$  – e-рассеяния от минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов отдачи  $T_{\text{мин}}$ . Сечение измеряется в единицах  $10^{-46} \text{ см}^2$ . Сплошная кривая — рассеяние  $\nu_e$ -нейтрино, штриховая кривая — рассеяние  $\nu_\mu$ -нейтрино.

ние  $T_{\text{мин}}$  даже на 1 МэВ приводит к заметному увеличению скорости счета. Поэтому в экспериментах с солнечными нейтрино очень важно уменьшать фоновые эффекты, по крайней мере до кинетических энергий электронов отдачи порядка 7 МэВ.

Особый интерес представляют  $\text{He}$ -нейтрино. Дело в том, что, будь их потоки более интенсивными, их можно было бы относительно легко регистрировать, так как ( $^3\text{He} + p$ )-реакция в рамках стандартной солнечной модели является источником наиболее высокоэнергетических нейтрино (максимальная энергия 18,775 МэВ). Более того, анализ ряда нестандартных солнечных моделей показывает, что потоки  $\text{He}$ -нейтрино действительно могут быть больше, если допустить, что градиент температуры внутри Солнца меньше, чем в стандартной модели (что подавляет образование борных нейтрино), а непосредственно в центральной области содержится больше ядер  $^3\text{He}$ .

В табл. 8.7 приведены полные сечения рассеяния  $\text{He}$ -нейтрино на электронах в зависимости от порогового значения  $T_{\text{мин}}$ . Отношение сечений  $\nu_e$  – e- и  $\nu_\mu$  – e-рассеяния и в этом случае достаточно хорошо согласуется с оценкой (8.42).

Согласно оценкам работы [83] в процессах рассеяния с сообщением электронам отдачи кинетической энергии, превышающей 13,5



**Таблица 8.7.** Сечения рассеяния  $\nu$ -нейтрино. Получены для разных значений минимальной регистрируемой кинетической энергии электронов  $T_{\min}$ . Предполагается, что на Землю падают либо чисто электронные ( $\nu_e$ ), либо мюонные ( $\nu_\mu$ ) нейтрино. Сечения рассчитаны для  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$ ;  $T_{\min}$  измеряется в МэВ, а сечения — в  $10^{-46} \text{ см}^2$

$T_{\min}$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$	$T_{\min}$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$
0.0	8.84E+02	1.50E+02	11.0	7.45E+01	1.07E+01
1.0	7.84E+02	1.29E+02	12.0	4.71E+01	6.74E+00
2.0	6.87E+02	1.10E+02	13.0	2.73E+01	3.89E+00
3.0	5.94E+02	9.32E+01	13.5	1.99E+01	2.84E+00
4.0	5.04E+02	7.77E+01	14.0	1.41E+01	2.00E+00
5.0	4.20E+02	6.37E+01	15.0	6.11E+00	8.66E-01
6.0	3.42E+02	5.12E+01	16.0	2.01E+00	2.85E-01
7.0	2.71E+02	4.01E+01	17.0	3.88E-01	5.49E-02
8.0	2.09E+02	3.06E+01	17.5	1.11E-01	1.57E-02
9.0	1.55E+02	2.26E+01	18.0	1.5 E-02	2.1 E-03
10.0	1.10E+02	1.59E+01			

МэВ,  $\nu$ -нейтрино играют более важную роль по сравнению с борными нейтрино, если отношение их потоков в стандартной солнечной модели составляет примерно  $10^{2,5}$ . К сожалению, для таких больших пороговых энергий абсолютная величина сечения становится малой, поэтому  $\nu$ -нейтрино можно будет регистрировать, если либо используются очень большие детекторы, либо Солнце описывается нестандартной моделью.

### В. Сечения при конкретных значениях энергии

В табл. 8.8 приведены сечения  $\nu$ - $e$ -рассеяния, вычисленные для энергий нейтрино в диапазоне 1–60 МэВ. Расчеты проводились в предположении  $T_{\min} = 0$  без учета радиационных поправок (которые становятся существенными при больших энергиях).

Данные табл. 8.8 приближенно описываются следующей зависимостью:

$$\sigma(q) = \text{const} \left( \frac{q}{10 \text{ МэВ}} \right) 10^{-44} \text{ см}^2, \quad (8.43)$$

где  $\text{const} = 9,2$  в случае рассеяния  $\nu_e$  и  $1,6$  для рассеяния  $\nu_\mu$  нейтрино. Для  $\bar{\nu}_e$ - $e$ - и  $\bar{\nu}_\mu$ - $e$ -рассеяния константы соответственно

**Таблица 8.8.** Сечения рассеяния в зависимости от энергии падающего нейтрино. Расчеты проводились для  $T_{\min} = 0$ . Энергия нейтрино дана в МэВ, а сечения измеряются в  $10^{-46} \text{ см}^2$

$q$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$	$q$	$\sigma_{\nu_e-e}$	$\sigma_{\nu_\mu-e}$
1.0	7.15E+01	1.48E+01	16.0	1.49E+03	2.49E+02
2.0	1.63E+02	3.05E+01	18.0	1.68E+03	2.80E+02
3.0	2.57E+02	4.62E+01	20.0	1.87E+03	3.12E+02
4.0	3.51E+02	6.18E+01	25.0	2.34E+03	3.90E+02
5.0	4.45E+02	7.75E+01	30.0	2.82E+03	4.68E+02
7.0	6.35E+02	1.09E+02	40.0	3.77E+03	6.24E+02
10.0	9.19E+02	1.56E+02	50.0	4.71E+03	7.80E+02
12.0	1.11E+03	1.87E+02	60.0	5.66E+03	9.36E+02
14.0	1.30E+03	2.18E+02			

равны 3,9 и 1,3. В силу того что спектр электронов отдачи при  $\nu_e$ - $e$ -рассеянии является довольно плоским [см. (8.29)], данные табл. 8.8 можно использовать для достаточно точной оценки величины сечения при конкретном значении  $T_{\min}$ . Для этого надо просто умножить табулированное сечение на отношение  $(T_{\max} - T_{\min})/T_{\max}$ . Это приближение хуже работает в случае  $\nu_\mu$ - $e$ -рассеяния, но все же дает полезную ориентировочную оценку.

### Г. Энергетические спектры электронов отдачи

Каков спектр энергий у нейтрино, падающих на Землю? Согласуется ли он с теоретическим спектром солнечных нейтрино, рассчитанным в рамках стандартной солнечной модели в предположении, что источником солнечной энергии является процесс термоядерного горения? Имеются ли у нас доказательства наличия резонансного перехода электронных нейтрино в нейтрино другого типа? Нет ли в спектре изменений, обусловленных распадами низкоэнергетических нейтрино? Все перечисленные вопросы имеют фундаментальный характер и подлежат экспериментальной проверке. В настоящем разделе приведены энергетические спектры электронов отдачи, которые рассчитывались в предположении, что спектр падающих нейтрино идентичен спектру, получающемуся в стандартной солнечной модели с учетом термоядерного цикла. Изменения, вносимые в спектры возможными распадами нейтрино, рассматриваются в разд. VII мо-

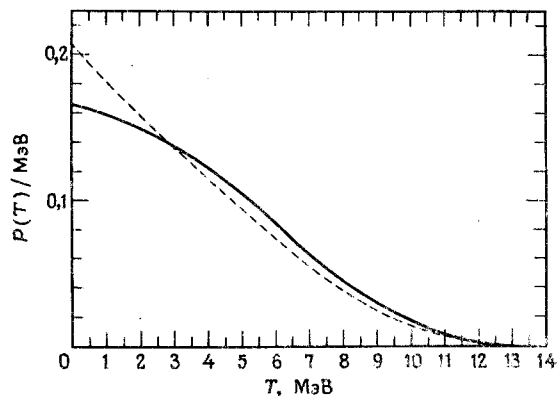


Рис. 8.2. Спектр электронов отдачи в случае рассеяния борных нейтрино. Построена зависимость плотности вероятности  $P(T)$  образования электронов с различными кинетическими энергиями отдачи  $T$ . Сплошная кривая — рассеяние  $\nu_e$ -нейтрино, штриховая кривая — рассеяние  $\nu_\mu$ -нейтрино.

ей работы [48]. Влияние на спектр отдачи МСВ-эффекта при учете осцилляций между двумя флейворами исследуется в статье [65].

В табл. 8.9 и 8.10 приведены распределения  $P(T)$  процессов  $\nu_e$ -e- и  $\nu_\mu$ -e-рассеяния солнечных нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  с сообщением электрону кинетической энергии  $T$ .

Спектры отдачи, вычисленные с помощью формулы (8.35), иллюстрирует рис. 8.2. Видно, что в наиболее интересной для эксперимента области энергий  $T \geq 3$  МэВ спектры отдачи для  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -нейтрино очень близки. Основное различие — в величине сечения [см. (8.42)].

Как отмечалось в разд. 6.2, нейтрино от реакции  ${}^3\text{He} + p$  в отличие от борных нейтрино несут в себе информацию о дополнительных параметрах солнечной модели. И хотя по оценкам потоки гер-нейтрино слабы, однако они определяют высокоэнергетическую часть спектра электронов отдачи, а эти электроны можно пытаться регистрировать в установках с большим объемом рассеивающего вещества (см. разд. 14.1 и 14.2 в настоящей книге).

На рис. 8.3 и в табл. 8.11 и 8.12 представлены спектры электронов отдачи при рассеянии гер-нейтрино. Как и в случае борных нейтрино, в интересной для эксперимента области энергий формы спектров отдачи  $\nu_e$ -e- и  $\nu_\mu$ -e-рассеяния близки, хотя полные сечения заметно

Таблица 8.9. Спектр электронов отдачи при  $\nu_e$ -e-рассеянии нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ . Кинетическая энергия электронов  $T$  измеряется в МэВ;  $P(T)$  — нормированные на МэВ распределения вероятности

$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$
0.0	0.166	3.0	0.137	6.0	0.083	9.0	2.9E-02	12.0	2.7E-03
0.1	0.165	3.1	0.136	6.1	0.081	9.1	2.7E-02	12.1	2.4E-03
0.2	0.164	3.2	0.135	6.2	0.079	9.2	2.6E-02	12.2	2.1E-03
0.3	0.164	3.3	0.133	6.3	0.077	9.3	2.5E-02	12.3	1.8E-03
0.4	0.163	3.4	0.132	6.4	0.075	9.4	2.3E-02	12.4	1.6E-03
0.5	0.162	3.5	0.130	6.5	0.073	9.5	2.2E-02	12.5	1.3E-03
0.6	0.162	3.6	0.128	6.6	0.071	9.6	2.1E-02	12.6	1.1E-03
0.7	0.161	3.7	0.127	6.7	0.069	9.7	2.0E-02	12.7	9.6E-04
0.8	0.160	3.8	0.125	6.8	0.067	9.8	1.8E-02	12.8	8.1E-04
0.9	0.159	3.9	0.123	6.9	0.065	9.9	1.7E-02	12.9	6.7E-04
1.0	0.159	4.0	0.122	7.0	0.063	10.0	1.6E-02	13.0	5.5E-04
1.1	0.158	4.1	0.120	7.1	0.061	10.1	1.5E-02	13.1	4.5E-04
1.2	0.157	4.2	0.118	7.2	0.059	10.2	1.4E-02	13.2	3.6E-04
1.3	0.156	4.3	0.116	7.3	0.057	10.3	1.3E-02	13.3	2.9E-04
1.4	0.155	4.4	0.114	7.4	0.056	10.4	1.2E-02	13.4	2.3E-04
1.5	0.155	4.5	0.113	7.5	0.054	10.5	1.2E-02	13.5	1.8E-04
1.6	0.154	4.6	0.111	7.6	0.052	10.6	1.1E-02	13.6	1.4E-04
1.7	0.153	4.7	0.109	7.7	0.050	10.7	9.9E-03	13.7	1.1E-04
1.8	0.152	4.8	0.107	7.8	0.048	10.8	9.1E-03	13.8	7.9E-05
1.9	0.151	4.9	0.105	7.9	0.046	10.9	8.4E-03	13.9	5.9E-05
2.0	0.150	5.0	0.103	8.0	0.045	11.0	7.7E-03	14.0	4.4E-05
2.1	0.149	5.1	0.101	8.1	0.043	11.1	7.0E-03	14.1	3.2E-05
2.2	0.148	5.2	0.099	8.2	0.041	11.2	6.4E-03	14.2	2.3E-05
2.3	0.146	5.3	0.097	8.3	0.040	11.3	5.8E-03	14.3	1.7E-05
2.4	0.145	5.4	0.095	8.4	0.038	11.4	5.3E-03	14.4	1.2E-05
2.5	0.144	5.5	0.093	8.5	0.036	11.5	4.8E-03	14.5	8.2E-06
2.6	0.143	5.6	0.091	8.6	0.035	11.6	4.3E-03	14.6	5.7E-06
2.7	0.142	5.7	0.089	8.7	0.033	11.7	3.8E-03	14.7	3.8E-06
2.8	0.140	5.8	0.087	8.8	0.032	11.8	3.4E-03	14.8	2.5E-06
2.9	0.139	5.9	0.085	8.9	0.030	11.9	3.0E-03	14.9	1.6E-06

Таблица 8.10. Спектр электронов отдачи в случае  $\nu_\mu$  - e-рассеяния нейтрино от распада  $^8\text{B}$ . Кинетическая энергия электронов  $T$  измеряется в МэВ;  $P(T)$  — нормированные на МэВ распределения вероятности

$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$
0.0	0.208	3.0	0.136	6.0	0.074	9.0	2.4E-02	12.0	2.3E-03
0.1	0.205	3.1	0.134	6.1	0.072	9.1	2.3E-02	12.1	2.0E-03
0.2	0.202	3.2	0.132	6.2	0.070	9.2	2.2E-02	12.2	1.7E-03
0.3	0.199	3.3	0.130	6.3	0.068	9.3	2.1E-02	12.3	1.5E-03
0.4	0.196	3.4	0.128	6.4	0.066	9.4	2.0E-02	12.4	1.3E-03
0.5	0.194	3.5	0.126	6.5	0.064	9.5	1.9E-02	12.5	1.1E-03
0.6	0.191	3.6	0.123	6.6	0.063	9.6	1.8E-02	12.6	9.5E-04
0.7	0.188	3.7	0.121	6.7	0.061	9.7	1.7E-02	12.7	8.0E-04
0.8	0.186	3.8	0.119	6.8	0.059	9.8	1.6E-02	12.8	6.7E-04
0.9	0.183	3.9	0.117	6.9	0.057	9.9	1.5E-02	12.9	5.6E-04
1.0	0.181	4.0	0.115	7.0	0.055	10.0	1.4E-02	13.0	4.6E-04
1.1	0.178	4.1	0.113	7.1	0.053	10.1	1.3E-02	13.1	3.7E-04
1.2	0.176	4.2	0.111	7.2	0.052	10.2	1.2E-02	13.2	3.0E-04
1.3	0.173	4.3	0.109	7.3	0.050	10.3	1.1E-02	13.3	2.4E-04
1.4	0.171	4.4	0.107	7.4	0.048	10.4	1.0E-02	13.4	1.9E-04
1.5	0.169	4.5	0.105	7.5	0.047	10.5	9.7E-03	13.5	1.5E-04
1.6	0.167	4.6	0.102	7.6	0.045	10.6	9.0E-03	13.6	1.1E-04
1.7	0.164	4.7	0.100	7.7	0.043	10.7	8.3E-03	13.7	8.7E-05
1.8	0.162	4.8	0.098	7.8	0.042	10.8	7.7E-03	13.8	6.6E-05
1.9	0.160	4.9	0.096	7.9	0.040	10.9	7.0E-03	13.9	4.9E-05
2.0	0.158	5.0	0.094	8.0	0.038	11.0	6.5E-03	14.0	3.6E-05
2.1	0.155	5.1	0.092	8.1	0.037	11.1	5.9E-03	14.1	2.7E-05
2.2	0.153	5.2	0.090	8.2	0.035	11.2	5.4E-03	14.2	1.9E-05
2.3	0.151	5.3	0.088	8.3	0.034	11.3	4.9E-03	14.3	1.4E-05
2.4	0.149	5.4	0.086	8.4	0.032	11.4	4.4E-03	14.4	9.8E-06
2.5	0.147	5.5	0.084	8.5	0.031	11.5	4.0E-03	14.5	6.8E-06
2.6	0.145	5.6	0.082	8.6	0.030	11.6	3.6E-03	14.6	4.7E-06
2.7	0.142	5.7	0.080	8.7	0.028	11.7	3.2E-03	14.7	3.2E-06
2.8	0.140	5.8	0.078	8.8	0.027	11.8	2.9E-03	14.8	2.1E-06
2.9	0.138	5.9	0.076	8.9	0.026	11.9	2.5E-03	14.9	1.4E-06

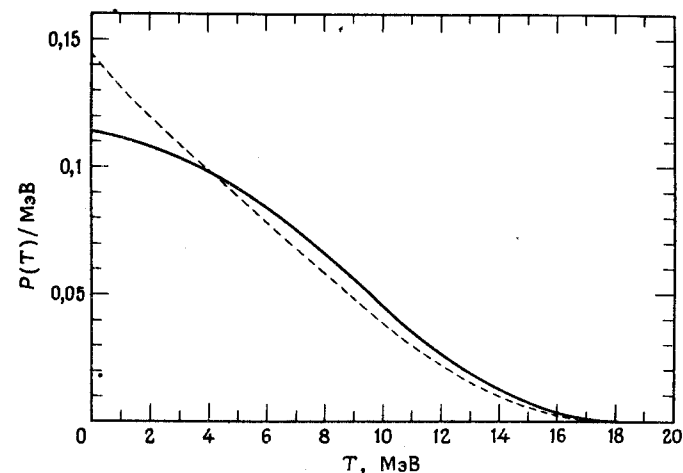


Рис. 8.3. Спектр электронов отдачи в случае рассеяния нейтрино. Показана зависимость плотности вероятности  $P(T)$  образования электронов с кинетической энергией  $T$  от  $T$ . Сплошная кривая — рассеяние электронных нейтрино; штриховая кривая — рассеяние мюонных нейтрино.

отличаются. При рассеянии нейтрино спектр простирается примерно на 4 МэВ дальше, чем спектр отдачи для борных нейтрино. Это обстоятельство можно использовать в некоторых планируемых детекторах солнечных нейтрино.

Принципиально важным является детектирование нейтрино от  $pp$ -реакции, поскольку они свидетельствуют о протекании внутри Солнца реакций термоядерного синтеза, обеспечивающих почти всю энергетику Солнца. Соответствующие спектры электронов отдачи для  $\nu_e$  - e- и  $\nu_\mu$  - e-рассеяния  $pp$ -нейтрино приведены в табл. 8.13.

Результаты расчета для  $pp$ -нейтрино иллюстрируются на рис. 8.4,а. Для сравнения на рис. 8.4,б построен спектр электронов отдачи при рассеянии солнечных нейтрино с фиксированной энергией, образующихся в сопутствующей  $pp$ -реакции. Видно, что для  $pp$ -нейтрино спектр электронов отдачи плавно спадает во всем диапазоне разрешенных энергий (0 — 0,26 МэВ), тогда как для  $pp$ -нейтрино спектр имеет уплощенный вид почти во всем диапазоне энергий (0 — 1,2 МэВ).

На рис. 8.5 сравниваются спектры электронов отдачи для двух

Таблица 8.11. Спектр электронов отдачи в случае  $\nu_e$  - рассеяния нер-нейтрино. Кинетическая энергия электронов  $T$  измеряется в МэВ;  $P(T)$  — нормированные на МэВ распределения вероятности

$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$
0.0	0.114	3.6	0.101	7.2	0.074	10.8	3.8E-02	14.4	9.5E-03
0.1	0.114	3.7	0.100	7.3	0.073	10.9	3.7E-02	14.5	9.0E-03
0.2	0.113	3.8	0.100	7.4	0.072	11.0	3.6E-02	14.6	8.5E-03
0.3	0.113	3.9	0.099	7.5	0.071	11.1	3.5E-02	14.7	8.0E-03
0.4	0.113	4.0	0.098	7.6	0.070	11.2	3.4E-02	14.8	7.5E-03
0.5	0.113	4.1	0.098	7.7	0.069	11.3	3.3E-02	14.9	7.1E-03
0.6	0.112	4.2	0.097	7.8	0.068	11.4	3.2E-02	15.0	6.6E-03
0.7	0.112	4.3	0.097	7.9	0.067	11.5	3.1E-02	15.1	6.2E-03
0.8	0.112	4.4	0.096	8.0	0.066	11.6	3.0E-02	15.2	5.8E-03
0.9	0.111	4.5	0.095	8.1	0.065	11.7	2.9E-02	15.3	5.4E-03
1.0	0.111	4.6	0.095	8.2	0.064	11.8	2.8E-02	15.4	5.0E-03
1.1	0.111	4.7	0.094	8.3	0.063	11.9	2.8E-02	15.5	4.6E-03
1.2	0.110	4.8	0.093	8.4	0.062	12.0	2.7E-02	15.6	4.3E-03
1.3	0.110	4.9	0.093	8.5	0.061	12.1	2.6E-02	15.7	4.0E-03
1.4	0.110	5.0	0.092	8.6	0.060	12.2	2.5E-02	15.8	3.6E-03
1.5	0.109	5.1	0.091	8.7	0.059	12.3	2.4E-02	15.9	3.3E-03
1.6	0.109	5.2	0.091	8.8	0.058	12.4	2.3E-02	16.0	3.0E-03
1.7	0.109	5.3	0.090	8.9	0.057	12.5	2.2E-02	16.1	2.8E-03
1.8	0.108	5.4	0.089	9.0	0.056	12.6	2.2E-02	16.2	2.5E-03
1.9	0.108	5.5	0.088	9.1	0.055	12.7	2.1E-02	16.3	2.3E-03
2.0	0.108	5.6	0.087	9.2	0.054	12.8	2.0E-02	16.4	2.0E-03
2.1	0.107	5.7	0.087	9.3	0.053	12.9	1.9E-02	16.5	1.8E-03
2.2	0.107	5.8	0.086	9.4	0.052	13.0	1.9E-02	16.6	1.6E-03
2.3	0.107	5.9	0.085	9.5	0.051	13.1	1.8E-02	16.7	1.4E-03
2.4	0.106	6.0	0.084	9.6	0.050	13.2	1.7E-02	16.8	1.3E-03
2.5	0.106	6.1	0.083	9.7	0.049	13.3	1.6E-02	16.9	1.1E-03
2.6	0.105	6.2	0.083	9.8	0.048	13.4	1.6E-02	17.0	9.4E-04
2.7	0.105	6.3	0.082	9.9	0.047	13.5	1.5E-02	17.1	8.1E-04
2.8	0.105	6.4	0.081	10.0	0.046	13.6	1.4E-02	17.2	6.9E-04
2.9	0.104	6.5	0.080	10.1	0.045	13.7	1.4E-02	17.3	5.8E-04
3.0	0.104	6.6	0.079	10.2	0.044	13.8	1.3E-02	17.4	4.8E-04
3.1	0.103	6.7	0.078	10.3	0.043	13.9	1.2E-02	17.5	3.9E-04
3.2	0.103	6.8	0.077	10.4	0.042	14.0	1.2E-02	17.6	3.2E-04
3.3	0.102	6.9	0.076	10.5	0.041	14.1	1.1E-02	17.7	2.5E-04
3.4	0.102	7.0	0.075	10.6	0.040	14.2	1.1E-02	17.8	1.9E-04
3.5	0.101	7.1	0.074	10.7	0.039	14.3	1.0E-02	17.9	1.4E-04

Таблица 8.12. Спектр электронов отдачи в случае  $\nu_\mu$  - рассеяния нер-нейтрино. Кинетическая энергия электронов  $T$  измеряется в МэВ;  $P(T)$  — нормированные на МэВ распределения вероятности

$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$	$T$	$P(T)$
0.0	0.145	3.6	0.103	7.2	0.067	10.8	3.2E-02	14.4	8.0E-03
0.1	0.143	3.7	0.102	7.3	0.066	10.9	3.2E-02	14.5	7.6E-03
0.2	0.142	3.8	0.100	7.4	0.065	11.0	3.1E-02	14.6	7.2E-03
0.3	0.140	3.9	0.100	7.5	0.064	11.1	3.0E-02	14.7	6.7E-03
0.4	0.139	4.0	0.099	7.6	0.063	11.2	2.9E-02	14.8	6.3E-03
0.5	0.138	4.1	0.097	7.7	0.062	11.3	2.8E-02	14.9	5.9E-03
0.6	0.136	4.2	0.097	7.8	0.061	11.4	2.7E-02	15.0	5.6E-03
0.7	0.135	4.3	0.096	7.9	0.060	11.5	2.7E-02	15.1	5.2E-03
0.8	0.134	4.4	0.095	8.0	0.059	11.6	2.6E-02	15.2	4.8E-03
0.9	0.132	4.5	0.094	8.1	0.058	11.7	2.5E-02	15.3	4.5E-03
1.0	0.131	4.6	0.093	8.2	0.057	11.8	2.4E-02	15.4	4.2E-03
1.1	0.130	4.7	0.092	8.3	0.056	11.9	2.3E-02	15.5	3.9E-03
1.2	0.129	4.8	0.091	8.4	0.055	12.0	2.3E-02	15.6	3.6E-03
1.3	0.127	4.9	0.090	8.5	0.054	12.1	2.2E-02	15.7	3.3E-03
1.4	0.126	5.0	0.089	8.6	0.053	12.2	2.1E-02	15.8	3.0E-03
1.5	0.125	5.1	0.088	8.7	0.052	12.3	2.0E-02	15.9	2.8E-03
1.6	0.124	5.2	0.087	8.8	0.051	12.4	2.0E-02	16.0	2.5E-03
1.7	0.123	5.3	0.086	8.9	0.050	12.5	1.9E-02	16.1	2.3E-03
1.8	0.122	5.4	0.085	9.0	0.049	12.6	1.8E-02	16.2	2.1E-03
1.9	0.120	5.5	0.084	9.1	0.048	12.7	1.8E-02	16.3	1.9E-03
2.0	0.119	5.6	0.083	9.2	0.047	12.8	1.7E-02	16.4	1.7E-03
2.1	0.118	5.7	0.082	9.3	0.046	12.9	1.6E-02	16.5	1.5E-03
2.2	0.117	5.8	0.081	9.4	0.045	13.0	1.6E-02	16.6	1.3E-03
2.3	0.116	5.9	0.080	9.5	0.044	13.1	1.5E-02	16.7	1.2E-03
2.4	0.115	6.0	0.079	9.6	0.043	13.2	1.4E-02	16.8	1.0E-03
2.5	0.114	6.1	0.078	9.7	0.042	13.3	1.4E-02	16.9	9.2E-04
2.6	0.113	6.2	0.077	9.8	0.041	13.4	1.3E-02	17.0	7.8E-04
2.7	0.112	6.3	0.076	9.9	0.040	13.5	1.3E-02	17.1	6.8E-04
2.8	0.111	6.4	0.075	10.0	0.040	13.6	1.2E-02	17.2	5.8E-04
2.9	0.110	6.5	0.074	10.1	0.039	13.7	1.2E-02	17.3	4.9E-04
3.0	0.109	6.6	0.073	10.2	0.038	13.8	1.1E-02	17.4	4.0E-04
3.1	0.108	6.7	0.072	10.3	0.037	13.9	1.0E-02	17.5	3.3E-04
3.2	0.107	6.8	0.071	10.4	0.036	14.0	9.9E-03	17.6	2.7E-04
3.3	0.106	6.9	0.070	10.5	0.035	14.1	9.5E-03	17.7	2.0E-04
3.4	0.105	7.0	0.069	10.6	0.034	14.2	9.0E-03	17.8	1.6E-04
3.5	0.104	7.1	0.068	10.7	0.033	14.3	8.5E-03	17.9	1.2E-04

Таблица 8.13. Спектр электронов отдачи при рассеянии рр-нейтрино. Кинетическая энергия измеряется в МэВ

$T$	$P(T)_{\nu_e}$	$P(T)_{\nu_\mu}$	$T$	$P(T)_{\nu_e}$	$P(T)_{\nu_\mu}$
0.000	8.6882	6.8750	0.130	3.6546	4.0034
0.010	8.2602	6.9883	0.141	3.2869	3.6254
0.020	7.8558	6.9768	0.151	2.9213	3.2403
0.030	7.4608	6.8862	0.161	2.5669	2.8618
0.040	7.0742	6.7426	0.171	2.2196	2.4850
0.050	6.6891	6.5476	0.181	1.8812	2.1134
0.060	6.3058	6.3132	0.191	1.5545	1.7511
0.070	5.9252	6.0487	0.201	1.2487	1.4103
0.080	5.5442	5.7544	0.211	0.9604	1.0869
0.090	5.1641	5.4371	0.221	0.6938	0.7864
0.100	4.7861	5.1022	0.231	0.4541	0.5152
0.110	4.4063	4.7466	0.241	0.2482	0.2819
0.120	4.0309	4.3822	0.251	0.0903	0.1026

нейтринных линий от распада ядра  ${}^7\text{Be}$ . Рис. 8.5,а показывает энергетический спектр электронов отдачи в случае  $\nu$ -e-рассеяния бериллиевых нейтрино с энергией 0,862 МэВ, а рис. 8.5,б относится ко второй нейтринной линии с энергией 0,384 МэВ. Видно, что во втором случае спектры отдачи для процессов  $\nu_e$ -e и  $\nu_\mu$ -e-рассеяния качественно отличаются.

При энергиях отдачи менее 1 МэВ вклад в рассеяние дают почти все нейтрино солнечного происхождения. В этом случае для получения полного энергетического спектра электронов отдачи следует просуммировать спектры отдачи для всех источников нейтрино с весами, определяемыми плотностью соответствующих парциальных нейтринных потоков. Недостающие спектры отдачи при  $\nu_e$ -e-рассеянии солнечных нейтрино от распадов  ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{O}$  и  ${}^{17}\text{F}$  представлены на рис. 7 в работе [48].

#### Д. Угловые распределения электронов отдачи

Угловое распределение электронов отдачи имеет сильно выраженный максимум вперед в направлении мгновенной оси Солнце — Земля. Мною получено [34] удобное для расчетов аналитическое выражение. В настоящем разделе представлены угловые распределения, вы-

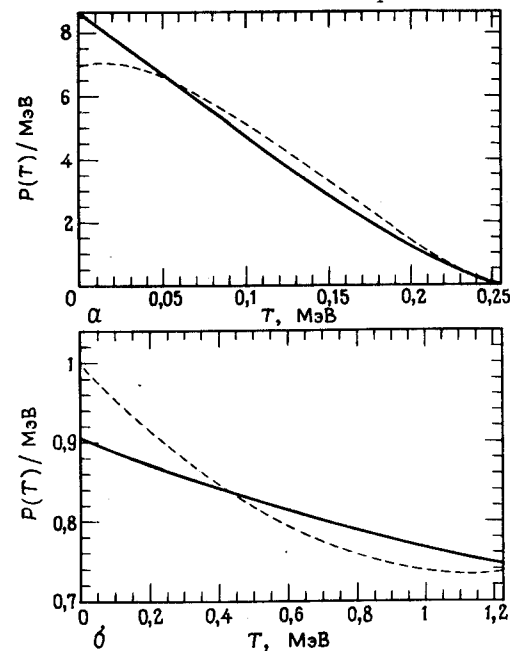


Рис. 8.4. Спектры электронов отдачи в случае рассеяния рр-и рν-нейтрино. а — рр-нейтрино,  $q(pp) \leq 0,420$  МэВ; б — рν-нейтрино,  $q(p\nu) = 1,442$  МэВ; сплошные кривые — рассеяние  $\nu_e$ -нейтрино; штриховые кривые — рассеяние  $\nu_\mu$ -нейтрино.

численные с помощью выражения (8.40), усредненного по стандартному спектру солнечных нейтрино.

Удобно ввести критический угол рассеяния  $\Theta_c$ , такой, что 90% всех электронов отдачи рассеиваются вперед внутри конуса, образующая которого составляет с осью Солнце — Земля угол  $\Theta_c/2$ . В табл. 8.14 даны значения  $\Theta_c$  как для борных, так и для солнечных  $\text{He}$ -нейтрино. Видно, что расчетные значения  $\Theta_c$  сильно зависят от значения минимальной энергии электронов  $T_{\text{мин}}$ , принимаемого для данной экспериментальной установки. Если установка регистрирует все электроны отдачи ( $T_{\text{мин}} = 0,0$  МэВ), то угловые распределения получаются достаточно широкими (угол раскрытия  $\Theta_c$  превышает  $90^\circ$ ). Однако при больших  $T_{\text{мин}}$  угловая диаграмма сильно заостряется. Так, для  $T_{\text{мин}} = 5$  МэВ мы имеем обычно  $\Theta_c = 15^\circ$ , а

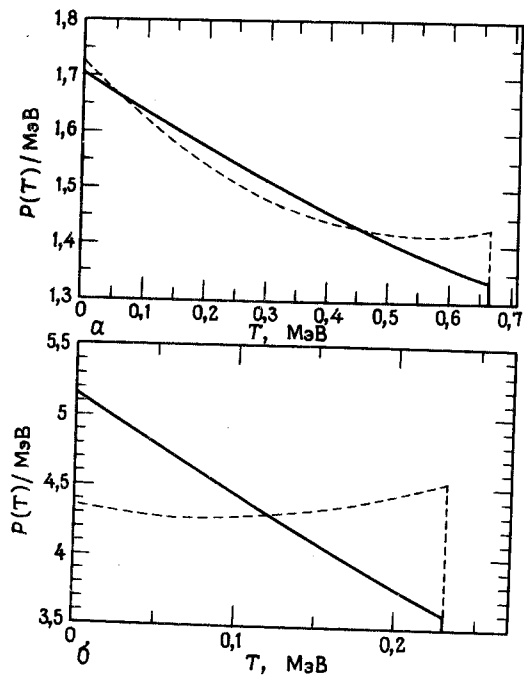


Рис. 8.5. Спектры электронов отдачи при рассеянии нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$ . *a* — нейтринная линия с энергией  $({}^7\text{Be}) = 0,862$  МэВ; *b* — линии с энергией  $q({}^7\text{Be}) = 0,384$  МэВ. Сплошные кривые — рассеяние  $\nu_e$ -нейтрино, штриховые кривые — рассеяние  $\nu_\mu$ -нейтрино.

для высокоэнергетических электронов отдачи  $\Theta_c$  составляет несколько градусов.

Как видно из табл. 8.14, за исключением установок с низкими энергетическими порогами, значения  $\Theta_c$  при рассеянии  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -нейтрино практически совпадают.

На рис. 8.6 построены угловые распределения электронов отдачи для  ${}^8\text{B}$ - и  $\text{hep}$ -нейтрино при двух типичных значениях  $T_{\text{мин}}$ , равных 5 и 9 МэВ. Соответствующие интегральные распределения вероятности рассеяния электронов внутри данного телесного угла в зависимости от угла раскрыва представлены на рис. 9 в моей работе [48].

Рис. 8.7 иллюстрирует широкие угловые распределения электронов для низкоэнергетических  $\text{pp}$ - и  ${}^7\text{Be}(0,862 \text{ МэВ})$ -нейтрино. На

Таблица 8.14. Угол раскрыва конуса  $\Theta_c$ , внутри которого рассеивается 90% полного числа электронов отдачи. Минимальная кинетическая энергия электрона (в МэВ) обозначена через  $T_{\text{мин}}$ ; угол (в градусах), внутри которого рассеивается 90% электронов, обозначен через  $\Theta_c$ . Значения  $\Theta_c$  во второй и третьей колонках рассчитывались для спектра борных нейтрино, а в четвертой и пятой — для спектра  $\text{hep}$ -нейтрино

$T_{\text{мин}}$	$\Theta_{c,\nu_e}$ ${}^8\text{B}$	$\Theta_{c,\nu_\mu}$ ${}^8\text{B}$	$\Theta_{c,\nu_e}$ $\text{hep}$	$\Theta_{c,\nu_\mu}$ $\text{hep}$
0.0	48.26	51.44	43.62	47.05
1.0	33.00	33.98	32.18	33.45
2.0	25.38	25.89	25.76	26.45
3.0	20.60	20.90	21.53	21.96
4.0	17.20	17.40	18.44	18.75
5.0	14.60	14.74	16.07	16.29
6.0	12.51	12.60	14.16	14.32
7.0	10.76	10.82	12.56	12.68
8.0	9.25	9.29	11.18	11.27
9.0	7.92	7.94	9.98	10.04
10.0	6.71	6.72	8.90	8.94
11.0	5.61	5.61	7.93	7.95
12.0	4.58	4.58	7.03	7.04
13.0	3.69	3.69	6.18	6.19
14.0	2.97	2.97	5.36	5.37

рисунке показаны как дифференциальные, так и интегральные вероятности рассеяния. Следует отметить, что для этих низкоэнергетических источников различия между рассеянием электронных и мюонных нейтрино оказываются более резко выраженными.

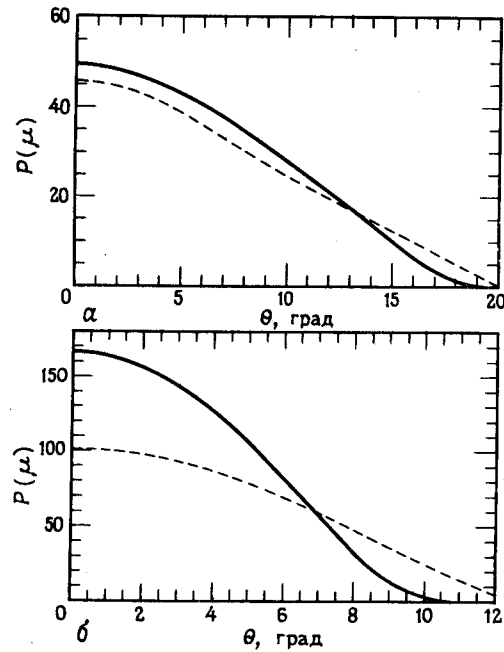


Рис. 8.6. Угловые распределения электронов отдачи для борных и  ${}^3\text{He}$ -нейтрино. Здесь  $P(\mu)d\mu$  — дифференциальная вероятность рассеяния электрона на угол  $\theta$ , причем  $\mu = \cos\theta$ . Сплошные кривые — рассеяние борных нейтрино, штриховые кривые — рассеяние нейтрино от реакции  ${}^3\text{He} + \nu$ . а —  $T_{\text{мин}} = 5$  МэВ; б —  $T_{\text{мин}} = 9$  МэВ.

### Е. Нейтрино от распадов мюонов и пионов

Нейтрино, образующиеся при распаде мюонов и пионов, также могут приводить к образованию электронов отдачи в детекторах солнечных нейтрино. Нестабильные мезоны могут присутствовать в падающих на Землю космических лучах или образовываться в ядерных реакциях на поверхности Солнца.

В табл. 8.15 приведены соответствующие сечения рассеяния для нейтрино и антинейтрино от распада пионов и мюонов. Энергетический спектр  $\nu_e$  от распада  $\mu^+$ -мезона (или  $\bar{\nu}_e$  от распада  $\mu^-$ ) имеет вид

$$P(x) = x^2(1 - 2x), \quad x = q/m_\mu c^2, \quad (8.44a)$$

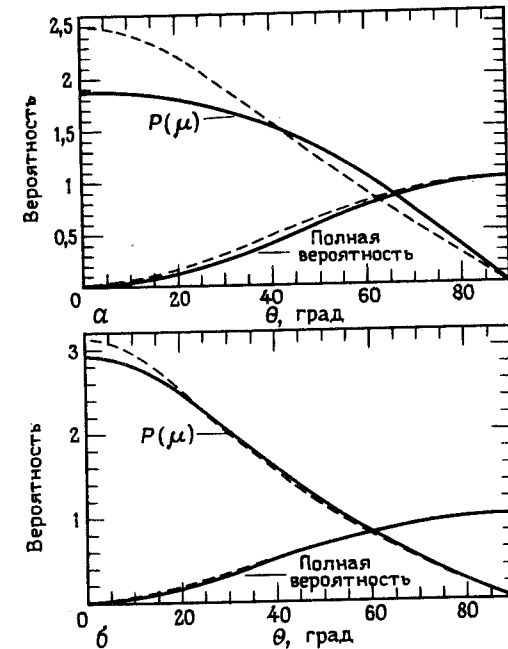


Рис. 8.7. Угловые распределения электронов отдачи для pp- и  ${}^7\text{He}$ -нейтрино. а — рассеяние pp-нейтрино; б — рассеяние  ${}^7\text{He}$ -нейтрино с энергией 0,862 МэВ. Здесь  $P(\mu)d\mu$  — дифференциальная вероятность рассеяния электрона на угол  $\theta$ ,  $\mu = \cos\theta$ , а полная вероятность — распределение, проинтегрированное по углу. Сплошные кривые отвечают рассеянию электронных нейтрино, а штриховые — мюонных.

а спектр энергий  $\bar{\nu}_\mu$  от распада  $\mu^+$  (или  $\nu_\mu$  от распада  $\mu^-$ )

$$P(x) = x^2[1 - (4/3)x], \quad x = q/m_\mu c^2. \quad (8.44б)$$

Здесь  $P(x)$  обозначает плотность вероятности, т. е. вероятность того, что образовавшееся при распаде нейтрино будет иметь энергию в окрестности  $dx$  значения  $x = q/m_\mu c^2$  (в единицах энергии покоя  $\mu$ -мезона), пропорциональна  $P(x)$ .

Таблица 8.15. Сечения рассеяния нейтрино (антинейтрино), образовавшихся в результате распада покоящихся мюонов и пионов

Тип нейтрино	Распадающаяся частица	$\sigma$ , $10^{-46}$ см <sup>2</sup>
$\nu_e$	$\mu^+$	$2.98 \times 10^3$
$\bar{\nu}_e$	$\mu^-$	$1.25 \times 10^3$
$\nu_\mu$	$\mu^-$	$5.77 \times 10^2$
$\bar{\nu}_\mu$	$\mu^+$	$4.93 \times 10^2$
$\nu_\mu$	$\pi^+$	$4.65 \times 10^2$
$\bar{\nu}_\mu$	$\pi^-$	$3.97 \times 10^2$

### Ж. Обсуждение результатов и выводы

Здесь мы подведем итоги основных результатов по  $\nu$  —  $e$ -рассеянию, которые мы обсуждали в подразделах А — Е, и укажем возможные применения этих результатов в будущих экспериментах с солнечными нейтрино.

1. *Зависимость от флейвора.* Если минимальная регистрируемая кинетическая энергия электронов отдачи  $T_{\text{мин}}$  превышает несколько МэВ, то для высокоэнергетического участка спектра борных и  $\text{her}$ -нейтрино сечения рассеяния электронных нейтрино примерно в шесть-семь раз больше, чем для  $\nu_\mu$  [см. выражение (8.42)]. Таким образом, скорость счета детектора, использующего  $\nu$ — $e$ -рассеяние, чувствительна к флейвору падающих нейтрино. Поэтому при одновременном проведении экспериментов по  $\nu$ — $e$ -рассеянию и поглощению нейтрино, которые позволяют измерить потоки падающих  $\nu_e$ -нейтрино, появляется эффективная возможность проверки наличия резонансного превращения электронных нейтрино в нейтрино другого флейвора (МСВ-эффект).

2. *Полные сечения.* Полные сечения  $\nu$ — $e$ -рассеяния сильно зависят от минимальной регистрируемой энергии отдачи  $T_{\text{мин}}$  (см. рис. 8.1). В случае нейтрино от  ${}^8\text{B}$  это особенно отчетливо проявляется для порогов, превышающих 7 МэВ. Каждое понижение порога на 1 МэВ приводит к сильному возрастанию ожидаемой скорости счета. Поэтому в экспериментах по солнечным нейтрино очень важно уменьшить фон до уровня кинетической энергии электрона порядка 7 МэВ (естественно, желательно еще ниже), так чтобы добиться максимального понижения порога установки  $T_{\text{мин}}$ .

3. *her-нейтрино.* В процессах  $\nu$  —  $e$ -рассеяния электроны отдачи с энергиями выше 13,5 МэВ образуются преимущественно солнечными нейтрино от редкой  $\text{her}$ -реакции. Поэтому диапазон энергий 13,5–18,5 МэВ можно использовать в эксперименте для изучения реакции  ${}^3\text{He} + p$  [см. выражение (6.3)], которая широко распространена внутри Солнца (см. [83] и рис. 6.1 в разд. 6.2 настоящей книги). В противоположность этому нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$  образуются в небольшой центральной области солнечного ядра, составляющей по массе всего несколько процентов полной массы Солнца. Если справедлива стандартная солнечная модель, то скорость счета событий от  $\text{her}$ -нейтрино будет невысокой, например, при энергиях не менее 13,5 МэВ всего около 0,15 событий на килотону аргона за год. Однако, к счастью,  $\text{her}$ -реакция чувствительна к некоторым предположениям, лежащим в основе ряда нестандартных солнечных моделей (особенно к гипотезе о перемешивании  ${}^3\text{He}$ ), и выход  $\text{her}$ -нейтрино при этом может быть больше. Следовательно, если оценить ожидаемые потоки  $\text{her}$ -нейтрино для разных нестандартных солнечных моделей, то в эксперименте появляется принципиальная возможность диагностики физических процессов, протекающих внутри Солнца. Тот факт, что нейтрино от реакции  ${}^3\text{He} + p$  способны сообщать электронам кинетическую энергию, заведомо превосходящую энергию отдачи при рассеянии борных нейтрино, может способствовать проведению новых подземных экспериментов по детектированию солнечных нейтрино.

4. *Спектры электронов отдачи.* Насколько чувствителен наблюдаемый спектр электронов отдачи к энергетическому спектру падающих нейтрино? Ответ на этот вопрос дан на рис. 8.8.

На этом рисунке показан спектр электронов отдачи, рассчитанный для двух различных спектров нейтрино: 1) теоретического спектра борных нейтрино (сплошная кривая) и 2) некоторого фиктивного линейчатого спектра (штриховая кривая):

$$\lambda(q) = \frac{2q}{q_{\text{макс}}^2}. \quad (8.45)$$

Для простоты предполагалось, что оба спектра соответствуют только электронным нейтрино. Из рис. 8.8 мы видим, что спектр электронов отдачи в случае линейчатого спектра сильно отличается от ожидаемого для борных нейтрино.

Следовательно, измерения энергетического спектра электронов отдачи могут служить важной проверкой степени согласованности предсказаний солнечных моделей и нейтринной физики.



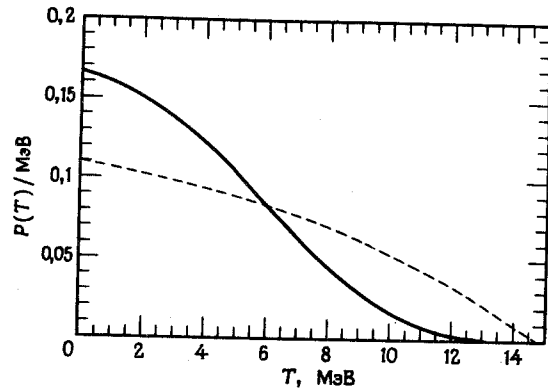


Рис. 8.8. Чувствительность энергетического спектра электронов отдачи к спектру падающих нейтрино. Здесь  $P(T)$  — плотность вероятности образования электрона отдачи с кинетической энергией  $T$ ; сплошная кривая отвечает теоретическому спектру борных нейтрино, штриховая — фиктивному линейному спектру (8.45).

5. *Угловые распределения.* Распределение высокоэнергетических электронов отдачи имеет ярко выраженный пик вперед в направлении оси Солнце — Земля. Для энергий электронов выше 5 МэВ 90% их полного количества рассеивается вперед в конус с углом раскрытия  $15^\circ$ , а для электронов с максимальной энергией отдачи критический угол рассеяния уменьшается до нескольких градусов. Если детектор регистрирует электроны с малыми энергиями, то угловое распределение становится довольно широким.

### 8.3. Нейтральные токи

Наличие взаимодействия через нейтральные токи позволяет сравнить различные объяснения проблемы солнечных нейтрино, основанные либо на изменении астрофизических предположений, либо на гипотезе нейтринных осцилляций. В первом случае (т. е. при рассмотрении нестандартных солнечных моделей) предполагается, что потоки нейтрино на Землю по сравнению со стандартной солнечной моделью уменьшены, тогда как энергетические спектры нейтрино остаются неизменными. В рамках гипотезы нейтринных осцилляций, напротив, полные потоки нейтрино остаются теми же, что и

в стандартной солнечной модели, а существенно другим становится распределение нейтрино по флейвору.

Известно, что взаимодействие через нейтральные токи нечувствительно к флейвору. В стандартной модели электрослабых взаимодействий нейтрино разного флейвора одинаковым образом взаимодействуют через нейтральные токи. Именно поэтому в экспериментах с нейтральными токами можно отличить случай “нехватки” нейтрино (т. е. неправильную астрофизическую модель) от новой физики (т. е. нейтринных осцилляций).

В связи с этим в данном разделе мы рассмотрим процессы когерентного рассеяния нейтрино на ядрах (разд. 8.3.А), квазиупругого рассеяния нейтрино на ядрах (разд. 8.3.Б) и рассеяние нейтрино на электронах (разд. 8.3.В). Рассмотрение основывается на работах Фридмана [266], Дрюкье и Стодольского [235], Кабреры, Крауса и Вильчека [155], Фридмана, Шрамма и Таббса [267], Чена [167], Рагхавана, Паквасы и Брауна [512], а также Вайнберга [650].

#### А. Упругое рассеяние нейтрино на ядрах

Первым процессом, обусловленным взаимодействием только через нейтральные токи, который обсуждался в связи с солнечными нейтрино, был процесс упругого рассеяния нейтрино на ядрах [235]. Символически он записывается в виде реакции



Здесь  $A$  обозначает ядро, содержащее  $N$  нейтронов и  $Z$  протонов. При низких энергиях, типичных для солнечных нейтрино, ядро можно считать точечным рассеивателем, причем рассеяние на составляющих его нуклонах происходит когерентно. С хорошей точностью дифференциальное сечение рассеяния можно записать в виде [266]

$$\frac{d\sigma}{d\mu} = \frac{\sin^2 \theta_W}{2\pi} G_V^2 (N + Z)^2 q^2 (1 + \mu), \quad (8.47)$$

где  $\mu$  — косинус угла рассеяния. Интегрируя по всем направлениям, находим полное сечение

$$\sigma \cong 4 \cdot 10^{-43} N^2 \left( \frac{q}{10 \text{ МэВ}} \right)^2 \text{ см}^2. \quad (8.48)$$

Приведенные выше выражения справедливы, строго говоря, только для рассеяния на ядре с нулевым спином при  $N = Z$ , хотя их можно

использовать в качестве разумного приближения и в более общем случае [235, 266, 624].

Входящий в (8.48) коэффициент когерентности ( $\sim N^2$ ) приводит к основным потенциальным преимуществам использования процесса упругого рассеяния нейтрино на ядрах. На практике сечение может на три порядка превосходить сечение поглощения нейтрино или сечение  $\nu$  -  $e$ -рассеяния (см. разд. 8.1 и 8.2).

Основная трудность в исследовании процессов упругого рассеяния на ядрах состоит в том, что единственным наблюдаемым объектом является ядро отдачи. При этом средняя энергия ядра отдачи равна [235]

$$\langle E_A \rangle = \frac{2}{3A} \left( \frac{q}{1 \text{ МэВ}} \right)^2 \text{ кэВ}, \quad (8.49)$$

где  $A$  — массовое число ядра. Энергия отдачи оказывается малой в силу того, что энергия нейтрино много меньше массы покоя ядра.

Поэтому в планировании болометрических экспериментов на массивных образцах приходится искать компромисс между желательным увеличением сечения рассеяния пропорционально  $N^2$  и нежелательным уменьшением отдачи ядра обратно пропорционально массовому числу  $A$ . С этой точки зрения для многих целей в качестве рабочего материала подходит кремний ([155, 235], однако см. также [425] и разд. 13.8 в настоящей книге).

## Б. Квазиупругое рассеяние нейтрино на ядрах

Реакции с изменением конечного состояния ядра имеют ряд преимуществ практического характера по сравнению со случаем чисто упругого рассеяния [1, 231, 266]. Например, можно детектировать характерные продукты распада возбужденного ядра (это могут быть гамма-кванты или протоны, нейтроны или  $\alpha$ -частицы определенных энергий, если ядро в возбужденном состоянии неустойчиво по отношению к испусканию сильно взаимодействующих частиц). Эту реакцию можно записать в виде



без конкретизации каналов распада возбужденного ядра  $A'$ .

Рагхаван с сотрудниками особо отмечали преимущества использования детектора на ядрах  $^{11}\text{B}$ , с помощью которого можно наблюдать как реакции через нейтральные токи



так и реакции через взаимодействие заряженных токов, отвечающие переходам  $^{11}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{C}$ . Сечения этих переходов оценивались в рамках оболочечной модели ядра или в предположении, что доминирующие ядерные матричные элементы можно оценить по определяемым в электромагнитном канале интенсивностям магнитодипольных переходов с возбуждением спиновых состояний ядра. За исключением перехода между основными состояниями материнского и дочернего ядра, трудно получить определенную цифру, характеризующую неопределенность в оценках сечений для других переходов  $^{11}\text{B}$ .

Вайнберг [650] доказал теорему, из которой следует к сожалению, что для реакций с возбуждением ядра наподобие (8.51) в эксперименте не должны наблюдаться угловые корреляции между регистрируемым сигналом и направлением падения нейтрино. Применительно к эксперименту с  $^{11}\text{B}$  это означает, что из измерений диаграммы направленности нельзя установить солнечное происхождение нейтрино, взаимодействующих с ядрами  $^{11}\text{B}$  через нейтральные токи.

В лаборатории солнечных нейтрино в Садбери (Канада) предлагается наблюдать реакцию деления ядер дейтерия, вызванную взаимодействием через нейтральные токи:



В схеме эксперимента предполагается регистрировать гамма-излучение, испускаемое при захвате образовавшегося при делении нейтрона специально вводимым поглотителем [1, 167].

Сечения для реакции (8.52) можно вычислить с удовлетворительной точностью [70]:

$$\langle \sigma(^8\text{B}) \rangle = 0,41(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-42} \text{ см}^2, \quad (8.53)$$

$$\langle \sigma(\text{hep}) \rangle = 1,15(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-42} \text{ см}^2. \quad (8.54)$$

Отношение сечений реакций через нейтральные и через заряженные токи рассчитывается при этом с точностью  $\pm 0,5\%$  [70].

## В. Рассеяние нейтрино на электронах

Обсуждавшийся в разд. 8.2 процесс  $\nu$  -  $e$ -рассеяния:



чувствителен к нейтрино всех типов и характеризуется узкой диаграммой направленности электронов отдачи. Основным недостатком

этого процесса для эксперимента является уменьшение сечения мюонных и тауонных нейтрино примерно в 6–7 раз по сравнению с сечением  $\nu_e$  (см. табл. 8.8).

## Библиографические примечания

1. В работе [35] на основе теории сохраняющихся векторных токов обсуждаются следствия процессов рассеяния нейтрино на электронах.
2. Статья [33] — первый расчет увеличенного сечения поглощения нейтрино ядрами  $^{37}\text{Cl}$  с переходом в изотопически аналоговое состояние ядра  $^{37}\text{Ar}$ .
3. Работа [235] — оригинальная статья по использованию процессов упругого рассеяния нейтрино на ядрах для детектирования солнечных нейтрино. В качестве детекторов рассматриваются мишени из сверхпроводящих гранул.
4. Статья [266] — впервые дан анализ когерентных эффектов в процессах упругого рассеяния нейтрино на ядрах и их возможного влияния на динамику коллапса и охлаждения нейтронной звезды.
5. Статья Вайнберга [650] содержит убедительное доказательство того, сколь важными являются эксперименты с нейтральными токами.

# 9. За рамками стандартной модели электрослабых взаимодействий

---

## Краткое содержание

Стандартная электрослабая модель описывает электромагнитные и слабые взаимодействия кварков и лептонов. Эта квантовая теория поля находится в превосходном согласии с огромной массой точных данных. В своей наиболее простой форме модель сохраняет лептонное число, имеет нулевые массы у всех нейтрино, пренебрежимые нейтринные магнитные моменты и не имеет массивных слабо взаимодействующих частиц (WIMP).

Есть ли физика за рамками стандартной модели? Да. Почти все физики-теоретики уверены, что будет открыта новая физика и что стандартная модель не полна. Одна из причин такой веры состоит в том, что стандартная модель содержит большое число параметров, значения которых не объясняются и должны быть определены из эксперимента. Кроме того, симметрии модели постулируются, а не выводятся из основного принципа.

В этой главе мы рассмотрим несколько идей, связанных с физикой частиц и представляющих собой обобщения стандартной электрослабой модели. Начнем обсуждение в разд. 9.1 с осцилляций нейтрино в вакууме. Осцилляции между различными состояниями нейтрино могут происходить, если по крайней мере одно нейтринное собственное состояние, связанное с электронным нейтрино<sup>1)</sup>, имеет ненулевую массу и если нейтринные состояния, которые рождают-

<sup>1)</sup> Речь идет об осцилляциях с участием именно электронного нейтрино. — Прим. перев.

ся в распадах, обусловленных слабым взаимодействием, не являются состояниями с определенной массой, т. е. они представляют собой стационарное состояние свободного гамильтониана. Нейтринные состояния  $|\nu_e\rangle$ ,  $|\nu_\mu\rangle$ ,  $|\nu_\tau\rangle$ , которые рождаются в распадах со слабым взаимодействием вместе с конкретными заряженными лептонами, называются **флейворными**<sup>2)</sup> или **токовыми собственными состояниями**. Флейворные собственные состояния являются линейными комбинациями **массовых собственных состояний**, — состояний, которые диагонализуют свободный гамильтониан. Флейворное собственное состояние не совпадает с нормальной модой системы. Волновая функция электронного нейтрино может быть разложена по волновым функциям массовых состояний. Разные массовые состояния движутся с различными скоростями, что приводит к изменению со временем относительных фаз в коэффициентах разложения. В зависимости от времени наблюдения (т. е. от относительной фазы коэффициентов разложения) исходное флейворное собственное состояние имеет большую или меньшую вероятность быть зарегистрированным как электронное нейтрино. Вакуумные осцилляции — маловероятное решение проблемы солнечных нейтрино, поскольку требуется большая величина смешивания. Для того чтобы получить сильное воздействие вакуумных осцилляций на потоки солнечных нейтрино, необходима тонкая подгонка соотношения между нейтринными массами, средней энергией нейтрино и расстоянием Земля — Солнце. К тому же углы смешивания должны быть много больше, чем известные углы смешивания кварков, что является возможной, но априори непривлекательной ситуацией.

Нейтринные осцилляции в веществе рассматриваются в разд. 9.2. Эффект рассеяния электронных нейтрино на электронах в Солнце может вызвать почти полное превращение солнечных нейтрино электронного типа в нейтрино другого аромата; этот процесс известен как **МСВ-эффект**. Тонкой подгонки не требуется: МСВ-эффект может происходить в широком диапазоне возможных нейтринных параметров. Углы смешивания и разности масс могут изменяться на порядки величины, оставаясь тем не менее внутри области параметров, которая решает проблему солнечных нейтрино.

Осцилляции аромата требуют, чтобы индивидуальное лептонное число не сохранялось и некоторые нейтрино имели массы. Эти требования не являются революционными; они удовлетворяются в неко-

<sup>2)</sup> Флейвор от англ. flavor — аромат. В дальнейшем для удобства изложения мы будем использовать с одинаковым значением как флейвор, так и аромат. — Прим. перев.

торых хорошо изученных примерах Теорий Великого Объединения (ТВО). Расширение электрослабой модели, включающее осцилляции, которые решают проблему солнечных нейтрино, предполагает, что некоторые нейтрино имеют массы в пределах  $10^1$  —  $10^{-6}$  эВ.

Было ли Солнце сконструировано так, чтобы снабдить нас удобной лабораторией для изучения нейтринных масс посредством осцилляций? Кажется, почти именно так.

Идеи, обсуждаемые в последней части этой главы, — большие магнитные моменты, WIMP с очень специальными свойствами и быстрый распад нейтрино — также являются "путем за рамки стандартной модели". Они предполагают значительные изменения в электрослабой теории.

Опубликованная литература по этому вопросу огромна. К счастью, имеются систематические обзорные статьи, в которых описана история вопроса и цитируются многие из наиболее важных работ. Читатель может познакомиться с некоторыми из этих обзоров с целью получения дополнительных сведений (см., например, [120, 121, 127, 314, 438, 535, 650, 667])<sup>1)</sup>.

## 9.1. Вакуумные осцилляции

Нейтринные осцилляции могут объяснить проблему солнечных нейтрино, если флейворное собственное состояние  $\nu_e$ , которое рождается в процессах слабого взаимодействия в Солнце, в значительной степени превращается на пути к Земле в нейтрино других ароматов. Эксперименты по нейтринному поглощению, в которых используются, например,  $^{37}\text{Cl}$ - или  $^{71}\text{Ga}$ -детекторы, при энергиях солнечных нейтрино чувствительны только к  $\nu_e$  (и не чувствительны к  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$ ).

На сколько осцилляции в вакууме могут уменьшить поток  $\nu_e$  у Земли? Ответ: в среднем не намного, но при специальном выборе параметров — намного. Скорость захвата, предсказываемая стандартной моделью для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента, составляет 7,9 SNU (см. гл. 10), что в 3,8 раза больше наблюдаемой скорости счета 2,1 SNU. Полное уменьшение в 3,8 раза не может быть достигнуто вакуумными осцилляциями, если только нет тонкой подгонки параметров и не существует

<sup>1)</sup> Этот список целесообразно дополнить новыми обзорами: *Mixes S.P., Smirnov A.Yu.* — УФН, 1987, т. 153, с. 3; *Kuo T.K., Pantaleone J.*, Rev. Mod. Phys., 61, 937 (1989); *Mikheyev S.P., Smirnov A.Yu.*, Prog. in Part. and Nucl. Phys., 23, 41 (1989). — Прим. перев.

неожиданно больших углов смешивания. Конечно, решение проблемы солнечных нейтрино могло бы представлять собой сочетание двух маловероятных возможностей, а именно того, что теоретическая скорость захвата находится вблизи ее крайнего нижнего предела — 5,3 SNU (см. гл. 10), и того, что за счет вакуумных осцилляций скорость уменьшается в 2,2 раза.

В литературе имеется некоторая путаница относительно величин вероятного уменьшения скорости за счет вакуумных осцилляций. В следующем подразделе А мы попытаемся прояснить эту ситуацию, выявляя последовательные шаги, которые делаются при выводе минимума  $\nu_e$ -потока, и представляя распределения вероятностей наблюдения определенного снижения  $\nu_e$ -потока, если углы смешивания выбираются случайным образом. Затем в подразделе Б мы рассмотрим явные решения для осцилляций между двумя нейтринными состояниями и покажем, чего можно достичь тонкой подстройкой параметров. В последнем подразделе В мы изложим проблему вакуумных осцилляций в форме, которая удобна для обсуждения осцилляций в веществе. В большинстве выражений принята система единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ ; величины  $\hbar$  и  $c$  оставлены лишь в выражениях, в которых содержатся специальные размерные числа.

## А. Минимальный поток

Флейворные собственные состояния ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , которые обозначаются здесь нижними индексами в виде греческих букв  $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle, \dots$ ) могут быть представлены как линейные комбинации массовых собственных состояний (обозначаемых числовыми нижними индексами:  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, \dots$ ). Связь между состоянием  $|\nu_\alpha\rangle_t$ , которое первоначально было флейворным собственным состоянием, и массовыми собственными состояниями  $|j\rangle$  может быть записана в виде

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_j U_{\alpha j} \exp(-iE_j t) |j\rangle, \quad (9.1)$$

где  $U$  — унитарная матрица, которая может быть выбрана вещественной, если CP-четность сохраняется. Для простоты изложения будем считать, что каждое состояние  $|j\rangle$  является импульсным собственным состоянием (с одним и тем же импульсом  $p$ ); следовательно, каждое состояние  $|j\rangle$  имеет немного отличающуюся энергию  $E(p, m_j)$ , где  $m_j$  — (малая) нейтринная масса. Амплитуда для наблюдения первоначального рожденного состояния  $|\nu_\alpha\rangle$  как (другого

или того же) флейворного состояния  $|\nu_\beta\rangle$  в некоторый последующий момент времени  $t$  запишется в виде

$$\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle_t = \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp(-iE_j t). \quad (9.2)$$

Таким образом, вероятность перехода из состояния  $|\nu_\alpha\rangle$  в состояние  $|\nu_\beta\rangle$  равна

$$|\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle_t|^2 = \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \exp[-i(E_j - E_k)t]. \quad (9.3)$$

Для типичных приложений к солнечным нейтрино усреднение по нейтринным энергиям приводит к сокращению осциллирующих членов при  $j \neq k$  (см. [64]).

Наименьший возможный поток нейтрино без осциллирующих членов можно найти, минимизируя вероятность того, что электронное нейтрино останется им же, если полная вероятность для всех переходов равна единице. Вероятность того, что электронное нейтрино останется таковым по прошествии времени  $t$  или же после прохождения расстояния  $d \cong ct$ , дается выражением

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 \rightarrow \sum_i |U_{ei}|^4 = \sum_i x_i^2, \quad (9.4)$$

где

$$x_i \equiv |U_{ei}|^2. \quad (9.5)$$

Средняя вероятность по условиям построения не зависит от энергии.

Условие сохранения полной вероятности усиливается, если ввести множитель Лагранжа  $\lambda$ . При фиксированной полной вероятности наименьшую вероятность того, что  $\nu_e$  им же и останется, находят минимизацией функции  $F$ , определяемой выражением

$$F = \sum_i x_i^2 + \lambda \left[ \left( \sum_i x_i \right) - 1 \right]. \quad (9.6)$$

Дифференцируя  $F$ , можно убедиться, что минимальный поток достигается, когда все  $x_i$  равны друг другу, причем

$$x_i = -\lambda/2 = 1/N. \quad (9.7)$$

В этом специальном случае каждая из вероятностей переходов равна  $1/N$ , где  $N$  — полное число нейтринных ароматов (предполагаемое

обычно равным трем). Поэтому вероятность электронного нейтрино остаться электронным удовлетворяет условию

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 \geq 1/N. \quad (9.8)$$

Таким образом, если у нейтрино три аромата, то поток уменьшается максимум в 3 раза. Этого едва хватает, чтобы уменьшить предсказываемую частоту нейтринных событий в экспериментах Дэвиса и Камиоканде II до наблюдаемых значений (см. гл. 10 и 13 в настоящей книге).

На рис. 9.1 для  $N = 3$  показана вероятность того, что поток уменьшается в большее число раз, чем  $N_{\text{сниж}}$ , если значения матричных элементов  $U_{ei}$  отбирают из случайного распределения, которое сохраняет вероятность; случай  $N = 6$  изучал Нуссинов [455]. В 50% случаев мы имеем уменьшение менее чем в 1,8 раза, а в 74% случаев — не более 2,0. Для того чтобы достичь минимально необходимой скорости понижения потока для объяснения низкой частоты событий в хлор-аргоновом эксперименте, требуется коэффициент понижения 2,2; имеется примерно один шанс из пяти, что этот коэффициент равен именно такому значению. С 12%-ной вероятностью уменьшение составляет не менее чем 2,5 раза, и только с 5%-ной вероятностью оно превышает коэффициент 2,75.

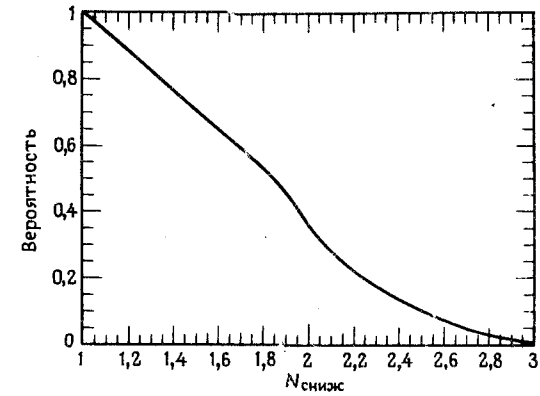
Большие уменьшения потока нейтрино для вакуумных осцилляций маловероятны. Однако матричные элементы, разумеется, получаются не из случайного распределения. Реальные матричные элементы имеют постфактум вероятность, равную единице независимо от их величины.

## Б. Два флейвора

**Основные соотношения.** Наиболее важные аспекты нейтринных осцилляций можно понять, изучая явное решение для двух взаимодействующих нейтрино. Для этой двухфлейвонной задачи флейворное собственное состояние  $|f\rangle$  можно записать через массовые собственные состояния  $|m\rangle$ , используя двумерную ортогональную матрицу  $|f\rangle = U_V |m\rangle$ , где

$$U_V = \begin{pmatrix} \cos \theta_V & \sin \theta_V \\ -\sin \theta_V & \cos \theta_V \end{pmatrix}. \quad (9.9)$$

Здесь  $\theta_V$  обозначает вакуумный угол смешивания. Не теряя общности, мы можем выбрать  $0 \leq \theta_V < \pi/4$ , так что  $|\nu_e\rangle$  является «в большей степени» состоянием  $|\nu_1\rangle$ . Второе флейворное состояние  $|\nu_x\rangle$



**Рис. 9.1.** Вероятности вакуумных осцилляций для трех нейтринных ароматов. Вероятность того, что поток электронных нейтрино уменьшится за счет вакуумных осцилляций больше, чем в  $N_{\text{сниж}}$  раз. Распределение вероятности было вычислено в предположении, что все элементы матрицы перехода  $U_{ei}$  равновероятны.

можно практически идентифицировать с  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ , с линейной комбинацией  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  или даже с нейтрино четвертого поколения<sup>1)</sup>.

Изменение состояния электронного нейтрино во времени можно записать в виде

$$|\nu_e\rangle_t = \cos \theta_V \exp(-iE_1 t) |\nu_1\rangle + \sin \theta_V \exp(-iE_2 t) |\nu_2\rangle, \quad (9.10)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — энергии двух массовых состояний с одинаковыми импульсами  $p$ . Вероятность того, что электронное нейтрино останется электронным по прошествии времени  $t$ , дается выражением

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t| = \cos^2 \theta_V \exp(-iE_1 t) + \sin^2 \theta_V \exp(-iE_2 t), \quad (9.11)$$

которое соответствует вероятности  $\nu_e$  остаться  $\nu_e$ :

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left[ \frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]. \quad (9.12)$$

Предполагается, что массовые собственные состояния имеют одинаковые импульсы (обсуждение этого положения см. в работе [362]

<sup>1)</sup> Данные экспериментов на LEP (ЦЕРН) по определению  $Z^0$ -бозона исключили существование четвертого поколения фермионов с легкими нейтрино. — *Прим. перев.*

и значит, при конечных массах они имеют слегка различающиеся энергии. Разница энергий для релятивистских нейтрино равна

$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} \equiv \pm \frac{\Delta m^2}{2E}, \quad (9.13)$$

где появление знаков плюс и минус отражает введение положительно-определенной величины  $\Delta m^2$ :

$$\Delta m^2 \equiv |m_1^2 - m_2^2|. \quad (9.14)$$

Знак плюс используется, когда  $m_2 > m_1$ , а знак минус — в противоположном случае.

Следовательно, вероятность того, что электронное нейтрино останется электронным, можно записать в виде, который часто встречается в литературе:

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left( \frac{\pi R}{L_V} \right), \quad (9.15)$$

где  $R$  — расстояние, проходимое за время  $t$ , и  $L_V \equiv 4\pi E / \Delta m^2$ . Вероятность наблюдения нейтрино другого типа ( $|\nu_x\rangle$ ) дается выражением

$$|\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2 = \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left( \frac{\pi R}{L_V} \right). \quad (9.16)$$

Далее, вероятность того, что исходное нейтрино  $\nu_x$  будет обнаружено как электронное, совпадает с вероятностью обратного процесса, т. е.

$$|\langle \nu_e | \nu_x \rangle_t|^2 = |\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2. \quad (9.17)$$

Величина вакуумного смешивания пропорциональна  $\sin^2 \theta_V$ . Мы считаем, что эта величина мала, поскольку возможные аналогичные углы смешивания кварков невелики. Квадрат синуса угла Кабиббо, который определяет смешивание нижних кварков со странными, равен  $(0,22)^2 = 0,05$ . Если в выражении (9.15) вместо  $\theta_V$  использовать угол Кабиббо, то средняя вероятность выживания электронных нейтрино окажется около 90%. До открытия МСВ-эффекта большинство физиков-теоретиков выражали скептицизм в отношении того, что нейтринные осцилляции могут играть важную роль в проблеме солнечных нейтрино. Аналогия с известными малыми углами смешивания кварков делала требуемые большие углы смешивания непривлекательными.

Вакуумная осцилляционная длина  $L_V$  может быть записана в виде

$$L_V \equiv \frac{4\pi E \hbar}{\Delta m^2 c^3} = 2,48 \left( \frac{E}{\text{МэВ}} \right) \left( \frac{\text{эВ}^2}{\Delta m^2} \right) \text{м}, \quad (9.18)$$

который часто применяется при обсуждении земных осцилляционных экспериментов, использующих пучки от реакторов или ускорителей (см. [121, 127]).

Чтобы наблюдать обусловленные нейтринными осцилляциями изменения с расстоянием или временем, источник нейтрино должен быть локализован в области, которая много меньше  $L_V$ . В соответствии с принципом неопределенности волновая функция нейтрино будет иметь разброс импульсов  $\Delta p \gg \hbar / L_V$ . Таким образом, строгое рассмотрение нейтринных осцилляций требует конструирования волновых пакетов, но для практических ситуаций (почти) всегда оно дает такие же результаты, как и более простой анализ с фиксированным импульсом, который рассматривается здесь и в других местах в литературе. В работе [362] дается замечательно ясное описание квантовой механики нейтринных осцилляций.

Для обсуждения солнечных нейтрино более удобно переписать зависящий от расстояния безразмерный аргумент функции синуса следующим образом:

$$\frac{\pi R}{L_V} = 1,9 \cdot 10^{11} \left( \frac{1 \text{ МэВ}}{E} \right) \left( \frac{\Delta m^2}{\text{эВ}^2} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ а.е.}} \right), \quad (9.19)$$

где 1 а.е. — среднее расстояние между Землей и Солнцем.

Эксперименты с солнечными нейтрино чувствительны к разностям масс, при которых аргумент  $\pi R / L_V$  может существенно повлиять на вероятность наблюдения электронного нейтрино на Земле. Минимум разности квадратов масс  $\Delta m_{\text{солнеч}}^2$ , который можно изучать с помощью солнечных нейтрино, равен

$$\Delta m_{\text{солнеч}}^2 = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{эВ}^2 \left( \frac{E}{1 \text{ МэВ}} \right), \quad \left( \frac{\pi R}{L_V} \right) = 0,3, \quad (9.20)$$

что на много порядков величины меньше того, чего можно достичь в земных экспериментах.

В табл. 9.1 сопоставляется относительная чувствительность разных типов экспериментов к разностям нейтринных масс. Мерой чувствительности является величина  $R/E$ , которая в выражении для  $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2$  определяет член, зависящий от массы.

**Таблица 9.1.** Величины  $R/E$ , достижимые в различных экспериментах. (Расстояния  $R$  измеряются в м, а энергия  $E$  — в МэВ)

Эксперимент	$R/E$
Ускоритель	$10^{-2} - 10^1$
Реактор	$10^0 - 10^2$
Атмосфера	$10^2 - 10^4$
Солнце	$10^{10} - 10^{11}$
Сверхновая	$10^{19} - 10^{20}$

*Средние.* Частота событий от каждого нейтринного источника должна быть усреднена по области испускания в Солнце, области поглощения в Земле (расстояние от Солнца до Земли зависит от времени года) и по энергетическому спектру нейтринного источника. Это тройное усреднение можно записать следующим образом:

$$\langle \phi; \sigma_{i,\alpha} \rangle = \left\langle \int dE \phi_{\text{модель},i}(E) \sigma_i(E) |\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 \right\rangle_{\text{Солнце, Земля}}. \quad (9.21)$$

В своей основополагающей статье [303] Грибов и Понтекорво (см. также [490]; обе статьи "должны" быть прочитаны, см. Библиографические примечания) рассматривают два первых усреднения, которые влияют на величину расстояния  $R$  в осцилляторном члене вероятности выживания [см. выражение (9.15)]. Для вакуумных осцилляций различные положения точки рождения в ядре Солнца изменяют аргумент осцилляторного члена на относительную величину  $\sim 10^{-4}$ , а расстояние Земля — Солнце изменяет аргумент на  $\sim 10^{-2}$ .

Усреднение по энергиям более важно, поскольку источники солнечных нейтрино в общем имеют широкие энергетические спектры. Фаза  $\phi$ , которая возникает в выражении для вероятности выживания, записывается в виде

$$\phi = \frac{\pi R}{L\nu} = 2 \cdot 10^{10} \left[ \left( \frac{\Delta m^2}{1 \text{ эВ}^2} \right) \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E} \right) \left( \frac{R}{10^{13} \text{ см}} \right) \right]. \quad (9.22)$$

Малое изменение энергии нейтрино  $E$  или расстояния  $R$  вызывает изменение  $\phi$  на величину, многократную  $2\pi$ . Большинство важных источников, например  $^8\text{B}$ - и  $\text{pp}$ -нейтрино, имеет непрерывные энергетические спектры (см. разд. 6.3), поэтому аргумент осцилляторной функции изменяется на много порядков величины ( $\sim 10^{10}$ ) по мере

увеличения энергии нейтрино от наименьшего до наибольшего существенного значения.

Для линейчатого нейтринного спектра тепловое уширение и вариации расстояния  $R$  вызывают частичное изменение фазы порядка

$$\frac{\delta\phi}{\phi} \sim \left[ \left( \frac{kT}{E} \right) + \left( \frac{\delta R}{R} \right) \right]. \quad (9.23)$$

Тепловое уширение энергии сказывается порядка  $kT/E \sim 10^{-3}$  для линий  $\text{pp}$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино. В случае  $\Delta m^2/E > 10^{-8} \text{ эВ}^2/\text{МэВ}$  тепловое движение ионов приводит к очень большому изменению фазы  $\delta\phi \sim \pi$ . Вариация координат, в которых рождаются нейтрино в Солнце, вызывает частичное изменение фазы почти такой же величины, а именно  $\delta R/R \sim 5 \cdot 10^{-3}$ . Периодическое изменение  $\delta R/R$ , обусловленное эллиптичностью земной орбиты, примерно на порядок величины больше.

Выполняя усреднение по энергиям, Бакал и Фраучи [64] показали, что в большинстве представляющих интерес случаев для вакуумных осцилляций солнечных нейтрино

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|_{\text{cp}}^2 = 1 - (1/2) \sin^2 2\theta_{\nu}. \quad (9.24)$$

При типичных значениях параметров усреднение по энергиям устраняет резонансы, которые рассматривались Грибовым и Понтекорво.

*Тонкая подстройка.* Как много можно сделать с помощью тонкой подстройки параметров? Много, но подстройка должна быть точной.

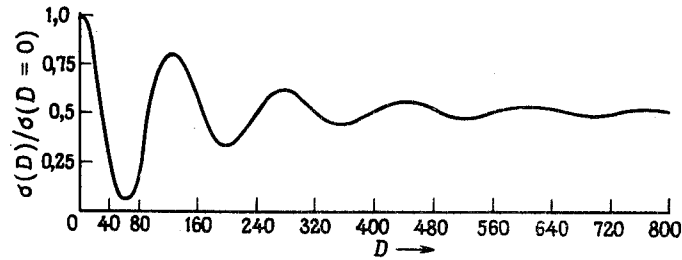
На рис. 9.2 показано эффективное сечение поглощения хлором  $^{37}\text{Cl}$ , усредненное по спектру  $^8\text{B}$ -нейтрино и "взвешенное" с вероятностью того, что электронное нейтрино останется электронным,  $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2$ . По оси ординат на рис. 9.2 отложено отношение  $\sigma(D)/\sigma(D=0)$  эффективных сечений поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино хлором  $^{37}\text{Cl}$ , вычисленных с учетом вакуумных осцилляций и без них. Таким образом,

$$\frac{\sigma(D)}{\sigma(0)} = \frac{\int dE \phi(E) \sigma(E) |\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2}{\int dE \phi(E) \sigma(E)}. \quad (9.25)$$

По оси абсцисс на рис. 9.2 отложена величина

$$D = \frac{|\Delta m^2|}{(\text{эВ}^2)} \left( \frac{R}{1 \text{ а.е.}} \right) 10^{12}. \quad (9.26)$$





**Рис. 9.2.** Эффект усреднения по энергии. На рисунке показана зависимость среднего сечения поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино от величины  $D$ , определяемой выражением (9.26) и пропорциональной  $|\Delta m^2|R$ . Сильное уменьшение наблюдается при значении  $D \sim 60$ , соответствующем  $\Delta m^2 \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ эВ}^2$ . При больших значениях  $D$  скорость захвата имеет постоянное уменьшение в два раза. (Из работы [64].)

Аргумент осцилляторного члена  $\pi R/L_\nu$  равен  $(m_e/E_\nu)D$ , где  $m_e$  — масса электрона. Для простоты кривая на рис. 9.2 была построена в предположении, что диагональные компоненты массовой матрицы одинаковы (т. е.  $\theta_\nu = 45^\circ$ ).

На рис. 9.2 уменьшение эффективного сечения, обусловленное множителем  $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2$ , становится заметным при  $m_e D / (E_\nu) \sim \pi/2$  или  $D \leq 30$ . Большое уменьшение имеет место при  $D \sim 60$ , что соответствует  $m_e D / (E_\nu) \sim \pi$ , или

$$\Delta m^2 \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ эВ}^2. \quad (9.27)$$

При очень больших значениях эффект вакуумных осцилляций сводится к уменьшению сечения примерно вдвое независимо от точных значений нейтринных масс, области генерации и расстояния Земля — Солнце.

Осцилляции со значением  $\Delta m^2$ , определяемым выражением (9.27), Глэшоу и Краусс [291] назвали «истинными» («just-so») осцилляциями (см. также [100]). Если разность масс имеет величину (9.27), то сигнал от галлиевого детектора будет уменьшен на множитель порядка 0,40 — 0,65. Глэшоу и Краусс показали также, что и в частоте событий, и в форме спектра нейтрино должна проявляться характерная полугодовая периодичность, обусловленная изменением расстояния Земля — Солнце в выражении (9.19) (см. также статью [303]).

**Когерентность.** Являются ли собственные состояния солнечных

нейтрино с разными массами когерентными, когда они достигают Земли? Ответ не очевиден. Нуссинов [455] указал на то, что невырожденные массовые собственные состояния распространяются с различными скоростями и поэтому должны быть испущены в слегка различающиеся времена (или в разных местах), чтобы прибыть на Землю в одно и то же время. Интерференция между различными собственными состояниями происходить не будет, если источник не является когерентным в течение интервала времени, сравнимого с разностью времен прихода. Условие квантовомеханической когерентности имеет вид

$$(v_1 - v_2)t \leq c\tau_{\text{ког}}, \quad (9.28)$$

где  $\tau_{\text{ког}}$  — время когерентности источника. Полученное Нуссиновым первоначальное значение  $\tau_{\text{ког}}$  оказалось слишком коротким. Краусс и Вилчек [382] нашли, что  $\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-15}$  с. Улучшенная оценка дана Лозбом [414]. Расстояние  $d$ , на котором разные массовые собственные состояния когерентны, выраженное в астрономических единицах (1 а. е. =  $1,5 \cdot 10^{13}$  см), записывается в виде

$$d_{\text{ког}} \lesssim 4 \text{ а. е.} \left[ \left( \frac{E}{10 \text{ МэВ}} \right)^2 \left( \frac{10^{-4} \text{ эВ}^2}{\Delta m^2} \right) \left( \frac{\tau_{\text{ког}}}{10^{-15} \text{ с}} \right) \right]. \quad (9.29)$$

Солнечные нейтрино с типичными энергиями 10 МэВ и разностями квадратов масс, меньшими  $10^{-3,5} \text{ эВ}^2$ , по прибытии на Землю в принципе могут быть когерентными смесями двух и более массовых состояний. Однако, за исключением нейтринных линий от рер или  $^7\text{Be}$ , на практике более важным оказывается фазовое усреднение, обусловленное конечной энергетической шириной нейтринного спектра или протяженностью источника [см. выражения (9.22) и (9.23)].

## В. Массовая матрица

Уравнения, описывающие вакуумные осцилляции, можно переписать в виде уравнения Шрёдингера с массовой матрицей, играющей роль гамильтониана. Эта формулировка особенно удобна при обсуждении МСВ-эффекта, который мы рассмотрим в следующем разделе. Для простоты уравнения часто записываются так, как если бы мы знали, что только два нейтринных аромата связаны друг с другом. Обобщение на случай трех и более ароматов является непосредственным, хотя в некоторых случаях и громоздким.

Произвольное состояние нейтрино можно записать в базисе ароматов

$$|\nu\rangle_t = c_e(t)|\nu_e\rangle + c_x(t)|\nu_x\rangle. \quad (9.30)$$

В частности, для  $|\nu_e\rangle_t$  можно написать

$$|\nu_e\rangle_t = \cos\theta_V \exp(-iE_1 t)|\nu_1\rangle + \sin\theta_V \exp(-iE_2 t)|\nu_2\rangle \quad (9.31)$$

с аналогичным соотношением для  $|\nu_x\rangle$ .

Матрица, описывающая временную зависимость произвольного состояния, выраженного в базисе ароматов, может быть выведена с помощью дифференцирования выражений для  $|\nu_e\rangle_t$  и  $|\nu_x\rangle_t$ , представления  $|\nu_1\rangle$  и  $|\nu_2\rangle$  через собственные состояния базиса ароматов и комбинирования этих результатов. Обозначая массовую матрицу во флейворном представлении с помощью

$$M_{0,\text{флейвор}} = \begin{pmatrix} a_1 & b \\ b & a_2 \end{pmatrix}, \quad (9.32)$$

находим

$$a_1 = \frac{m_1^2 \cos^2 \theta_V + m_2^2 \sin^2 \theta_V}{2E}, \quad (9.33)$$

$$a_2 = \frac{m_1^2 \sin^2 \theta_V + m_2^2 \cos^2 \theta_V}{2E}, \quad (9.34)$$

$$b = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta_V}{4E}. \quad (9.35)$$

Наиболее симметричная форма массовой матрицы получается вычитанием соответствующей константы, умноженной на единичную матрицу, что изменяет лишь фазу полного вектора состояний и не влияет на амплитуды вероятности. Окончательный результат имеет вид

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_x(t) \end{pmatrix} = \pm \frac{\Delta_V}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_V & \sin 2\theta_V \\ \sin 2\theta_V & \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_x(t) \end{pmatrix}, \quad (9.36)$$

где знак плюс используется, если  $m_2 > m_1$ , и знак минус — если  $m_2 < m_1$  [см. выражение (9.13) и (9.14)]. Положительно-определенная величина  $\Delta_V$  является разностью энергий (релятивистских) состояний  $|\nu_e\rangle$  и  $|\nu_x\rangle$ :

$$\Delta_V = |\Delta m^2 / 2E|. \quad (9.37)$$

Собственные значения масс, полученные диагонализацией массовой матрицы, равны

$$E_{1,2} = \text{const} \pm 1/2 \Delta_V; \quad (9.38)$$

здесь постоянный член включен для того, чтобы напомнить читателю, что произвольная константа, умноженная на единичную матрицу, вычиталась из массовой матрицы. Для задачи, представляющей интерес, имеет значение только разность энергий.

Длина вакуумных осцилляций определяется выражением

$$L_V = \frac{2\pi}{|E_1 - E_2|} = \frac{2\pi}{\Delta_V}, \quad (9.39)$$

которое эквивалентно (9.18).

Изложенная выше формулировка вакуумных осцилляций нейтрино с помощью гамильтониана является основополагающей для исследований осцилляций в веществе.

## 9.2. Осцилляции в веществе

По эффекту МСВ опубликована обширная и превосходная литература, которая отражает существо предмета, берущего свое начало с фундаментальных работ Вольфенштейна [665, 666], Михеева и Смирнова [435–437]. Читатель может провести полезные и приятные часы, изучая оригинальные статьи, в которых исчерпывающе рассматривается предмет, чего здесь мы позволить себе не можем. Для удобства ссылки на основополагающие статьи по этому предмету собраны вместе в разд. 9.2.Д.

### А. Временная (или пространственная) эволюция

Произвольный вектор состояния можно снова записать через флейворные собственные состояния:

$$|\nu\rangle_t = c_e(t)|\nu_e\rangle + c_\mu(t)|\nu_\mu\rangle + c_\tau(t)|\nu_\tau\rangle. \quad (9.40)$$

Временная эволюция вектора состояний<sup>1)</sup> определяется уравнением

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_\mu(t) \\ c_\tau(t) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_\mu(t) \\ c_\tau(t) \end{pmatrix}, \quad (9.41)$$

<sup>1)</sup> Точнее, речь идет о матрице эволюции, которая пропорциональна квадрату массовой матрицы, деленной на энергию нейтрино. — *Приводим через*

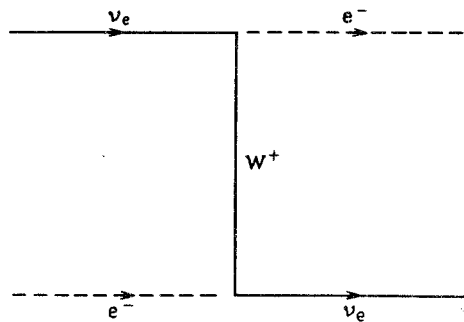


Рис. 9.3. Диаграмма Фейнмана, ответственная за МСВ-эффект. Этот процесс может происходить для  $\nu_e$ , но не для  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$ .

где массовая матрица состоит из вакуумной массовой матрицы  $M_0$ , которая рассматривалась в разд. 9.1.В, и вклада, обусловленного наличием вещества  $M_{\text{вещ}}$ :

$$M = M_0 + M_{\text{вещ}}. \quad (9.42)$$

Выражение для  $M_{\text{вещ}}$  впервые получил Вольфенштайн [665, 666], который отметил, что рассеяние нейтрино на электронах дает в массовую матрицу вклад, которого нет в вакууме. Рассеяние из-за нейтральных токов в стандартной модели электрослабых взаимодействий происходит с высокой точностью одинаково для нейтрино всех флейворов, и поэтому оно добавляет к массовой матрице только несущественную постоянную, умноженную на единичную матрицу.

Величина  $M_{\text{вещ}}$ , введенная Вольфенштайном, проистекает из показанной на рис. 9.3 диаграммы Фейнмана, которая может реализоваться только через рассеяние, обусловленное заряженными токами. Электронное нейтрино испускает электрон и положительно заряженный промежуточный бозон, который затем поглощается окружающим электроном, чтобы стать электронным нейтрино. Соответствующей диаграммы для нейтрино других ароматов не существует.

Главным здесь является то, что рассеяние нейтрино на электронах, обусловленное заряженными токами, вводит в массовую матрицу член, выделяющий электронное нейтрино, который можно записать в виде

$$M_{\text{вещ}} = \sqrt{2}G_F n_e P_e = \sqrt{2}G_F n_e |\nu_e\rangle \langle \nu_e|, \quad (9.43)$$

где  $P_e$  — проекционный оператор для электронных нейтрино, а  $n_e$  — концентрация электронов. Для антинейтрино электронного аромата

$\bar{\nu}_e$  коэффициент перед проекционным оператором имеет ту же величину, но противоположный знак. Здесь  $G_F$  — обычная константа связи Ферми.

**Член Вольфенштайна** — это коэффициент перед  $P_e$  в выражении (9.43). Он представляет собой вклад рассеяния нейтрино на электронах в показатель преломления нейтрино в веществе. Классическое выражение для показателя преломления имеет вид  $2\pi N f(0)/p^2$ , где  $N$  — плотность распределения рассеивателей,  $p$  — импульс, а  $f(0)$  — амплитуда рассеяния вперед. Причина появления множителей  $G_F$  и  $n_e$  в члене Вольфенштайна очевидна из классического результата<sup>1)</sup>.

Следуя доказательству, данному в разд. 9.1.В, полную массовую матрицу  $M$  можно выразить через вакуумный угол смешивания  $\theta_V$ , разность квадратов масс  $\Delta m^2$  и энергию через член  $\Delta_V$  и произведение  $G_F n_e$ .

Два нейтринных аромата достаточны для понимания большинства физических результатов МСВ-эффекта. В этом случае флейворные собственные состояния связаны с массовыми собственными состояниями унитарным преобразованием  $U_M$ , которое аналогично вакуумному преобразованию, введенному в разд. 9.1.Б. В веществе угол смешивания обозначается через  $\theta_M$ .

В веществе временная эволюция флейворных собственных состояний описывается уравнением, которое аналогично вакуумному уравнению Шрёдингера:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_x(t) \end{pmatrix} = \pm \frac{\Delta_M}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_x(t) \end{pmatrix}. \quad (9.44)$$

Знак плюс берется в случае  $m_2 > m_1$ , а знак минус — в случае

<sup>1)</sup> Константа Ферми входит линейно, так как показатель преломления зависит от амплитуды рассеяния вперед, а не от вероятности перехода. Существует история, связанная с коэффициентом вольфенштайновского члена; множитель  $\sqrt{2}$  был впервые дан правильно Льюисом [409], а знак минус получен Лангакером и др. [398]. Михеев и Смирнов [435] использовали неправильный знак в своей первой работе, которая была основана на оригинальных статьях Вольфенштайна [665, 666]. Ошибочный знак накладывал маловероятное условие, что масса  $\nu_e$  превосходит массу  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$ . По этой причине открытие Михеевым и Смирновым того, что осцилляции в веществе могут быть резонансными, не привлекло вначале достаточного внимания. Ситуация была публично прояснена, и эффект МСВ значительно увеличил свою очевидную правдоподобность, когда Лангакер указал Бете [117] правильный знак. Простой эвристический вывод вольфенштайновского члена приводится в разд. 5.8 книги Боума и Фогеля [127]. Уравнение для временной эволюции, записанное через массовую матрицу, получили из релятивистской теории Гальперин [309], Маннгейм [422], Балтц и Венезер [91].

$m_1 > m_2$ . Выражения, связывающие  $\Delta_M$  и  $\theta_M$  с их вакуумными аналогами, получаются приравнованием элементов матрицы  $M$ , записанной выше, к элементам, полученным из выражений для осцилляций в вакууме с использованием явных формул для  $M_0$  и  $M_{\text{ещ}}$ .

Собственные значения энергий даются выражением

$$E_{1,2} = \text{const} \pm (1/2)\Delta_M, \quad (9.45)$$

в которое, как и в (9.38), включена константа, поскольку из массовой матрицы была вычтена единичная матрица, умноженная на произвольную величину. Явное выражение для  $\Delta_M$  имеет вид

$$\Delta_M = \left[ \left( \pm \Delta_V \cos 2\theta_V - \sqrt{2}G_F n_e \right)^2 + \left( \Delta_V \sin 2\theta_V \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9.46)$$

Как и в (9.44), знак плюс здесь используется в случае  $m_2 > m_1$  и знак минус — в противоположном случае.

Угол смешивания в веществе определяется выражением

$$\text{tg } 2\theta_M = \frac{\text{tg } 2\theta_V}{1 \pm (L_V/L_e) \sec 2\theta_V}, \quad (9.47)$$

где знак плюс берется в случае  $m_2 < m_1$ . Длина нейтрино-электронного взаимодействия  $L_e$ , входящая в выражение (9.47), определяется как

$$L_e = \frac{\sqrt{2}\pi\hbar c}{G_F n_e} = 1,64 \cdot 10^5 \text{ м} (100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} / \mu_e \rho). \quad (9.48)$$

Средняя молекулярная масса электрона  $\mu_e$  может быть вычислена с помощью массовой доли водорода  $X$ :

$$\mu_e = (1 + X)/2. \quad (9.49)$$

Константа Ферми  $G_F = 1,436 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$  [или  $10^{-5}/m_p^2$  в единицах ( $\hbar = c = 1$ ), которым отдают предпочтение физики, изучающие частицы]. Для численных расчетов полезными являются следующие соотношения:

$$\frac{G_F N_A R_\odot}{\hbar c} = 1,94 \cdot 10^2, \quad \frac{n_e(0)}{N_A} = 98,6 \text{ см}^{-3}, \quad (9.50)$$

где  $n_e(0)$  — концентрация электронов в центре Солнца в стандартной модели, а  $N_A$  — число Авогадро ( $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ ).

Длина взаимодействия  $L_e$  не зависит от энергии в отличие от осцилляционных длин вакуума или вещества.

Резонансный характер осцилляций в веществе демонстрируется выражением (9.47) для  $\text{tg } \theta_M$ . Если  $m_2 \geq m_1$ , то угол смешивания в веществе оказывается максимальным ( $\theta_M = \pi/4$ ) для электронной плотности, определяемой соотношением

$$\left( \frac{L_V}{L_e} \right)_{\text{рез}} = \cos 2\theta_V. \quad (9.51)$$

Это соотношение называют нередко “условием резонанса”.

Если  $m_2 < m_1$ , то для электронных нейтрино резонанс не имеет места. (В этом случае резонанс был бы для  $\bar{\nu}_e$ .) В последующем изложении в этом разделе предполагается  $m_2 > m_1$ .

Если электронная плотность удовлетворяет условию резонанса, то даже для очень малых вакуумных углов смешивания угол смешивания в веществе равен  $\theta_M = \pi/4$ . При резонансной плотности оба диагональных элемента массовой матрицы равны друг другу. Смешивание между  $\nu_e$  и  $\nu_x$  может стать очень большим при резонансе, и малость вакуумного угла смешивания больше не играет роли.

Плотность МСВ-резонанса записывается в виде

$$n_{e,\text{рез}} = \frac{|\Delta m^2| \cos 2\theta_V}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (9.52)$$

или

$$\frac{n_{e,\text{рез}}}{N_A} \approx 66 \cos 2\theta_V \left( \frac{|\Delta m^2|}{10^{-4} \text{ эВ}^2} \right) \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E} \right). \quad (9.53)$$

Численные значения электронной плотности  $n_e$  в стандартной солнечной модели приведены в табл. 4.5; радиальная зависимость величины  $n_e$  изображена на рис. 4.1,2 и рассматривается в разд. 4.3.

Электронное нейтрино будет всегда проходить через резонанс, если его энергия превышает резонансное значение, соответствующее электронной плотности в центре Солнца. Поэтому минимальная энергия, которая может быть резонансной в Солнце, равна

$$E_{\text{мин}} = 6,6 \cos 2\theta_V \left( \frac{\Delta m^2}{10^{-4} \text{ эВ}^2} \right) \text{ МэВ}. \quad (9.54)$$

При разностях квадратов масс порядка  $10^{-4} \text{ эВ}^2$  или меньше через резонансную плотность будет проходить значительная часть  $^8\text{В}$ -нейтрино, рождаемых в солнечном ядре.

## Б. Случай постоянной плотности

Многие особенности полного МСВ-эффекта можно понять, рассматривая явное решение двухфлейворной задачи для постоянной плотности. Результаты этого случая впервые получил Вольфенштейн [665, 666].

Разница между собственными значениями энергии для двух массовых собственных состояний равна

$$E_1 - E_2 \equiv \Delta_M = \Delta_V \times D_M, \quad (9.55)$$

где часто встречающаяся величина  $\Delta_M$  записана через  $\Delta_V$  и удобно выраженную поправку на вещество:

$$D_M = \left[ 1 - 2 \left( \frac{L_V}{L_e} \right) \cos 2\theta_V + \left( \frac{L_V}{L_e} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9.56)$$

При резонансной плотности  $L_V/L_e = \cos 2\theta_V$  мы имеем

$$D_M(\text{резонанс}) = \sin 2\theta_V, \quad (9.57)$$

что упрощает некоторые алгебраические преобразования.

Вероятность того, что электронное нейтрино остается электронным, имеет ту же алгебраическую форму, что и для вакуумных осцилляций, т. е.

$$|\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left[ \frac{\pi R}{L_M(E)} \right]. \quad (9.58)$$

Вероятность того, что электронное нейтрино будет наблюдаться как нейтрино другого аромата, запишется в виде

$$|\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2 = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left[ \frac{\pi R}{L_M(E)} \right]. \quad (9.59)$$

Длина осцилляций в веществе определяется по аналогии с длиной осцилляций в вакууме [см. (9.39)]:

$$L_M \equiv \frac{2\pi}{|E_1 - E_2|} = \frac{L_V}{D_M}. \quad (9.60)$$

Угол смешивания в веществе дается выражением

$$\sin 2\theta_M = \frac{\sin 2\theta_M}{D_M}, \quad (9.61)$$

где для ненулевого вакуумного смешивания

$$\sin 2\theta_M|_{\text{резонанс}} = 1, \quad (9.62)$$

или  $\theta_M = \pi/4$ .

При очень больших электронных плотностях угол смешивания в веществе приближается к  $\pi/2$ :

$$\theta_M \rightarrow \pi/2, \quad n_e \rightarrow \infty, \quad (9.63)$$

при условии, что  $m_2 > m_1$ . Этот результат имеет особую важность в понимании аналитических формул для случая переменной плотности, которые мы рассмотрим в следующем разделе.

Вероятность того, что электронное нейтрино совершит переход в состояние с другим ароматом, может быть записана более просто в трех предельных случаях, а именно когда длина осцилляций в вакууме много больше, много меньше или равна  $\cos 2\theta_V$ , умноженному на длину взаимодействия электрон — нейтрино. Упрощенные результаты таковы:

$$|\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2 = \begin{cases} \sin^2 2\theta_V \sin^2(\pi R/L_V), & L_V/L_e \ll 1, \\ (L_e/L_V)^2 \sin^2 2\theta_V \sin^2(\pi R/L_e), & L_V/L_e \gg 1, \\ \sin^2(\pi R \sin 2\theta_V/L_V), & L_V/L_e = \cos 2\theta_V. \end{cases} \quad (9.64)$$

Если длина осцилляций в вакууме много меньше длины нейтрино-электронных взаимодействий (очень мало окружающих электронов), то осцилляции в веществе сводятся к вакуумным осцилляциям. Формула для этого случая тождественна выражению (9.16), полученному в разд. 9.1. Если длина осцилляций в вакууме много больше, чем длина взаимодействия нейтрино — электрон [присутствует много электронов — пример, который обсуждался Вольфенштейном [665] в связи с проблемой солнечных нейтрино], то смешивание подавлено множителем  $(L_e/L_V)^2$ . В случае резонанса в третьем пределе выражения, записанного выше, вероятность равна квадрату зависящей от энергии осцилляторной функции, которая обычно дает 1/2 при усреднении по энергии.

В случае постоянной плотности максимальная величина смешивания<sup>1)</sup> после усреднения по непрерывному энергетическому спектру равна приблизительно 1/2. Возможность сильной конверсии аромата, составляющей суть МСВ-эффекта, реализуется только для медленноменяющейся электронной плотности. Этот случай обсуждается ниже.

<sup>1)</sup> Имеется в виду вероятность перехода. — Прим. перев.

## В. Переменная плотность

Полная мощность осцилляций в веществе проявляется, только когда электронная плотность переменна. В этом случае нейтрино одного аромата почти полностью могут превратиться в нейтрино другого аромата.

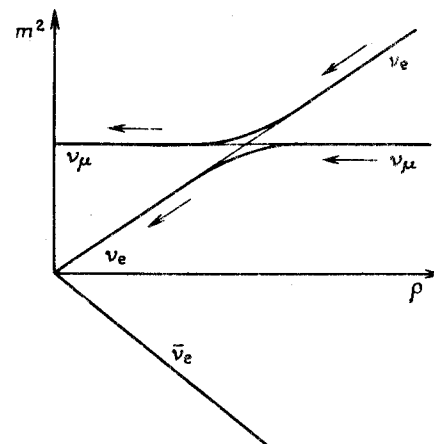
*Физическая картина.* Два массовых собственных значения  $\pm \Delta_M/2$ , определенные в предыдущем разделе, наиболее близки друг другу, когда электронная плотность удовлетворяет резонансному условию

$$\sqrt{2}G_F n_e = \Delta_V \cos 2\theta_V. \quad (9.65)$$

Процесс превращения аромата в веществе (МСВ-эффект) может быть наиболее просто и наглядно представлен в виде близких к пересечению почти вырожденных уровней энергии [117]. При резонансной плотности два собственных состояния распространения разделены малой энергетической разностью  $\delta E$ , которая равна

$$\delta E = 5 \cdot 10^{-12} \sin 2\theta_V \text{ эВ} \left[ \left( \frac{\Delta m^2}{10^{-4} \text{ эВ}^2} \right) \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E} \right) \right]. \quad (9.66)$$

Рис. 9.4 иллюстрирует то, каким образом может полностью измениться аромат нейтринного пучка при медленном изменении электронной плотности. При очень малых электронных плотностях, сходных с имеющимися в обычных лабораторных экспериментах, и при малых вакуумных углах смешивания электронное нейтрино почти совпадает с нижним массовым собственным состоянием  $|\nu_1\rangle$ , а второе флейворное собственное состояние приблизительно совпадает с массовым состоянием  $|\nu_2\rangle$ . Масса более тяжелого массового состояния монотонно увеличивается с ростом плотности окружающих электронов и асимптотически становится пропорциональной величине  $n_e$ . Если  $m_2 \gtrsim m_1$ , то при больших электронных плотностях более тяжелое массовое собственное состояние  $|\nu_2\rangle$  становится близким к  $|\nu_e\rangle$ , а нижнее массовое состояние  $|\nu_1\rangle$  как функция электронной плотности остается существенно неизменным (в пренебрежении взаимодействиями, обусловленными нейтральными токами, которые одинаковы для всех нейтрино). Электронные нейтрино, рожденные во внутренних областях Солнца, двигаются от высоких плотностей к более низким. Если электронная плотность изменяется с достаточно медленной скоростью (требование, известное как адиабатическое условие), то не происходит переходов между массовыми собственными состояниями; электронное нейтрино остается близким к массовому



**Рис. 9.4.** МСВ-эффект. Флейворное собственное состояние  $|\nu_e\rangle$  рождается при высоких плотностях  $\rho$  внутри Солнца, где оно приблизительно совпадает с более тяжелым массовым собственным состоянием  $|\nu_2\rangle$ . При медленном уменьшении плотности электронов флейворное собственное состояние остается близким к массовому собственному состоянию  $|\nu_2\rangle$ . При выходе из Солнца в вакуумное по существу окружение исходное  $|\nu_e\rangle$  близко к вакуумному флейворному собственному состоянию  $|\nu_e\rangle$  и не наблюдается в хлорном и галлиевом детекторах, которые (для соответствующих энергий нейтрино) чувствительны только к  $\nu_e$ . Знак вольфенштейновского члена противоположен для нейтрино и антинейтрино, что и объясняет то, почему масса  $\bar{\nu}_e$  уменьшается с увеличением плотности. (Для простоты эффекты нейтральных токов опущены.)

му собственному состоянию  $|\nu_2\rangle$  и выходит из Солнца как существенно другое флейворное состояние  $|\nu_x\rangle$ . Путь флейворного собственного состояния, рожденного в Солнце, изображен на рис. 9.4 стрелками, направленными в сторону низких электронных плотностей.

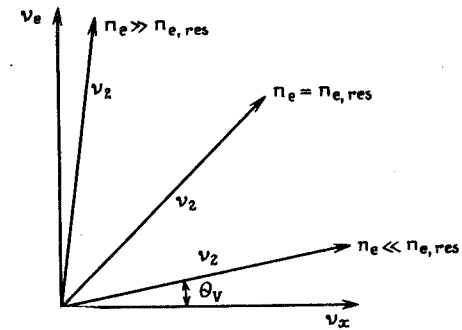
Процесс флейворной конверсии обратим. Если светить внутрь Солнца пучком мюонных нейтрино подходящих энергий, чтобы они испытывали МСВ-эффект, то изначально мюонные нейтрино, достигая солнечного центра, станут электронными. Эволюция мюонных нейтрино будет происходить в направлении, противоположном стрелкам на рис. 9.4.

Осцилляции в веществе аналогичны явлениям во многих различных областях, включая когерентную регенерацию К-мезонов [665] и прецессию спина в изменяющемся магнитном поле [137]. Особенно простая классическая аналогия была описана независимо Михеевым и Смирновым [438], а также Вайнбергом [650], которые связали МСВ-эффект с системой слабо связанных осцилляторов (для определенности — двух маятников). Колебания одного маятника соответствуют распространению  $\nu_e$ , а второго маятника — распространению  $\nu_x$ . Рождение  $\nu_e$  аналогично возбуждению “ $\nu_e$ -маятника”. Связь вызывает передачу колебаний от одного маятника другому; периодический обмен колебаниями маятников соответствует осцилляциям нейтрино. В веществе частоты осцилляторов изменяются, что оказывает разное влияние на  $\nu_e$ - и  $\nu_x$ -маятники. Совпадение частот колебаний маятников соответствует почти равенству собственных значений нейтринных массовых собственных состояний. В обеих системах — осциллирующих маятниках и нейтрино — обмен возбуждениями может быть полным. Благодаря экспериментальной изобретательности Вайнберг [650] публично продемонстрировал эквивалентность МСВ-эффекта явлениям, наблюдаемым с парой механических осцилляторов.

На рис. 9.5 изображено вращение вектора состояния  $|\nu_2\rangle$  в плоскости, определенной флейворными собственными состояниями  $|\nu_e\rangle$  и  $|\nu_x\rangle$ . В центре Солнца из-за большой плотности окружающих электронов  $\nu_e$  близко к  $\nu_2$ . По мере уменьшения плотности в сторону плотности МСВ-резонанса  $\nu_2$  постепенно становится смесью равных амплитуд вакуумных флейворных состояний. При очень низкой электронной плотности  $\nu_2$  очень близко к  $\nu_x$ . Если изменение электронной плотности достаточно медленное (адиабатическое приближение), то исходное  $\nu_e$  будет оставаться близким к  $\nu_2$  и поэтому на выходе из Солнца будет превращаться в почти чистое  $\nu_x$ -состояние.

*Аналитические результаты.* Каким образом физическую картину можно описать математически?<sup>1)</sup> Парк [466, 467] дает простое аналитическое рассмотрение проблемы переменной плотности и приходит к существенным физическим результатам. Наше последующее обсуждение основывается на его статьях. Пределы применимости

<sup>1)</sup> Первые аналитические результаты были получены в адиабатическом приближении, которое будет обсуждаться позже в этом разделе. В адиабатическом приближении вероятность конверсии была вычислена аналитически для любого распределения плотности Михеевым и Смирновым [436, 437], Мессиа [433], а также Баргером и др. [99].



**Рис. 9.5. Вращение более тяжелого нейтринного собственного состояния в веществе.** На этом рисунке изображено вращение более тяжелого массового собственного состояния в координатной системе, ортогональными осями которой являются флейворные собственные состояния. При плотностях, много больших резонансной плотности, собственные состояния  $|\nu_e\rangle$  и  $|\nu_2\rangle$  очень похожи. При уменьшении плотности электронов массовое собственное состояние  $|\nu_2\rangle$  становится больше похожим на  $|\nu_x\rangle$ . Если плотность изменяется достаточно медленно, то  $|\nu_e\rangle$ , рождаемое в центре Солнца, может остаться близким к  $|\nu_2\rangle$  и при низких плотностях будет вести себя по существу как  $|\nu_x\rangle$ .

используемых здесь приближений тщательно оценены в статьях, упомянутых во введении к этому разделу [319, 478, 620, 621, 91]. Различия между результатами аналитических и точных численных расчетов обычно незначительны, но в некоторых ограниченных областях параметрического пространства они играют заметную роль.

Флейворные собственные состояния  $|\nu_e\rangle$  и  $|\nu_x\rangle$  в любой точке Солнца можно представить как линейные комбинации локальных массовых собственных состояний, — собственных состояний, которые соответствуют окружающей электронной плотности. Коэффициенты разложения состояний  $|\nu_e\rangle$  и  $|\nu_x\rangle$ , выраженные через массовые собственные состояния, можно снова представить унитарным преобразованием с мгновенным углом смешивания  $\theta_M$ . Величина  $\theta_M$  может быть найдена из соотношений, приведенных в предыдущем подразделе.

Для медленноменяющейся электронной плотности массовые собственные состояния в веществе эволюционируют во времени независимо. Рассмотрим электронное нейтрино, которое рождается при

плотности, превышающей резонансную. В области до резонансной плотности, достигаемой  $\nu_e$  на его пути из Солнца, в качестве базисных состояний удобно использовать (для описания произвольного нейтринного состояния) адиабатические состояния

$$\exp \left[ -i \int_i^{t_f} E_1(t') dt' \right] |\nu_1 n_e(t)\rangle,$$

$$\exp \left[ -i \int_i^{t_f} E_2(t') dt' \right] |\nu_2 n_e(t)\rangle.$$

где  $|\nu n_e(t)\rangle$  — нейтринное состояние, рожденное в момент времени  $t$  при электронной плотности  $n_e$ , а экспоненциальный фактор описывает последующую адиабатическую эволюцию во времени.

Поскольку первоначальное  $\nu_e$  переходит через резонанс, эти базисные состояния могут быть смешаны, но по другую сторону резонанса нейтринное состояние можно снова записать в виде линейной комбинации адиабатических собственных состояний, которые зависят от локальной электронной плотности. Поэтому эволюцию базисного состояния, рождаемого в момент времени  $t$ , проходящего через резонанс в момент времени  $t_f$  и регистрируемого в момент времени  $t_f$ , можно схематически записать следующим образом:

$$\exp \left[ -i \int_i^{t_f} E_1(t') dt' \right] |\nu_1 n_e(t)\rangle \rightarrow$$

$$\rightarrow a_1 \exp \left[ -i \int_{t_r}^{t_f} E_1(t') dt' \right] |\nu_1 n_e(t_f)\rangle +$$

$$+ a_2 \exp \left[ -i \int_{t_r}^{t_f} E_2(t') dt' \right] |\nu_2 n_e(t_f)\rangle, \quad (9.67)$$

где  $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ . Для второго адиабатического состояния имеется соответствующая связь с коэффициентами, которые просто выводятся из  $a_1$  и  $a_2$ .

Вероятность того, что электронное нейтрино, рожденное при плотности, большей резонансной, таковым же и останется, можно вычислить по аналогии с вакуумными осцилляциями и осцилляциями в веществе с постоянной плотностью. Этот расчет выполнил Парк

[466, 467], который получил

$$|(\nu_e|\nu_e)_t|^2 = \frac{1}{2} + \left( \frac{1}{2} - P_{\text{скач}} \right) \cos 2\theta_M \cos 2\theta_V, \quad (9.68)$$

где  $\theta_M$  определяется из соотношений для постоянной плотности (9.47) и (9.61) с использованием значения плотности, при которой  $\nu_e$  было образовано. Выражение (9.68) нередко называют формулой Парка.

Выражение (9.68) аналогично формуле (9.24) для средней вероятности выживания в случае вакуумных осцилляций. Однако между ними имеется существенное различие. Дело в том, что в (9.68) входит дополнительный множитель  $\cos 2\theta_M$ , который оказывается отрицательным, если нейтрино рождается при высоких плотностях [см. (9.47) или (9.61)].

Отрицательный множитель  $\cos 2\theta_M$  в (9.68) может вызвать почти полное сокращение членов в вероятности выживания для осцилляций в веществе при условии, что величина  $P_{\text{скач}}$  не является очень большой. Так как при больших плотностях  $\theta_M \rightarrow \pi/2$ , оба множителя  $1/2$  в выражении (9.68) могут сократить друг друга с высокой точностью в широком диапазоне углов  $\theta_V$  и при этом останется лишь небольшой поток электронных нейтрино.

Величина  $P_{\text{скач}}$  представляет собой вероятность перескакивания с одного массового адиабатического состояния на другое ( $P_{\text{скач}} = |a_2|^2$ ), т. е. вероятность отклонения от плавной адиабатической эволюции на рис. 9.3. Вероятность перескакивания с уровня вычисляли Хакстон [319], Парк [466], а также Дар и др. [203], используя приближение, развитое Ландау [397] и Зенером [678], в котором электронная плотность вблизи резонансной электронной плотности изменяется линейно. Вероятность перескока в этом приближении записывается в виде

$$P_{\text{скач}} = \exp \left[ \frac{-\pi \Delta m^2 \sin^2 2\theta_V}{4E \cos 2\theta_V} \left( \frac{n_e}{|dn_e/dr|} \right)_{\text{рез}} \right], \quad n_e > n_{\text{рез}}. \quad (9.69)$$

Это выражение является точным, если плотность линейно зависит от радиуса. Точные выражения были также выведены в предположении, что плотность зависит от радиуса экспоненциально (см., например, [620, 479, 376]); эффективный и аккуратный численный алгоритм приводится Хакстоном [320].

В табл. 9.2 представлены параметры осцилляций в веществе для разных электронных плотностей в диапазоне от вакуумных до очень больших плотностей. Эта таблица заимствована из работы Парка



Таблица 9.2. Параметры осцилляций нейтрино в веществе

$n_e$	0	$n_{e,рез}$	$2n_{e,рез}$	$\rightarrow \infty$
$E_2 - E_1$	$\Delta m^2/2E$	$\Delta m^2/2E \sin 2\theta_V$	$\Delta m^2/2E$	$\rightarrow \infty$
$\theta_M$	$\theta_V$	$\pi/4$	$\pi/2 - \theta_V$	$\rightarrow \pi/2$
$L$	$L_V$	$L_V/\sin 2\theta_V$	$L_V$	$\rightarrow 0$

[467] и дает удобное суммирование некоторых важных характеристик аналитических решений.

Степени точности адиабатического приближения и величины  $P_{скач}$  определяются одной и той же безразмерной величиной, а именно отношением полной ширины  $\Delta r$  резонанса в физическом пространстве к длине осцилляций в веществе  $L_M$  при резонансе. Ширина резонанса в энергетическом пространстве равна  $\Delta_V \sin 2\theta_V$ . Ширина в физическом пространстве определяется областью, в которой изменение электронной плотности вызывает расщепление собственных значений на величину, равную соответствующей разности энергий, т. е.  $\sqrt{2}G_F \delta n_e = \pm \Delta_V \sin 2\theta_V$ . Поэтому отношение полной пространственной ширины к длине осцилляций в веществе можно записать в виде

$$\frac{\Delta r}{L_{M,рез}} = \frac{\Delta m^2 c^3 \sin^2 2\theta_V / \cos 2\theta_V}{2\pi \hbar E |n_e^{-1} dn_e/dr|}. \quad (9.70)$$

Вероятность скачка можно переписать через это отношение в более ясном виде:

$$P_{скач} = \exp \left[ -\frac{\pi^2 (\Delta r)}{2L_{M,рез}} \right]. \quad (9.71)$$

В случае когда  $\Delta r \gtrsim L_M$ , распространяющееся нейтринное состояние имеет достаточно времени для того, чтобы при пересечении резонанса подстроиться за медленноменяющимся собственным состоянием в веществе. Таким образом, большие значения  $\Delta r/L_M$  соответствуют адиабатическому приближению, в котором вероятность перескока с одного адиабатического состояния на другое мала. В противоположном пределе  $\Delta r \ll L_M$  электронная плотность изменяется вблизи резонанса столь быстро, что флейворное состояние не может адиабатически поддерживаться с массовым собственным состоянием. В этом неадиабатическом пределе вероятность пересечения уровней  $P_{скач}$  велика.

Для  $\nu_e$ , рожденного при высоких плотностях,  $n_{e,рожд} \gg n_{e,рез}$ , мы имеем

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 \approx \sin^2 \theta_V + P_{скач}(E) \cos 2\theta_V. \quad (9.72)$$

Для малых углов вакуумного смешивания вероятность выживания приблизительно равна  $P_{скач}$ .

Адиабатическое приближение отсутствия перескакивания с уровня тем точнее, чем больше угол смешивания. Насколько должен быть большим угол  $\theta_V$ , чтобы адиабатическое приближение было применимо? Оказывается, достаточно иметь очень небольшие углы.

Критический угол, при котором резонансная ширина равна длине смешивания в веществе, дается соотношением

$$\frac{\sin^2 2\theta_V}{\cos 2\theta_V} \Big|_{крит} = 4 \cdot 10^{-4} \left( \frac{E}{10 \text{ МэВ}} \right) \left( \frac{10^{-4} \text{ эВ}^2}{\Delta m^2} \right) \quad (9.73)$$

или

$$\theta_V(\text{крит}) = 0,01 \text{ рад} \left[ \left( \frac{E}{10 \text{ МэВ}} \right) \left( \frac{10^{-4} \text{ эВ}^2}{\Delta m^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (9.74)$$

Для 10 МэВ нейтрино при разности квадратов масс  $10^{-4} \text{ эВ}^2$  адиабатическое условие выполнено, если  $\theta_V > 0,6^\circ$ . При меньших массах адиабатическое приближение становится постепенно хуже, а вероятность скачка больше. При выводе численных соотношений для  $\theta_V$  логарифмическая производная от электронной плотности (см. разд. 4.3) вычислялась при  $0,1R_\odot$  — на границе области, внутри которой рождается большая часть  $^8\text{В}$ -нейтрино (см. рис. 6.1). Логарифмическая производная примерно в два раза меньше в пике рождения  $^8\text{В}$ -нейтрино ( $0,05R_\odot$ ) и примерно в пять раз больше на расстоянии более  $0,2R_\odot$  (см. обсуждение рис. 4.1, г в разд. 4.3).

Адиабатическое условие можно также записать через критическую энергию нейтрино  $E_{крит}$ . Для энергий ниже  $E_{крит}$  адиабатический критерий удовлетворяется, а для энергий, больших  $E_{крит}$ , становится значительной вероятность пересечения уровней. Численно

$$E_{крит} = 5 \cdot 10^4 \text{ МэВ} \left( \frac{\sin^2 2\theta_V}{\cos 2\theta_V} \right) \left( \frac{\Delta m^2}{10^{-4} \text{ эВ}^2} \right). \quad (9.75)$$

Приведенные в этом разделе выражения определяют вероятность того, что электронное нейтрино останется электронным, как функцию электронной плотности в точке рождения нейтрино. Нейтрино, рожденные на дальней стороне Солнца при плотностях, меньших их

резонансной плотности, могут проходить через два резонанса. Вероятность наблюдения электронного нейтрино вне Солнца имеет тот же вид, что и прежде, за исключением лишь того, что

$$P_{\text{скач}} \Rightarrow P_{\text{скач}_1}(1 - P_{\text{скач}_2}) + P_{\text{скач}_2}(1 - P_{\text{скач}_1}), \quad (9.76)$$

т. е. мы имеем изменение на  $2P_{\text{скач}}(1 - P_{\text{скач}})$ . Нейтрино, рождаемые ниже их резонансной плотности, по существу распространяются так же, как в вакууме.

Результат для  $|\langle \nu_e | \dot{\nu}_e \rangle_t|^2$  должен быть усреднен по распределению масс в Солнце (как по местоположению, так и по массе, пересекаемой в процессе достижения детектора; этот вопрос мы рассмотрим ниже) с использованием вероятности, зависящей от координаты рождения нейтрино от каждого ядерного источника  $i$  (например,  $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$  или  $\text{pp}$ ). Эти вероятности для стандартной солнечной модели определены в табл. 4.5. Следовательно, нейтринный поток  $\phi_i(E)$ , достигающий земного детектора, можно записать в виде

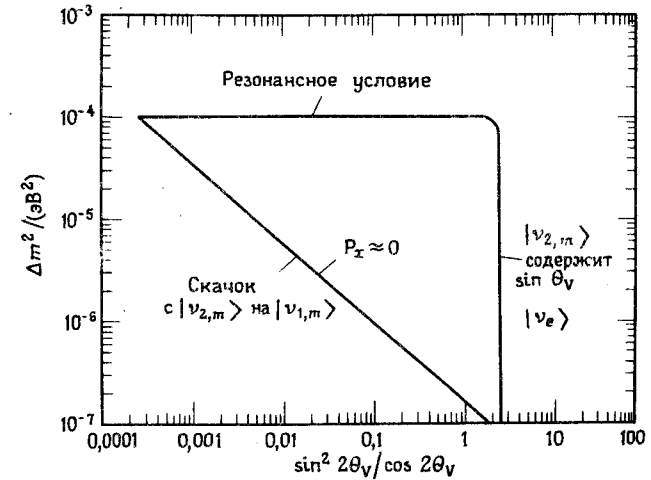
$$\phi_i(E) = \phi_{i,0}(E) \int_{\text{Солнце, детектор}} dM(r) \left( \frac{d\phi_i(E)}{dM(M)} \right) |\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2, \quad (9.77)$$

где  $\phi_{i,0}$  — спектр электронных нейтрино, создаваемый в Солнце (предположительно без воздействия осцилляций).

Осцилляции в веществе изменяют как величину потока, так и форму энергетического спектра нейтрино от данного ядерного источника, поскольку вероятность выживания зависит от энергии.

**Иллюстративная МС-диаграмма.** В своей оригинальной статье Михеев и Смирнов [435] ввели удобное представление воздействия осцилляций в веществе на наблюдаемые скорости в экспериментах по солнечным нейтрино. Они построили контуры фиксированных экспериментальных скоростей на плоскости, определяемой  $\Delta m^2$  и  $\theta_V$ . Почти все последующие авторы использовали некоторую форму представления Михеева — Смирнова, которое уместно назвать МС-диаграммой.

На рис. 9.6 показана иллюстративная МС-диаграмма, построенная для хлор-аргонового эксперимента. Ортогональными координатами в этом случае являются  $\sin^2 2\theta_V / \cos 2\theta_V$  и  $\Delta m^2$ . В большинстве ранних работ по МСВ-эффекту вместо  $\sin^2 2\theta_V / \cos 2\theta_V$  использовался  $\sin^2 2\theta_V$ . Величина  $\sin^2 2\theta_V / \cos 2\theta_V$  имеет два преимущества: она расширяет критическую область вблизи  $\theta_V = \pi/4$  и дает прямолинейную зависимость для функции  $P_{\text{скач}}$  на логарифмической шкале



**Рис. 9.6. Иллюстративная МС-диаграмма.** Изображенные линии являются контурами равной скорости ( $\sim 2$  SNU) в хлорном эксперименте. Горизонтальная и вертикальная линии представляют решения, которые удовлетворяют адиабатическому критерию, состоящему в том, что ширина резонанса больше, чем длина осцилляций в веществе. Диагональная линия соответствует решению, в котором вероятность пересечения уровней  $P_{\text{скач}}$  велика.

[см. (9.69)]. Линии на рис. 9.6 представляют собой контуры равных скоростей счета в эксперименте — в данном случае около 2 SNU в хлорном детекторе.

Форму и положение контуров равной скорости счета на МС-диаграмме можно понять, используя выведенные ранее аналитические выражения. Горизонтальная и вертикальная линия отражают 4-кратное уменьшение скорости, которое достигается в адиабатическом приближении.

Рассмотрим сначала горизонтальную линию. Нейтрино с энергией больше примерно 7 МэВ могут пройти через резонанс и быть преобразованными в другой аромат для величин  $\Delta m^2 \sim 10^{-4}$  эВ<sup>2</sup> [см. (9.54)]. Больше уменьшение предсказываемой частоты событий могло бы быть достигнуто снижением энергии обрезания  $E$ , выше которой флейворная конверсия оказывается почти полной. Чтобы достичь более низкого обрезания, необходимо уменьшить  $\Delta m^2$  в соот-

ветствующее число раз, поскольку  $n_{e,рез} \sim \Delta m^2/E$ . Горизонтальная линия перекрывает широкий диапазон углов осцилляции в вакууме:  $0,02 \lesssim \sin 2\theta_V \lesssim 0,85$ . Нижний предел величины  $\sin 2\theta_V$  определяется пригодностью адиабатического приближения. Верхнее ограничение фиксируется членом  $\sin \theta_V$  в формуле для вероятности выживания. При очень больших значениях  $\theta_V$  более тяжелое массовое состояние  $|\nu_2\rangle \sim \sin \theta_V |\nu_e\rangle$ , в которое адиабатически переходит электронное нейтрино, содержит сравнительно большую примесь флейворного собственного состояния  $|\nu_e\rangle$ .

Вертикальная линия представляет собой вероятность выживания, равную  $\sin^2 \theta_V \sim 0,25$  [см. (9.72)]. Для этого решения разности масс достаточно малы, так что все нейтрино, дающие значительный вклад в наблюдаемую частоту событий, проходят через резонансную плотность и превращаются в другой аромат. Почти весь вклад доминирующих  $^8\text{B}$ -нейтрино следует от высоких энергий спектра (см. табл. 6.3 и 8.4). Когда  $\Delta m^2$  становится настолько малой, что нейтрино с энергиями  $E \sim 5$  МэВ конвертируются, дальнейшего значительного снижения частоты событий, вызванных  $^8\text{B}$ , не происходит. Значительное увеличение сечения поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино с ростом энергии объясняет существенно вертикальный характер решения при больших  $\theta_V$ .

Диагональная линия представляет неадиабатический вклад  $P_{скач}$ . Эта линия описывается уравнением  $\Delta r = \text{const} \times L_M$ , где const определяет долю потока превращенных  $\nu_e$ -нейтрино, которая восстанавливается перескоком с уровня. Поскольку резонансная ширина пропорциональна  $\Delta m^2$ , меньшие значения  $\Delta m^2$  ассоциируются с диагональным (неадиабатическим) решением, а не с горизонтальным (адиабатическим) решением.

Вдоль трех частей треугольника энергетические спектры прибывающих  $\nu_e$  оказываются различными, что составляет важную экспериментальную диагностику. Вдоль горизонтальной (иногда называемой "адиабатической") линии отсутствуют главным образом высокоэнергетические нейтрино; выживает очень мало  $^8\text{B}$ -нейтрино с энергиями выше 7 МэВ. Низкоэнергетические нейтрино существенно не изменяются, так как если  $\Delta m^2 \sim 10^{-4}$  эВ<sup>2</sup>, то для нейтрино с энергиями меньше 5 МэВ резонансная плотность больше плотности в центральной части Солнца. Вдоль вертикального (большие  $\theta_V$ ) решения уменьшение потока практически не зависит от энергии, точно так же как для вакуумных нейтринных осцилляций. Вдоль диагонального (неадиабатического) решения подавлены главным образом низкоэнергетические нейтрино. В этом решении преимущественно

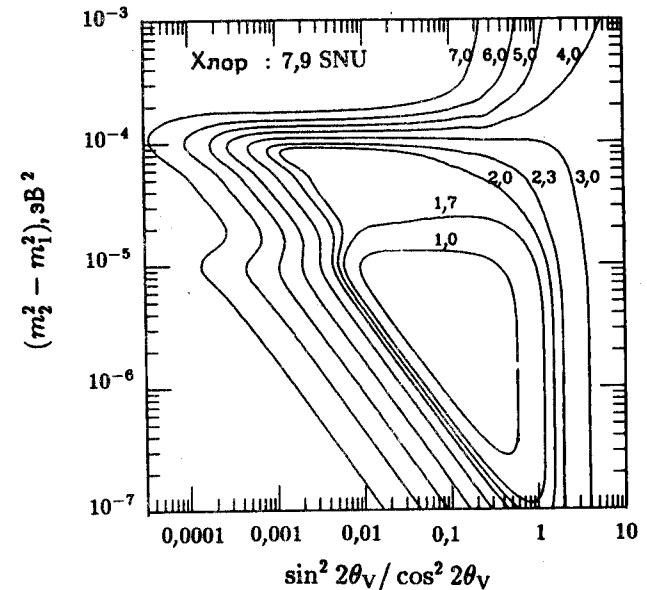


Рис. 9.7. MS-диаграмма для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента. Каждому контуру соответствует определенное значение SNU. Этот рисунок аналогичен рис. 3 в работе [469], но данный вариант основан на стандартной солнечной модели, рассматриваемой в гл. 4 настоящей книги.

изменяют аромат  $\mu$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино, тогда как высокоэнергетические  $^8\text{B}$ -нейтрино выживают с большей вероятностью. Энергетический спектр неадиабатического решения оказывается таким же, как и ожидаемый спектр от распада нейтрино.

Поскольку для каждой из ветвей вероятность выживания  $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2$  характерным образом зависит от энергии, измерение энергетического спектра нейтрино позволит различить решения с разными осцилляционными параметрами.

## Г. MS-диаграммы для некоторых экспериментов

На рис. 9.7 изображена точная MS-диаграмма, вычисленная Парком [468] с использованием приближений, описанных в статье Парка и Уолкера [469] и в разд. 9.2.В. На рис. 9.7 явно видна характерная треугольная структура, рассмотренная в предыдущем подразделе 20\*

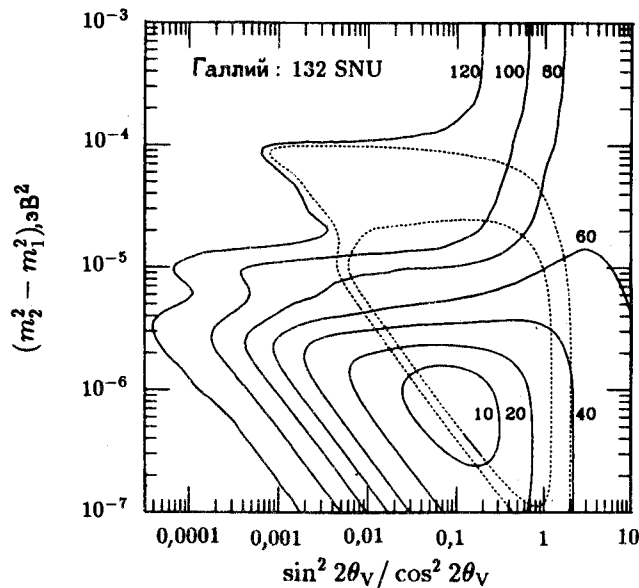


Рис. 9.8. МС-диаграмма для галлиевого эксперимента. Сплошные линии — контуры равной скорости счета в SNU для  $^{71}\text{Ga}$ -детектора. Полоса, соответствующая результату хлорного эксперимента  $2,1 \pm 0,3$  SNU с неопределенностью  $1\sigma$ , очерчена точечными контурами. Этот рисунок аналогичен рис. 4 в работе [469], но был пересчитан Парком с использованием стандартной солнечной модели, описанной в гл. 4 настоящей книги.

ле. Выгибание контуров при больших SNU наружу можно понять из выражения (9.54) для минимальной энергии нейтрино, которые проходят через резонанс. Поскольку гипотетическая частота нейтринных событий возрастает до стандартного значения  $7,9$  SNU, значение  $\Delta m^2$  при больших  $\theta_\nu$  должно быть увеличено, чтобы лишь немного  $^8\text{B}$ -нейтрино прошло через резонансную плотность.

На рис. 9.8 изображена МС-диаграмма для  $^{71}\text{Ga}$ -эксперимента, вычисленная также Парком [468]. Полоса, образованная неопределенностями  $1\sigma$  относительно результата  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента,  $2,1 \pm 0,3$  SNU, показана на этом рисунке в виде точечных контуров.

Даже в ограниченном двухнейтринном пространстве, рассмотренном здесь, имеются два решения: с малым и большим углом сме-

шивания, которые удовлетворяют как хлорному эксперименту, так и многим возможным результатам  $^{71}\text{Ga}$ -эксперимента. Эту неоднозначность угла смешивания необходимо устранить будущими экспериментами, которые чувствительны к энергетическому спектру падающих нейтрино.

## Д. Регенерация в Земле

Всем известно, что звезды наиболее ясно видны ночью. Почему же с Солнцем дело обстоит иначе? При наблюдении электронных нейтрино Солнце действительно может быть ярче ночью. Электронные нейтрино, превращающиеся в  $\nu_x$  после прохождения через Солнце, могут конвертироваться обратно в  $\nu_e$  на своем пути к детектору солнечных нейтрино, находящемуся на противоположной от Солнца стороне Земли. Если верна МСВ-гипотеза, то по крайней мере у половины  $^8\text{B}$ -нейтрино, рожденных в Солнце, аромат должен изменяться за счет взаимодействий с веществом. Поэтому регенерация в Земле будет производить больше  $\nu_e$  из  $\nu_x$ , чем наоборот, и может привести к тому, что Солнце в электронных нейтрино ночью станет светить ярче.

Основные особенности нейтринной регенерации могут быть выведены из уравнений эволюции в постоянной или медленноменяющейся электронной плотности. Энергия, деленная на разность квадратов масс, которая при этом существенна, равна [см. (9.53)]

$$\frac{E}{\Delta m^2} \approx 10^5 \cos 2\theta_\nu \left[ \left( \frac{66 \text{ см}^{-3}}{n_e/N_A} \right) \right], \quad (9.78)$$

где  $E$  измеряется в МэВ, а  $\Delta m^2$  — в эВ<sup>2</sup>. Электронная плотность в Земле изменяется от  $n_e \sim 1,6N_A$  в мантии до  $n_e \sim 6N_A$  в ядре (см. [593]). Для нейтрино с энергиями порядка  $10$  МэВ соответствующий диапазон масс

$$\Delta m_{\text{реген}}^2 \sim 10^{-6} \text{ эВ}^2. \quad (9.79)$$

Чтобы вероятность регенерации [см. (9.64)] не была малой, угол вакуумного смешивания должен быть достаточно большим. Для репрезентативной разности масс это требует выполнения условия

$$\sin^2 2\theta_\nu \geq 0,01, \quad (9.80)$$

т. е. угол смешивания  $\theta_\nu$  должен быть больше  $3^\circ$ . При меньших значениях  $\theta_\nu$  длина осцилляций в веществе становится столь большой, что осцилляции в Земле не происходят.

Параметры смешивания, определенные выражениями (9.79) и (9.80), находятся в диапазоне, найденном ранее для МСВ-решений без учета влияния Земли. Поэтому регенерация двух сортов нейтрино не вводит существенно новых областей параметров в качестве решений проблемы солнечных нейтрино. Вместо этого она слегка изменяет соотношение между наблюдаемыми скоростями счета и параметрами смешивания. При этом числа у кривых с постоянной средней скоростью, проходящих через данную точку МС-диаграммы, несколько изменяются, но общая картина решений остается по существу неизменной.

Лучшее, что может произойти с астрономией солнечных нейтрино, — это наблюдение их земной регенерации. Увеличение скорости счета ночью, вызванное обратным превращением  $\nu_x$  в  $\nu_e$ , давало бы характерный сигнал, указывающий на источник проблемы солнечных нейтрино. Как можно было видеть, наблюдаемая частота событий изменяется вычисляемым и поразительным образом, зависящим от толщи земного вещества, которое пройдено на пути к детектору, т. е. от времени суток или от сезона года. Разница между дневной и ночной скоростями общеизвестна как эффект день — ночь.

Большое число авторов выполнили детальные вычисления эффекта день — ночь и сезонного эффекта (см., в частности, [90, 91, 137, 161, 202, 203, 334, 438]). Для получения точных результатов необходимо численно решать уравнения временной эволюции [(9.41) и (9.42)] с учетом эффектов прохождения через солнечное вещество, путешествия в вакууме между Солнцем и Землей и распространения к месту регистрации. К счастью, аналитические приближения, развитые в предыдущих подразделах, для большей части соответствующего пространства параметров оказываются точными, так что общий объем вычислений не выходит за пределы разумного.

В случае хлорного эксперимента эффект прохождения сквозь Землю несколько искажает контуры изолиний SNU на типичной МС-диаграмме. Это особенно заметно на точной МС-диаграмме в области  $\Delta m^2 \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}^2$ . Эффект прохождения через Землю сдвигает контуры с постоянной скоростью МС-диаграммы влево от  $\sin 2\theta \approx 0,85$  до  $\sin 2\theta \approx 0,6$ . Результирующий эффект искажения контуров постоянной скорости, обусловленный прохождением через Землю, сопоставим с разбросом в этих контурах, обусловленным неопределенностями предсказаний стандартной солнечной модели (см. табл. 6.5).

В экспериментах, которые главным образом чувствительны к  $^8\text{B}$ -нейтрино, скорость счета ночью может быть в два-три раза боль-

ше, чем днем. Однако если потребовать согласия со средней скоростью счета в хлорном эксперименте, то большие эффекты ожидаются только для больших углов смешивания  $\theta \approx 25^\circ$ . Хотя сезонная зависимость и значительна, но она составляет обычно  $\lesssim 50\%$ . Дэвис и его коллеги начинают приготовления для извлечения образцов из  $^{37}\text{Cl}$ -детектора дважды в сутки (см. гл. 10). Для галлиевых экспериментов, рассматриваемых в гл. 11, эффект день — ночь и сезонные эффекты ожидаются значительными, только если абсолютная скорость счета мала. Поэтому не следует считать, что можно будет измерить статистически значимую вариацию этим детектором.

Эксперименты, проводимые в реальном времени, которые используют  $\nu$  —  $e$ -рассеяние (гл. 13) или прямой счет событий поглощения нейтрино (гл. 14), будут автоматически чувствительны к эффекту день — ночь и сезонным изменениям. Как и в случае  $^{37}\text{Cl}$ , большие эффекты предсказываются лишь для относительно больших углов смешивания. Однако из экспериментов с прямым счетом можно извлечь важные дополнительные данные, которые нельзя получить радиохимическими методами, а именно спектр электронов отдачи (который отражает энергетический спектр падающих нейтрино) и точное время нейтринного события (что определяет земную хорду, которая была пересечена). Если мы баснословно удачливы, то будет обнаружено не только то, что полная скорость систематически меняется с пройденной толщиной Земли, но также то, что наблюдаемая форма спектра приходящих нейтрино может зависеть от пути нейтрино через Землю.

## Е. Что можно узнать из эксперимента?

Имеется три характерных экспериментальных критерия для объяснения проблемы солнечных нейтрино с помощью эффекта МСВ: форма детектируемого энергетического спектра нейтрино  $\nu_e$ , полное число приходящих нейтрино всех ароматов и — для определенных параметров — периодические вариации.

Через следующие пять лет число экспериментов с солнечными нейтрино возрастает по крайней мере до пяти. Будут один или два эксперимента, использующих  $\nu$  —  $e$ -рассеяние в воде (см. гл. 13, особенно обсуждение продолжающегося эксперимента Камиоканде II в разд. 13.2),  $^{71}\text{Ga}$  (см. обсуждение детекторов GALLEX и SAGE в гл. 11) и  $^{98}\text{Mo}$  (см. разд. 12.1), а также подготавливающийся  $^{37}\text{Cl}$ -детектор (см. гл. 10). Предположим, что эффект МСВ есть правильное решение проблемы солнечных нейтрино. Будут ли способ-

ны существующие и планируемые эксперименты эмпирически продемонстрировать, что проблема обусловлена осцилляциями в веществе? Выясним, что можно будет узнать с помощью каждого из трех характерных проявлений МСВ-эффекта.

**Энергетический спектр.** На МС-диаграмме горизонтальное (адиабатическое) решение соответствует подавлению прежде всего высокоэнергетических нейтрино, а диагональное (неадиабатическое) решение характеризуется недостатком особенно низкоэнергетических  $\nu_e$ . Вертикальное решение (большие значения  $\theta_\nu$ ) дает уменьшение в одно и то же число раз потока нейтрино всех энергий.

Если верно горизонтальное решение, то высокоэнергетические нейтрино будут в значительной мере упущены из спектра стандартной солнечной модели (который рассматривается в разд. 6.3). Для детекторов  $\nu$  —  $e$ -рассеяния и детекторов на  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{98}\text{Mo}$  это решение будет давать скорости счета ниже полного теоретического диапазона, но для  $^{71}\text{Ga}$ -эксперимента это уменьшение будет невелико [10 SNU из полных 132 SNU; см. выражение (11.2) и табл. 11.1]. Такие же результаты можно ожидать, если бы была справедлива одна из нестандартных солнечных моделей, обсуждаемых в гл. 5.

Аналогичная неоднозначность будет иметь место, если верно вертикальное адиабатическое решение. Как вакуумные осцилляции нейтрино, так и вертикальное адиабатическое решение могут вызвать уменьшение  $\nu_e$ -потока, не зависящее от энергии.

Если верно диагональное (неадиабатическое) решение, то у фундаментальных  $pp$ -нейтрино сильно изменится аромат в Солнце. Галилеев эксперимент будет давать очень низкую скорость счета (рис. 9.8), в то время как  $\nu$  —  $e$ -рассеяние и  $^{98}\text{Mo}$ -детекторы будут регистрировать лишь умеренное уменьшение скорости счета. Этот результат был бы поразительным и после калибровок  $^{71}\text{Ga}$ -детекторов, выполненных с помощью  $^{51}\text{Cr}$ -источника, вероятно, привел бы к общему согласию относительно того, что МСВ-эффект действует на солнечные нейтрино.

**Полное число нейтрино.** Ни один из существующих экспериментов не может измерить полное, не зависящее от аромата число падающих солнечных нейтрино. Однако предлагаются эксперименты, например, SNO с детектором на тяжелой воде  $\text{D}_2\text{O}$  (см. разд. 14.1) и BOREX с детектором из  $^{11}\text{B}$  (см. разд. 14.4), которые могли бы измерить взаимодействия нейтральных токов (см. также в разд. 14.5 обсуждения когерентного рассеяния на ядрах). Преимущество вза-

имодействий нейтральных токов состоит в том, что они безразличны к ароматам и поэтому показывают полное число нейтрино, которые падают на Землю, независимо от того, подверглись ли они изменению аромата или нет. Реально пройдет, наверное, не меньше десяти лет, прежде чем мы получим определенные результаты от одного из этих экспериментов.

**Временные вариации.** Если параметры эффекта МСВ лежат в определенных ограниченных областях (см. разд. 9.2.Д), то значительные эффекты день — ночь и сезонные вариации можно наблюдать с помощью хлорного детектора или в эксперименте Кампоканде II. Другие проводимые в реальном времени эксперименты с солнечными нейтрино, такие, как рассматриваемые в гл. 13 и 14, были бы чувствительны к временным вариациям. Априорная вероятность наблюдения временных вариаций невелика, поскольку заметных вариаций следует ожидать лишь в небольшой области пространства возможных решений для МСВ-параметров.

Попыткам наблюдать временные вариации следовало бы уделить главное внимание, поскольку они могли бы предоставить уникальное свидетельство в пользу существования осцилляций нейтрино в веществе. Производство *правдоподобия на значимость* таких вариаций оказывается очень большим.

**Краткий обзор.** Разрабатываемые и планируемые на следующее десятилетие эксперименты могут продемонстрировать, что МСВ-эффект сильно воздействует на солнечные нейтрино и электронное нейтрино взаимодействует по крайней мере с одним более тяжелым нейтрино через разность квадратов масс  $\Delta m^2 \sim (10^{-3 \pm 1} \text{ эВ}^2)$  и угол смешивания  $\theta_\nu \gtrsim 1^\circ$ . Может оказаться так, что существующие и планируемые эксперименты не позволят с определенностью отождествить партнера  $\nu_e$  по взаимодействию, а именно нейтрино  $\nu_x$ , а также установить, что взаимодействие происходит лишь с одним видом нейтрино другого флейвора. Теоретическое предубеждение может привести к консенсусу, но число экспериментальных фактов будет все еще слишком мало, чтобы строго ограничить МСВ-решения областью малых параметров.

Будет ли иметь значение для физики частиц то, что эксперименты вносят лишь ограниченную ясность? Ответ является положительным.

Первое указание физики на масштаб масс, при котором объединяются электрослабые и сильные взаимодействия, могло бы прийти из наблюдения МСВ-эффекта. Нам известны причины того, что ней-

трино должны иметь точно нулевые массы, но существует привлекающее объяснение того, почему нейтрино могут иметь очень малые массы. Это объяснение затрагивает масштаб масс Великого Объединения. Типичная величина массы, на которой сильные и электромагнитные взаимодействия объединяются, составляет  $M_{ТВО} \sim 10^{15}$  ГэВ. Масштаб масс, на котором объединяются слабые и электромагнитные взаимодействия,  $M_{ЭС} \sim 10^2$  ГэВ намного меньше, чем  $M_{ТВО}$ . Таким образом, рассматривая  $M_{ЭС}^2/M_{ТВО} \sim 10^{-2}$  эВ и исходя из размерности, можно сформировать малую массу. Выражение точно такого же вида реализуется в знаменитой формуле качелей (see-saw) Гелл-Манна, Рамона и Сланского [285] и Янагиды [673] (см. также [400, 650]), которая выражает массу нейтрино через квадрат массы ассоциированного с ним кварка или лептона:

$$m(\nu_i) \cong \frac{m^2(q_i)}{M_{ТВО}} \sim \frac{m^2(l_i)}{M_{ТВО}}. \quad (9.81)$$

Формулу качелей можно получить диагонализацией массовой матрицы нейтрино, имеющей недиагональные (дираковские) матричные элементы порядка наблюдаемых масс кварков и лептонов и одного ненулевого диагонального элемента, представляющего собой майорановскую массу, которая вытекает из физики частиц на масштабе масс Великого Объединения. Масса самого тяжелого (top) кварка может быть порядка массы промежуточного W-бозона. Подставляя в (9.81)  $m(q_i) \approx 100$  ГэВ, имеем  $m(\nu_i) \sim 10^{-2}$  эВ — примерно то, что необходимо для реализации МСВ-эффекта в веществе Солнца. Этот аргумент предполагает, что  $\nu_x$ -нейтрино, в которое  $\nu_e$  переходит вследствие осцилляций в веществе, является, наиболее вероятно, нейтрино, ассоциированным с самым тяжелым кварком или лептоном, т. е.  $\nu_\tau$ . В некоторых теориях большая масса, появляющаяся в знаменателе формулы качелей, соответствует промежуточному масштабу порядка  $10^{11}$  ГэВ. Если эти модели правильны, то  $\nu_e$  по всей видимости, преобразуется в  $\nu_\mu$ .

Нейтринные массы порядка величины, которую требует МСВ-эффект для объяснения проблемы солнечных нейтрино, естественным образом получаются из механизма качелей, использующего массу Великого Объединения, выведенную ранее. Оценки  $M_{ТВО}$  получаются из анализа энергетического масштаба, на котором сильная, слабая и электромагнитная константы связи становятся равными друг другу.

Исследования солнечных нейтрино составляют низкоэнергетическую границу физики частиц, на которой столь малые различия масс,

как  $10^{-20}$  ГэВ [(см. формулу (9.66)], могут дать нам информацию об энергиях на масштабе массы Великого Объединения, т. е.  $10^{15}$  ГэВ.

## Ж. Обильное и прекрасное

Имеется большое число интересных и важных вопросов, которые возникают при численном решении уравнений временной эволюции. Наряду с другими авторами, разъясняющие обсуждения дают Баргер и др. [98, 99], Бете [117], Розен и Гелб [535], Колб, Тернер и Уолкер [371], Мессиа [433], Парк и Уолкер [469], Буше и др. [137], Хакстон [319, 321], Дар и др. [203] и Балтц и Венезер [91]. Метод Ландау — Зенера рассматривали Хакстон [319], Парк [466, 467], Дар и др. [203], а также Петков [478]. Некоторые авторы дали аналитические решения для конкретных предполагаемых функциональных зависимостей плотности числа электронов в Солнце. Особенно поучительными являются работы [452, 484, 620, 621, 378, 379]. Физической интерпретации МСВ-эффекта особое внимание уделяют Мессиа [433], Бете [117], Ким, Нуссинов и Цзе [366], Лангаккер и др. [400], Михеев и Смирнов [439], Ким, Цзе и Нуссинов [367], Вайнберг [650] и Ким, Ким и Цзе [365]. Трехфлейворные осцилляции нейтрино анализировали Баргер и др. [98, 99], Лангаккер и др. [400], Кюо и Панталеоне [390], Петков и Тошев [480], а также Михеев и Смирнов [439]. Эффект день-ночь и сезонный эффект исследовали Карлсон [161], Буше и др. [137], Дар и Манн [202], Дар и др. [203], Хирои и др. [334], Балтц и Венезер [90, 91]. Рассеяние нейтрино на электронах обсуждали Бакал, Гелб и Розен [65], а также Хирои, Сакума, Янагида и Исимура [333].

## 9.3. Магнитный момент нейтрино

Если электронное нейтрино имеет большой магнитный момент (и/или большой электрический дипольный момент)<sup>1)</sup>, то при пересечении солнечного магнитного поля спин нейтрино может перевернуться. Переворот спина превратил бы левосторонние  $\nu_e$ , которые детектируются в экспериментах с солнечными нейтрино (например,

<sup>1)</sup> Окунь [459] отметил, что проявления электрического дипольного момента и магнитного дипольного момента для ультрарелятивистских (легких) нейтрино практически неразличимы. Для простоты в этом разделе термин “магнитный момент” будет использоваться для представления комбинированного взаимодействия электрического диполя и магнитного момента.

хлорными или галлиевыми детекторами), в правосторонние нейтрино, которые не должны регистрироваться в этих экспериментах. Эту идею первоначально рассматривал Циснерос [174]. Позднее Окунь, Волошин, Высоцкий и их сотрудники учли возможность существования флейворных осцилляций (см. [459, 641, 643]) и привлекли внимание к важному вопросу о временных зависимостях. Эти ученые предположили, что эффекты прецессии магнитного момента нейтрино могут объяснить ранее предложенные корреляции между солнечными пятнами и скоростью событий в хлорном эксперименте (см. разд. 10.5.А в настоящей книге), а также привести к характерному полугодовому периоду в интенсивности потока левосторонних  $\nu_e$ , которые достигают Земли. Главные соображения заключаются в том, что магнитное поле в конвективной зоне Солнца может зависеть от времени (это отражается в изменении интенсивности солнечных пятен) и что область конвективной зоны, через которую проходят  $^8\text{B}$ -нейтрино на своем пути к Земле, будет зависеть от сезона года (так как плоскость земной орбиты слегка наклонена по отношению к плоскости солнечного экватора).

Позднее Ахмедов и Хлопов [7], а также Лим и Марчиано [410] рассмотрели комбинированные эффекты смешивания флейворов, магнитного переворота спина и взаимодействий с веществом. Они показали, что в процессе переворота спина могут происходить резонансы, аналогичные МСВ-резонансу.

### А. Переворот спина в конвективной зоне

Для оценки порядков величин соответствующих параметров, при которых происходит переворот спина, рассмотрим сначала случай отсутствия смешивания ароматов. Поток левосторонних электронных нейтрино,  $\phi_0(E)$ , который генерируется в Солнце, будет частично превращен в ненаблюдаемые правосторонние нейтрино. Доля  $\phi_B(E)$ , которая выживет, будет зависеть от магнитного момента нейтрино, напряженности (и конфигурации) пересекаемого поля, а также от пространственной протяженности поля. Нейтрино<sup>1)</sup> с диагональным

<sup>1)</sup> Дираковские нейтрино описываются обычным четырехкомпонентным полем  $\psi$ ; нейтрино удовлетворяет тому же специальному релятивистскому уравнению, которому удовлетворяет электрон или позитрон (в отсутствие электромагнитного поля). Однако нейтрино имеет нулевой заряд, и поэтому его волновая функция может быть линейной комбинацией (с одинаковыми амплитудами) величин  $\psi$  и  $C\psi$ , где  $C$  — оператор зарядового сопряжения. В этом случае нейтрино должно совпадать со своей собственной античастицей (как фотон) и называться майорановским ней-

электромагнитным моментом  $\mu$ , движущееся в присутствии магнитного поля  $B$ , будет осциллировать между лево- и правосторонними компонентами  $\nu_L$  и  $\nu_R$  соответственно:

$$\phi_B(E) = \phi_0(E) \cos^2(\mu \int B_{\perp} dl), \quad (9.82)$$

где  $B_{\perp}$  — величина магнитного поля, перпендикулярного направлению распространения.

Уменьшение потока, определяемое выражением (9.82), не зависит от энергии — свойство, которое не сохраняется, когда учитывается взаимодействие с веществом<sup>1)</sup>.

Прецессия спина, описываемая выражением (9.82), происходит в произвольно слабом поперечном поле, если лево- и правосторонние нейтрино вырождены по энергии (как это имеет место для дираковских масс). Осцилляции в направлении спина между невырожденными массовыми собственными состояниями с разными киральностями заметны только тогда, когда разница фаз, вызываемая смешивающим магнитным моментом, по крайней мере так же велика, как разница, вызванная неравенством масс:

$$|\mu_{ij} B_{\perp}| \gtrsim \Delta\nu, \quad (9.83)$$

где  $\mu_{ij}$  — матрица магнитных моментов в базисе ароматов. А оператор  $\Delta\nu$  определяется формулой (9.37). Иными словами, энергия магнитного взаимодействия должна превышать расщепление энергий вследствие неравных масс. Численно это требует несколько меньшей разности масс, чем та, что имеет место для большинства МСВ-решений, рассматриваемых в разд. 9.2. Разница масс должна удовлетворять условию

$$\Delta m^2 \gtrsim 10^{-8} \text{ эВ}^2 \left[ \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E} \right) \left( \frac{10^3 \text{ Гс}}{B} \right) \left( \frac{10^{-10} \mu_B}{\mu} \right) \right]. \quad (9.84)$$

Окунь, Волошин и Высоцкий считают, что в конвективной зоне Солнца, которая имеет протяженность  $L \sim 2 \cdot 10^{10}$  см (см. табл. 4.1),

трино (см., например, работу [183]). Майорановское нейтрино имеет нулевой (диагональный) момент, но могло бы иметь ненулевой недиагональный переходный момент, представляющий переходы между различными ароматами. Линейная комбинация, ортогональная наблюдаемому майорановскому нейтрино, могла бы и не иметь физической реализации или могла бы быть намного тяжелее обычного нейтрино, как в механизме качелей.

<sup>1)</sup> Это не совсем точно: для дираковских нейтрино в веществе зависимость переворота спина от энергии также практически отсутствует. Она появляется в системе двух нейтрино с разными массами. — *Прим. перев.*



могут существовать магнитные поля порядка  $B_{\perp} \sim (1-5) \cdot 10^3$  Гс. Порядок величины магнитного момента, который требуется для того, чтобы вызвать значительное уменьшение потока левосторонних  $\nu_e$ , можно получить из выражения (9.82). Вероятность переворота спина зависит от безразмерной величины

$$\frac{\mu BL}{\hbar c} \sim 2 \left( \frac{\mu}{2 \cdot 10^{-10} \mu_B} \right) \left( \frac{B}{10^3 \text{ Гс}} \right) \left( \frac{L}{R_{\odot}} \right). \quad (9.85)$$

Таким образом, чтобы получить значительную вероятность переворота спина, требуется магнитный момент порядка

$$\mu \approx (0,3 - 1) 10^{-10} \mu_B, \quad \text{где } \mu_B = e\hbar/2m_e c. \quad (9.86)$$

Прецессия спина нейтрино не может наблюдаться в лабораторных условиях, поскольку необходимое произведение магнитного поля и длины пути слишком велико.

Требуемый магнитный момент [выражение (9.86)] на много порядков величины больше, чем типичная теоретическая величина, получаемая из вычислений в относительно традиционных моделях (см. статьи [272, 410, 417] и цитированную там литературу). Обычные теоретические вычисления дают типичный момент порядка

$$\mu_{\nu_e, \text{тип}} \sim 10^{-19} \left( \frac{m_{\nu_e}}{1 \text{ эВ}} \right) \mu_B. \quad (9.87)$$

Отношение типичного "ожидаемого" момента  $10^{-19} \mu_B$  к требуемому моменту  $10^{-10} \mu_B$  не является безупречной оценкой вероятности того, что эта гипотеза верна, но оно дает некоторое указание на отсутствие ее неизбежности. Волошин и Высоцкий [643], Волошин, Высоцкий и Окунь [641, 642], Фукугита и Янагида [274], а также Стефанов [594] описали электрослабые модели, хотя и до некоторой степени надуманные, в которых возможны электромагнитные моменты  $\mu \sim (10^{-11} - 10^{-10}) \mu_B$ .

Существующие экспериментальные ограничения допускают значительно бóльшие магнитные моменты, чем предполагается типичными теоретическими вычислениями. Может быть использован анализ экспериментов по  $\bar{\nu}_e$ -рассеянию, выполненных на реакторах, чтобы убедиться в том, что [394, 410]

$$\mu_{\text{лаб}} \lesssim 2 \cdot 10^{-10} \mu_B \quad (9.88)$$

с 90%-ным уровнем достоверности, хотя некоторые обработки дают менее сильное ограничение.

Астрофизические пределы менее определены, но явно более ограничительны. Результаты анализа в литературе данных по обычным звездам дают верхние ограничения порядка (см. [114, 230, 603, 423])

$$\mu_{\text{астр}} \lesssim 10^{-10} \mu_B. \quad (9.89)$$

Намного более строгие ограничения были предложены рядом авторов, которые доказывают, что условия внутри Сверхновой 1987А в момент коллапса и рождения нейтрино поняты достаточно хорошо, чтобы исключить много меньшие моменты. Эти аргументы дают (см., например, [293, 403, 97])

$$\mu_{\text{астр}} \lesssim 10^{-12} \mu_B. \quad (9.90)$$

До тех пор пока проблема солнечных нейтрино не будет решена, заключения, подобные (9.90), основанные на предполагаемом понимании динамики звездного коллапса, будут рассматриваться некоторыми специалистами с осторожностью. Солнечная эволюция с масштабом времени  $\sim 10^{10}$  лет и плотностями  $\sim 10^2$  г/см<sup>3</sup> представляется вялой по сравнению со звездным коллапсом (с масштабами времени миллисекунды и ядерными плотностями). Если мы не понимаем эволюцию Солнца на главной последовательности, то мы можем не понимать и неравновесных звездных коллапсов.

Добавляя взаимодействие флейворного недиагонального магнитного момента к вакуумным осцилляциям аромата, рассматриваемым в разд. 9.1.В, получаем

$$|\langle \nu_x | \nu_e \rangle_t|^2 = \cos^4(\theta_V) \cos^2(\mu_{\nu_1} \int B_{\perp} dl) + \sin^4(\theta_V) \cos^2(\mu_{\nu_2} \int B_{\perp} dl). \quad (9.91)$$

Для малых магнитных полей (предположительно соответствующих минимуму солнечных пятен) минимум наблюдаемого потока равен 1/2 (при  $\theta_V = \pi/4$ ), что согласуется с прежними результатами для смешивания без вещества или магнитных полей (см. разд. 9.1). В выражении (9.91) параметры можно выбрать таким образом, что среднее по 11-летнему циклу солнечных пятен может оказаться равным наблюдаемому отношению ( $\sim 1/4$ , см. гл. 10).

Источником полугодовой зависимости могла бы быть восхитительно простая астрономия. Волошин, Высоцкий и Окунь [641] отметили, что поток  $^8\text{В}$ -нейтрино должен быть модулирован полугодовым

циклом, вызванным комбинацией эффектов наклона ( $7^\circ$ ) плоскости эклиптики по отношению к плоскости солнечного экватора и ослаблением тороидального поля вблизи экватора. Тороидальное поле имеет противоположные знаки по разные стороны экватора, и поэтому поле должно исчезать на экваторе. Размер характерной переходной области составляет около  $7 \cdot 10^9$  см. Эта область достаточно большая, чтобы хорошо заслонить  $^8\text{B}$ -нейтрино [которые рождаются в малой области солнечного центра ( $\sim 0,05R_\odot$ ), см. табл. 4.5 и особенно рис. 6.1], но лишь частично заслонить  $\text{pp}$ -нейтрино (которые рождаются в намного более протяженной области  $\sim 0,1R_\odot$ ).

Когда Земля находится вблизи одной из точек пересечения земной орбиты с экваториальной плоскостью Солнца (в начале июня и в начале декабря), область рождения  $^8\text{B}$ -нейтрино видна с Земли через экваториальную щель в магнитном поле и число левосторонних нейтрино не уменьшается из-за утечки в правостороннее спиральное состояние. Однако в случае, когда Земля максимально удалена от плоскости солнечного экватора (в начале сентября и начале марта), нейтрино, прибывающие на Землю, пересекают сильное тороидальное магнитное поле и детектируемый поток  $^8\text{B}$ -нейтрино должен быть минимальным.

Точное предсказание величины затенения в зависимости от времени года можно было бы вычислить с использованием результатов, представленных в табл. 4.5 для генерации различных нейтринных источников в зависимости от расстояния от центра Солнца. Это пока еще не сделано.

## Б. Переворот спина, усиленный веществом

При плотностях электронов, более высоких, чем в конвективной зоне Солнца, в перевороте спина реализуется аналог МСВ-резонанса, определяемого выражениями (9.51) — (9.53). Ахмедов и Хлопов [7], а также Лим и Марчиано [410] в своих прекрасных статьях описали резонансы в перевороте спина. Они начали рассмотрение с массовой матрицы, которая включает, как и прежде [см. формулу (9.42)], вклад вакуумной массовой матрицы  $M_0$ , а также вклады электромагнитных взаимодействий и взаимодействий с веществом.

Для простоты рассмотрим сначала случай двух ароматов с четырехкомпонентными дираковскими нейтрино. В удобном базисе, в котором нейтрино имеют определенные спиральности (т. е. проекции спина вдоль направления распространения), существует четыре базисных состояния:  $\nu_{e,L}$ ,  $\nu_{e,R}$ ,  $\nu_{x,L}$  и  $\nu_{x,R}$ . Матрица электромагнитных

моментов может быть записана символически в виде

$$M_{\text{эм}} = \begin{pmatrix} \mu_{ee} & \mu_{ex} \\ \mu_{xe} & \mu_{xx} \end{pmatrix}. \quad (9.92)$$

Вклад вещества для левосторонних компонент имеет вид

$$M_{\text{вещ}} = \begin{pmatrix} a(\nu_e) & 0 \\ 0 & a(\nu_x) \end{pmatrix}. \quad (9.93)$$

Правосторонние компоненты ( $\nu_{e,R}$  и  $\nu_{x,R}$ ) не взаимодействуют электрослабо с веществом, и их можно рассматривать как массовые собственные состояния (с соответствующей диагональной массовой матрицей). В данном случае вольфенштайновские члены  $a(\nu_e)$  и  $a(\nu_x)$  содержат вклады рассеяния на нейтронах, обусловленные нейтральными токами; эти вклады нейтральных токов не сокращаются, когда рассматриваются осцилляции между левосторонними и правосторонними компонентами. Соответствующие элементы массовой матрицы для нейтрального вещества равны (см. [641, 642])

$$a(\nu_e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}(2n_e - n_n), \quad (9.94)$$

$$a(\nu_x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}(-n_n), \quad (9.95)$$

где  $n_n$  — плотность окружающих нейтронов. Разница между  $a(\nu_e)$  и  $a(\nu_x)$  не зависит от плотности нейтронов и равна обычному вольфенштайновскому члену, определяемому выражением (9.43).

Резонансный переход  $\nu_{e,L} \rightarrow \nu_{x,R}$  осуществляется при плотности электронов, при которой диагональные матричные элементы равны друг другу, а именно

$$\frac{n_{e,\text{рез}}(B)}{n_{e,\text{рез}}(\text{МСВ})} = \frac{\cos 2\theta_V}{\cos^2 \theta_V [1 - n_n/2n_e]}, \quad \nu_{e,L} \rightarrow \nu_{x,R}. \quad (9.96)$$

Отношение концентраций электронов и нейтронов можно вычислить из приведенного в табл. 4.4 состава в стандартной солнечной модели. Предельные значения равны

$$\frac{n_e}{n_n} = \begin{cases} 5,8, & r \geq 0,3R_\odot, \\ 2,05, & r = 0,0R_\odot. \end{cases} \quad (9.97)$$

Это отношение для центральной области Солнца ( $R < 0,1R_\odot$ ) может быть представлено приближенной формулой  $n_e/n_n \approx 2,04 + 140(R/R_\odot)^2$ .

МСВ-резонанс и резонанс переворота спина ( $\nu_{e,L} \rightarrow \nu_{x,R}$ ) при некоторых значениях параметров хорошо разделены в пространстве, и в некоторых иллюстративных случаях их можно рассматривать отдельно. Тогда конверсия переворота спина управляется  $2 \times 2$ -субматрицей

$$M_0 + M_B = \begin{pmatrix} \Delta\nu \sin^2 \theta_V + a(\nu_e) & \mu_{ex} B \\ \mu_{xe} B & \Delta\nu \end{pmatrix}. \quad (9.98)$$

Математически проблема остается та же, что и для чистого МСВ-превращения в случае переменной плотности. Для спиновой конверсии можно использовать, разлагая, как и прежде, векторы состояний по адиабатическим состояниям [см. выражения (9.67) и (9.68)], аналитический метод Парка и других [466, 467], который рассматривался в разд. 9.2.В. Результаты были представлены в явном виде Лимом и Марчиано [410].

Лим и Марчиано обнаружили, что для некоторых возможных параметров вакуумного смешивания большие внутренние магнитные поля ( $B_{\perp} > 10^4$  Гс) могут произвести спиновую конверсию, достаточную для объяснения дефицита солнечных нейтрино без дополнительного привлечения МСВ-эффекта. При меньших полях проблема сводится к обсуждавшемуся ранее чистому МСВ-резонансу.

Для майорановских нейтрино важным является правило, согласно которому меняется знак у вольфенштейновского члена. При этом массовую матрицу можно снова записать в явном виде (см. [7, 410, 642]). Спин-флейворная конверсия приводит к процессам типа  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_x$  или в случае очень большого смешивания — к  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Резонанс конверсии  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_x$  происходит примерно при тех же условиях, что и МСВ-переход,

$$\frac{n_{e,pez}(B)}{n_{e,pez}(МСВ)} = \frac{1}{[1 - n_n/n_e]}, \quad \nu_e \rightarrow \bar{\nu}_x. \quad (9.99)$$

Как и в предыдущем примере, можно привести иллюстративные случаи, в которых наличие магнитного переворота спина само по себе достаточно, чтобы предсказываемая частота нейтринных событий уменьшилась до наблюдаемой величины.

Продукты превращения (антинейтрино) в случае майорановских нейтрино регистрируемы. Если  $\bar{\nu}_e$  рождаются в любом заметном числе, то из-за больших сечений их поглощения на протонах они должны быть видимы в водных черенковских детекторах.

## В. Моя чаша переполнена

Резонансная спиновая конверсия в Солнце вводит в анализ осциллирующих солнечных нейтрино четыре дополнительных астрофизических параметра, а именно величину и протяженность магнитного поля в конвективной и радиационных зонах. Эти астрономические параметры нельзя с достоверностью определить с использованием имеющихся данных. Электрический и магнитный моменты нейтрино добавляют дальнейшие осложнения.

Если значительная спиновая конверсия  ${}^8\text{B}$ -нейтрино происходит в конвективной зоне, то должна наблюдаться характерная полугодовая периодичность в интенсивности потока высокоэнергетических нейтрино. Предполагаемая 11-летняя периодичность также должна быть проверена будущими наблюдениями. Иначе будет трудно распутать конкурирующие эффекты перехода в веществе и спиновой конверсии.

Для выяснения вопроса о том, существуют ли в Солнце предельно сильные магнитные поля, можно использовать акустические колебания Солнца ( $p$ -моды) (см. обсуждение  $p$ -мод в разд. 4.4). Из существующих наблюдений следует, что внутреннее поле имеет верхний предел  $10^7$  Гс [144], что на три порядка величины превышает значение, необходимое для переворота спина.

## 9.4. Распад нейтрино

Считается, что нейтрино не распадаются за 500 с — время, за которое нейтрино проходят путь от Солнца до Земли. Причина, которая побудила рассмотреть вопрос о возможности распада, оказалась ложной тревогой, по-видимому, из-за статистики малых чисел. В одном из первых сеансов наблюдений в хлорном детекторе Дэвиса не было зарегистрировано ни одного события — результат, который мог бы свидетельствовать о распаде нейтрино на его пути от Солнца к Земле [55]. Конечная скорость счета 2 SNU, которая была позднее установлена с хорошей статистикой (см. следующую гл. 10), требует, если важен распад нейтрино, тонкой подстройки некоторых параметров, а именно распадного пути для солнечных  ${}^8\text{B}$ -нейтрино, длина которого сравнима с 1 а. е. (расстоянием Солнце — Земля). Наблюдение  $\bar{\nu}_e$  от СН 1987А (см. статьи [330, 124], а также разд. 15.5) показывают, что значительный распад нейтрино на пути от Солнца к Земле крайне маловероятен (хотя и не невозможен).

Почему мы все же рассматриваем распад нейтрино? Потому,

что он является полезной проверкой избирательной способности экспериментов по солнечным нейтрино; простые предсказания того, что должно наблюдаться в других экспериментах, получаются, если предположить, что результаты хлорного эксперимента объясняются  $\nu_e$ -распадом. Кроме того, распад нейтрино (на пределе) согласуется и с наблюдениями СН 1987А, и с результатами наблюдений солнечных нейтрино — при условии, что учитывается вакуумное смешивание нейтринных ароматов [271], а также усиление смешивания веществом [513].

Поток  $\nu_e$  с энергией  $E$ , который достигает Земли без распада, в предположении об отсутствии смешивания ароматов равен

$$\phi_{i,\text{распад}}(E) = \phi_{i,\text{стаб}}(E) \exp[-(500c)/\tau(E)]. \quad (9.100)$$

Время жизни  $\tau(E)$  до распада вследствие растяжения времени обратно пропорционально энергии:

$$\tau(E) \propto \gamma^{-1} \propto E^{-1}. \quad (9.101)$$

Следовательно, спектр нераспавшихся нейтрино имеет единственный параметр, который можно использовать для подгонки к результатам хлорного эксперимента. При этом мы имеем [55, 74]

$$\phi_{i,\text{распад}}(E) = \phi_{i,\text{стаб}}(E) \exp[-(10 \text{ МэВ}/E)]. \quad (9.102)$$

Наиболее драматическим следствием выражения (9.102) является приблизительно 20-кратное уменьшение частоты событий, ожидаемой для  $^{71}\text{Ga}$ -детекторов. Предсказываемая частота событий изменяется столь сильно из-за того, что все низкоэнергетические  $\nu_e$ - и  $^{71}\text{Be}$ -нейтрино исчезают при распаде и выживают лишь наиболее высокоэнергетические  $^8\text{B}$ -нейтрино.

Гипотеза о распаде без смешивания не верна. Наблюдения СН 1987А показывают, что если  $\nu_e$  представляет собой массовое собственное состояние, то нейтрино  $\nu_e$  с энергией 10 МэВ стабильны на расстоянии порядка 50 кпс ( $\sim 10^{10}$  а. е.).

Что происходит с распадающимися нейтрино и антинейтрино, если флейворные собственные состояния не являются массовыми собственными состояниями? Этим вопросом задались Фрайман, Хабер и Фриз [271]. Покидая нейтронную звезду, флейворные собственные состояния  $|\nu_e\rangle$ ,  $|\nu_\mu\rangle$ ,  $|\nu_\tau\rangle$  будут смесями массовых собственных состояний  $|\nu_1\rangle$ ,  $|\nu_2\rangle$ ,  $|\nu_3\rangle$ . В двухкомпонентных моделях, рассмотренных Фрайманом и др. [271], более тяжелое массовое собственное состояние  $\nu_2$  вследствие распада будет переходить в легкое собственное

**Таблица 9.3.** Энергия сверхновой в зависимости от угла смешивания нейтрино. Таблица дает полную нейтринную энергию, оцененную для СН 1987А (из статьи [271])

Угол смешивания, град	$E$ , $10^{53}$ эрг	
	без распада	с распадом <sup>1)</sup>
0	$2.5 \pm 0.8$	$2.2 \pm 0.7$
10	$2.4 \pm 0.7$	$2.3 \pm 0.7$
30	$2.0 \pm 0.6$	$3.0 \pm 0.9$
50	$1.6 \pm 0.5$	$5.4 \pm 1.6$
60	$1.4 \pm 0.4$	$9.0 \pm 2.7$
70	$1.3 \pm 0.4$	$19.1 \pm 5.7$
90	$1.3 \pm 0.4$	—

<sup>1)</sup>Предполагается распад  $\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1 \phi$ .

состояние  $\nu_1$ . Наиболее вероятная мода распада запишется в виде [55]

$$\nu_2 \rightarrow \bar{\nu}_1 + \phi, \quad (9.103)$$

где  $\phi$  — безмассовый скалярный (или псевдоскалярный) бозон. Хотя составляющая антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , т. е.  $\bar{\nu}_2(\sin \theta_V)$ , распадается на пути к Земле, поток нейтрино снова пополняется за счет распадов нейтрино  $\nu_e$  и  $\nu_x$ . В случае  $\theta_V \gtrsim 20^\circ$  Фрайман и др. нашли, что сигнал  $\bar{\nu}_e$  даже возрастает по сравнению с сигналом, который ожидался бы в отсутствие распада.

Из статьи Фраймана и др. [271] мы воспроизвели табл. 9.3. Поскольку выделение энергии в форме нейтрино для сверхновой типа II составляет порядка  $(3 \pm 1, 5)10^{53}$  эрг [см. выражение (15.1) в настоящей книге], то из оценок [271] следует, что можно исключить очень большие углы смешивания и ограничиться величиной

$$\theta_V \lesssim 60^\circ. \quad (9.104)$$

Если более тяжелое массовое состояние имеет распадное время жизни, даваемое формулой (9.100), то вероятность выживания равна (с использованием аргументов, аналогичных развитым в разд. 9.1)

$$|\langle \nu_e | \nu_e \rangle_t|^2 = \cos^4 \theta_V + \sin^4 \theta_V \exp[-(1000c)/\tau(E)]. \quad (9.105)$$

Чтобы удовлетворить наблюдательным ограничениям в случае хлорного детектора и Камиоканде II (см. разд. 10.3 и 13.2), необходимо, чтобы угол смешивания удовлетворял условию

$$\theta_{\nu} \gtrsim 45^{\circ}, \quad \tau(10 \text{ МэВ}) < 500 \text{ с.} \quad (9.106)$$

Следовательно, имеется небольшой диапазон углов смешивания

$$45^{\circ} \lesssim \theta_{\nu} \lesssim 60^{\circ}, \quad (9.107)$$

в котором данные по нейтринным наблюдениям Солнца и СН 1987А пока еще не исключают нейтринный распад как решение проблемы солнечных нейтрино. Фрайман и др. [271] отметили возможность того, что астрофизические доводы, основанные на динамике сверхновой и представляющие собой зачастую спорный предмет, могут и далее ограничить допустимый диапазон приемлемых параметров, если предположить, что распад происходит через майороны.

Следовало бы сделать повторный анализ наблюдений СН 1987А с учетом возможного эффекта усиления осцилляций веществом.

Вещество может значительно усилить вероятность распада существенно стабильного электронного нейтрино [513]. Малые углы смешивания могут привести вследствие МСВ-эффекта к большой вероятности распада. Предполагается, что электронное нейтрино в вакууме представляет собой главным образом наиболее легкое массовое собственное состояние  $\nu_1$ . При прохождении через солнечное вещество  $\nu_e$  резонансно переходят в более тяжелое массовое собственное состояние  $\nu_2$ , которое может затем быстро распадаться. Основная схема такова:

$$\nu_e \rightarrow \text{МСВ} \rightarrow \nu_2 \rightarrow \text{распад.} \quad (9.108)$$

Распад нейтрино через МСВ-эффект [выражение (9.108)] будет давать экспериментальный сигнал, который в некоторых случаях отличается от чистого МСВ-эффекта, а в других не отличается от него. В измерениях поглощения нейтрино с помощью радиохимических детекторов (таких, как  $^{37}\text{Cl}$  или  $^{71}\text{Ga}$ ) или в детекторах с поглощением в реальном времени (таких, как  $\text{D}_2\text{O}$  или  $^{40}\text{Ar}$ ) поток выживающих электронных нейтрино будет тем же, что и в случае чистого МСВ-эффекта. Детекторы, чувствительные к нейтральным токам (через электрон-нейтринное рассеяние или с помощью специальных мод; см. обсуждение экспериментов SNO и BOREX в гл. 14 настоящей книги), могут оказаться способными наблюдать изменение спектра, которое возникает, когда "потерянные"  $\nu_e$  распадаются через промежуточные стадии, показанные в выражении (9.108). Типичная

энергия нейтрино, рожденного в распаде, меньше, чем энергия нейтрино  $\nu_e$ , конвертированного за счет МСВ-эффекта, так как энергия распределяется между двумя частицами (см. статью [513]).

Рагхаван и др. [513] указали на то, что из выражения (9.103) следует, что солнечные  $\nu_e$  будут распадаться через промежуточные  $\nu_2$  в  $\bar{\nu}_e$ . Эти солнечные  $\bar{\nu}_e$  в принципе могут быть обнаружены в водных черенковских детекторах (таких, как Камиоканде II, SNO, SUNLAB или Супер-Камиоканде II; см. гл. 13 в настоящей книге), а также в жидких сцинтилляционных детекторах (таких, как LVD или LSD; см. разд. 13.4 и 15.5.A в настоящей книге). Сечение реакции поглощения

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (9.109)$$

примерно в 100 раз больше при той же энергии падающих нейтрино, чем сечения нейтрино-электронного рассеяния, при которых в этих детекторах регистрируются события от солнечных нейтрино  $\nu_e$ . К сожалению, энергии  $\bar{\nu}_e$  от распада солнечных  $\nu_e$  будут в среднем меньше, чем у родительских  $\nu_e$ , и, что более важно, не будут рождают сильно направленных  $e^+$  (как в нейтрино-электронном рассеянии; см. разд. 8.2.Д). Однако в экспериментах с солнечными нейтрино BOREX и SNO, которые обсуждаются в гл. 14, низкоэнергетические события с  $\bar{\nu}_e$  могут быть идентифицированы с помощью регистрации методом запаздывающих совпадений характеристического гамма-излучения, которое возникает при захвате сопровождающего нейтрона [см. (9.109)]. Поиск антинейтрино от Солнца является чувствительным методом для проверки возможности распада нейтрино, определяемого выражением (9.103), при условии что природа устроена таким образом, чтобы МСВ-эффект на Солнце работал. Этот поиск позволит также установить интересные ограничения на низкоэнергетический поток  $\bar{\nu}_e$  от космического фона.

## 9.5. Частицы WIMP

Слабовзаимодействующие массивные частицы WIMP могут в принципе решить как проблему солнечных нейтрино, так и проблему темной материи<sup>1)</sup>. Тяжелые нейтральные частицы, которые присутствуют в массивном гало Галактики и вносят огромный вклад в массу, не

<sup>1)</sup> Тот факт, что от большей части материи в галактиках и между галактиками не наблюдается испускания фотонов, получил название "проблема темной материи".

создавая значительного светового излучения, могли бы гравитационно захватываться Солнцем [498]. Перенос энергии захваченными частицами WIMP мог бы быть достаточно эффективным для того, чтобы слегка снизить градиент температуры в центре Солнца и вследствие этого уменьшить поток солнечных  $^8\text{B}$ -нейтрино (см. разд. 5.13 в настоящей книге, а также статьи [254, 591, 288]). Это по крайней мере необычайное стечение обстоятельств (и, возможно, прекрасный случай полного совпадения), что для частиц WIMP требуются одни и те же (по порядку величины) физические характеристики для решения проблем как темной материи, так и солнечных нейтрино.

**Характеристики WIMP.** Основной принцип физики частиц WIMP может быть кратко сформулирован следующим образом. Если вы собираетесь изобрести новую частицу, то вы можете изобрести также полезную частицу.

Частицы WIMP облегчают перенос энергии и поэтому уменьшают градиент температуры, который необходим для переноса энергии в солнечном ядре. Поскольку они участвуют лишь в слабых взаимодействиях, при солнечных тепловых энергиях сечения этих частиц малы по сравнению с типичными сечениями фотонов.

Теория звездной эволюции оказалась успешной в объяснении астрономических наблюдений, выполненных с помощью фотонов (см. гл. 2). Поэтому перенос энергии, в дополнение к конвекции и обычному переносу фотонов, должен быть эффективным лишь в небольшой области Солнца, а именно там, где рождаются  $^8\text{B}$ -нейтрино. Если WIMP удерживаются главным образом в этой области и проявляются лишь в том месте, где они имеются, то они будут оказывать максимальное воздействие на поток солнечных нейтрино, не влияя на классические астрономические наблюдения.

Следовательно, шкала высот  $h$  частиц WIMP идеально подходит для решения проблемы солнечных нейтрино, если  $h \approx R(^8\text{B})$ , где  $R(^8\text{B})$  — радиальная протяженность области, в которой рождаются  $^8\text{B}$ -нейтрино. В стандартной солнечной модели  $R(^8\text{B}) \approx R_\odot/20$  (см. табл. 4.5 и рис. 6.1 в настоящей книге). Это ограничивает массы WIMP значениями

$$2 \text{ ГэВ} \lesssim M \lesssim 10 \text{ ГэВ}. \quad (9.110)$$

Если только сечение рассеяния не является исключительно большим (см. разд. 5.13 в настоящей книге), то масса частиц WIMP должна удовлетворять дополнительному ограничению, которое следует из условия, что WIMP не испаряются из солнечного ядра, а именно

(см. [298])

$$M \gtrsim 4 \text{ ГэВ}. \quad (9.111)$$

Для максимальной эффективности теплового переноса частицы WIMP должны взаимодействовать с окружающим веществом один раз или дважды при прохождении шкалы высот. Следовательно, весьма желательно, чтобы средняя длина свободного пробега  $\lambda$  была равна

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_{\text{sc}}} \sim h \sim R(^8\text{B}) \sim \frac{R_\odot}{20}. \quad (9.112)$$

Здесь  $n$  — плотность числа частиц, на которых рассеиваются частицы WIMP с сечением  $\sigma_{\text{sc}}$ .

При максимальной эффективности среднее сечение рассеяния на один барион должно быть

$$\sigma_{\text{sc}} \sim 5 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2. \quad (9.113)$$

Это сечение очень велико для слабо взаимодействующих массивных частиц, примерно в  $10^3$  раз больше, чем сечение, обусловленное обычным  $Z^0$ -обменом (см. [295, 502]).

Сечение, значение которого определяется выражением (9.113), сделало бы WIMP намного более эффективными для переноса энергии по сравнению с фотонами, у которых типичные сечения взаимодействия не менее  $10^{-24} \text{ см}^2$ .

Отношение эффективности переноса энергии частицами WIMP и фотонами оказывается порядка  $\sigma_{\text{sc}}(\text{WIMP})/\sigma_{\text{sc}}(\text{фотоны})$ .

Концентрация частиц WIMP  $n_W$ , необходимая для того, чтобы внутри Солнца перенос энергии этими частицами сравнялся с переносом энергии фотонами, выраженная через концентрацию протонов  $n_p$ , имеет следующее значение:

$$\frac{n_W}{n_p} \sim \frac{\sigma_{\text{sc}}(\text{WIMP})}{\sigma_{\text{sc}}(\text{фотоны})} \sim 10^{-11}. \quad (9.114)$$

Скорость аннигиляции, которая естественным образом следует из выражений (9.113) и (9.114), оказывается слишком велика (см. [379]); частицы и античастицы WIMP самоуничтожатся, прежде чем получат возможность перенести энергию из солнечного ядра. Чтобы удержать их распространенность достаточно высокой для воздействия на поток солнечных нейтрино, сечение аннигиляции должно быть подавлено относительно сечения рассеяния или античастиц WIMP должно быть много меньше, чем самих WIMP (см. [379]).

Время аннигиляции можно записать в виде

$$t_{\text{анн}} = \frac{1}{n_{\text{анти-W}} \sigma_{\text{анн}} v(T)}, \quad (9.115)$$

или, используя (9.114) и плотность протонов в солнечном ядре,

$$t_{\text{анн}} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ лет} \left[ \left( \frac{n_W}{n_{\text{анти-W}}} \right) \left( \frac{\sigma_{\text{сc}}}{\sigma_{\text{анн}}} \right) \right]. \quad (9.116)$$

Чтобы сделать время аннигиляции больше, чем возраст Солнца, было сконструировано два различных сценария физики частиц, в каждом из которых участвует один из множителей, стоящих в квадратных скобках выражения (9.116). Первый сценарий предполагает космическую асимметрию между анти-WIMP и WIMP, оставшуюся от Большого Взрыва (см., например, [284]). В этом сценарии античастиц WIMP в солнечном ядре недостаточно, чтобы породить проблему. Требуемая большая асимметрия внутри современного Солнца [ $n_W/n_{\text{анти-W}} \gtrsim 10^4$ ] могла бы быть вызвана умеренной асимметрией в галактическом гало или в первоначальном Большом Взрыве, которая была усилена последующей почти полной аннигиляцией меньшинства анти-WIMP. Во втором сценарии устанавливается необычно малое отношение сечения аннигиляции к сечению рассеяния (см., например, [284]). Требуется  $(\sigma_{\text{сc}}/\sigma_{\text{анн}}) \gtrsim 10^4$ . В некоторых случаях малая скорость аннигиляции “достигается” за счет предположения о сохраняющемся числе частиц.

*Сценарии физики частиц.* Чтобы удовлетворить требованиям, описанным в предыдущем подразделе, было предложено несколько остроумных сценариев. В большинстве моделей в качестве WIMP выбирают пока еще не открытый электрически нейтральный фермион со спином 1/2. С целью достичь достаточно большого сечения рассеяния [см. (9.113)] в каждом случае вводится новое взаимодействие (за рамками обычного  $Z^0$ -обмена). Джелмини и др. [284] предположили большие юкавские взаимодействия с цветным триплетным скаляром, который имеет массу порядка 100 ГэВ. Раби и Вест [501] выдвинули гипотезу массивного нейтрино с аномально большим магнитным моментом, который позволяет ему участвовать в электромагнитном взаимодействии. Росс и Сегре [539] постулируют стабильное массивное нейтрино, которое взаимодействует с кварками через нейтральный калибровочный бозон, эффективная сила взаимодействия которого в 50 раз больше, чем у общеизвестного  $Z^0$ , и который не связан с обычными лептонами. Этот последний сценарий может быть осуществлен в моделях, инспирированных теорией суперструн.

## 9.6. Бритва Оккама

Зная то, что в настоящее время мы действительно знаем, выскажу свое мнение: МСВ-эффект в рамках физики частиц является наиболее естественным объяснением проблемы солнечных нейтрино. Все другие объяснения постулируют нечто, что является неожиданным и в некоторых случаях по крайней мере столь неожиданным, как и сама проблема солнечных нейтрино.

Для осуществления вакуумных осцилляций нейтрино необходимы большие углы смешивания и тонкая подгонка. Механизм переворота спина нуждается в большом магнитном моменте. Для гипотезы частиц WIMP требуется новая частица с большим сечением рассеяния и относительно малым сечением аннигиляции. Распад нейтрино может быть эффективным, только если у электронного нейтрино окажется большая константа связи для моды распада.

Объяснение с помощью МСВ-эффекта может работать при условии, что массы и углы смешивания лежат в широкой области параметров, которую делают правдоподобной идеи Великого Объединения.

## Библиографические примечания

1. В статье [98] показано, что осцилляции в веществе максимальны при резонансной плотности<sup>1)</sup> [см. формулу (19) в этой статье], но эти результаты не были привлечены к решению проблемы солнечных нейтрино; в данной статье впервые рассматриваются аналитические решения для трех нейтринных ароматов.

2. Статья [117] — прекрасное физическое объяснение МСВ-эффекта, которое возбудило широко распространенный интерес к осцилляциям в веществе среди западных ученых.

3. В книге [127] дается замечательный обзор свойств нейтрино, причем особое внимание уделяется экспериментам, которые дают информацию о массах и зарядовом сопряжении.

4. Статьи [290, 553, 649] являются пророческими. В них заложены основы успешного синтеза электромагнитной и слабой теорий, который известен как стандартная электрослабая модель. Стандартная модель оказалась столь упорной в правильном предсказании результатов новых экспериментов, что стала причиной разочарований для

<sup>1)</sup> Понятия резонанса в осцилляциях нейтрино и резонансной плотности были введены позднее Михеевым и Смирновым [438]. — Прим. перев.

физиков, занимающихся изучением частиц и пытающихся завоевать новые (т. е. неведомые) миры.

5. Статья [362] представляет собой информативное исследование осцилляций с помощью волновых пакетов. Студенты, серьезно интересующиеся предметом, должны прочитать эту статью.

6. В работе [421] впервые рассматривается смешивание нейтринных ароматов.

7. Статьи [435 — 438]. Это эпохальные статьи, возбуждающие большой интерес при чтении. Авторы этих статей Михеев и Смирнов получили численным интегрированием принципиально важные результаты по осцилляциям нейтрино в веществе Солнца и сжато представили их вместе с ясным физическим объяснением.

8. В работе [466] получены аналитические результаты для МСВ-эффекта, которые объясняют общее поведение решений.

9. Статьи [303, 490] — это оригинальные статьи, в которых предполагается, что проблему солнечных нейтрино можно объяснить осцилляциями нейтринных ароматов. Этими статьями Понтекорво и Грибова положено начало нейтринной астрофизики. Революционные идеи изложены ясно и кратко. Важность усреднения по энергиям была указана почти сразу Бакалом и Фраучи [64].

10. Работа [499] представляет собой прекрасный обзор состояния теории частиц WIMP и схем их экспериментального обнаружения.

11. Статья [535] представляет собой одно из самых первых численных исследований и объяснений МСВ-решений. Она подчеркивает важную роль энергетического спектра нейтрино в качестве диагностического средства.

12. В статье [642] инициаторами пересмотра влияния магнитных полей на распространение нейтрино проводится систематическое рассмотрение нерезонансного переворота спина нейтрино.

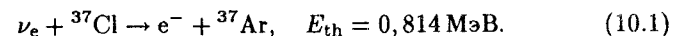
13. В двух статьях Вольфенштейна [665, 666] представлены фундаментальные уравнения для распространения нейтрино в веществе — основа МСВ-эффекта. Физическому сообществу потребовалось семь лет, чтобы понять значимость блестящей пронипательности Вольфенштейна.

## 10. Хлор-аргоновый эксперимент

### Краткое содержание

К проблеме солнечных нейтрино привела неожиданная разница между наблюдаемой и расчетной скоростями счета хлор-аргонового детектора. В настоящей главе описываются хлор-аргоновый эксперимент и его наиболее очевидные следствия.

Реакция, которую используют для детектирования солнечных нейтрино, является обратной по отношению к реакции распада  $^{37}\text{Ar}$  в лабораторных условиях. Реакция поглощения нейтрино имеет вид



Пороговая энергия  $E_{\text{th}} \approx 0,8 \text{ МэВ}$  позволяет детектировать все главные источники солнечных нейтрино, кроме нейтрино от основной рр-реакции. Некоторые характеристики детектора приведены в табл. 10.1.

Частота событий, рассчитанная для хлор-аргонового детектора с помощью стандартной солнечной модели, составляет  $7,9(1 \pm 0,33) \text{ SNU}$ , где указанные пределы включают весь диапазон теоретических неопределенностей. Полный диапазон теоретических неопределенностей вычисляют, оценивая величину  $3\sigma$  для всех измеряемых входных параметров и используя полный интервал расчетных значений для входных величин, которые не могут быть измерены; неопределенности, обусловленные различными величинами, комбинируются квадратично. Наблюдаемая частота составляет  $(2,1 \pm 0,9) \text{ SNU}$ , где ошибка наблюдений соответствует трем стандартным отклонениям.



Таблица 10.1. Характеристики хлор-аргонового детектора

Местонахождение	Шахта Хоумстейк, Лид, Южная Дакота
Глубина	1455 м
Размеры резервуара	6 м (диаметр)×14,4 м (длина)
Жидкость для детектирования	Перхлорэтилен C <sub>2</sub> Cl <sub>4</sub>
Полная масса жидкости	615 т
Объем	3,8 · 10 <sup>5</sup> л
Энергетический порог	0,814 МэВ
Количество атомов <sup>37</sup> Cl	2,16 · 10 <sup>30</sup>
Период полураспада <sup>37</sup> Ar	35,0 сут
Чувствительность к нейтрино	<sup>8</sup> B, <sup>7</sup> Be

Это противоречие между расчетом и наблюдениями существует уже в течение двух десятилетий. Решение данной проблемы, возможно, потребует привлечения новых физических или астрономических идей; будущие эксперименты позволят сделать выбор между ними.

Самым интригующим и важным вопросом, касающимся наблюдений, является следующий: меняется ли скорость счета в хлор-аргоновом детекторе со временем? Ответ на этот вопрос даст тщательное слежение за уровнем сигнала в течение нескольких лет.

Первый раздел настоящей главы (разд. 10.1) содержит сводку теоретических оценок, в разд. 10.2 описывается сам эксперимент, а также дается обоснование выбора <sup>37</sup>Cl, местоположения детектора, химического процесса извлечения <sup>37</sup>Ar, оценки нижнего уровня скорости счета и величины фона. В разд. 10.3 приведены результаты наблюдений. В разд. 10.4 экспериментальные данные используются для оценки пределов устойчивого потока нейтрино от таких источников, как <sup>8</sup>B, <sup>7</sup>Be и CNO-цикл, для количественных приложений к теории звездной эволюции и оценки верхней границы космологической плотности энергии, содержащейся в нейтрино. Разд. 10.5 посвящен обсуждению спорного вопроса о том, изменяются ли наблюдаемые потоки нейтрино со временем. Самые последние данные вызвали повышенный интерес к этому вопросу, и в разд. 10.6 приведена сводка этих данных. В разд. 10.7 описываются некоторые из наиболее перспективных задач хлор-аргонового эксперимента.

Рэй Дэвис описал историю и ход эксперимента в Fowler Festschrift (см. приложение I к настоящей книге, перепечатанное из обзора [59]).

Таблица 10.2. Скорости захвата нейтрино, ожидаемые для хлорного детектора согласно стандартной модели

Источник нейтрино	Скорость счета, SNU
pp	0,0
pep	0,2
hep	0,03
<sup>7</sup> Be	1,1
<sup>8</sup> B	6,1
<sup>13</sup> N	0,1
<sup>15</sup> O	0,3
<sup>17</sup> F	0,003
Суммарное значение	7,9

Дэвис и его сотрудники представили также подробности эксперимента и результаты наблюдений в ряде превосходных статей; можно отметить следующие работы: [58, 182, 206–209, 211–214, 541].

## 10.1. Теоретические прогнозы

Частота захвата нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте, ожидаемая согласно стандартной модели, дается выражением [83]

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 7,9(1 \pm 0,33) \text{ SNU}, \quad (10.2)$$

где указанная погрешность соответствует полному интервалу теоретических неопределенностей, выявленных в гл. 7. Хлор-аргоновый детектор чувствителен к нейтрино с энергиями выше 0,814 МэВ, что приводит к отсеканию очень интенсивного потока нейтрино от pp-реакции. Однако энергии всех остальных нейтрино, рассмотренных в гл. 6, превышают указанный порог, так что все они вносят свой вклад в ожидаемую суммарную скорость счета.

В табл. 10.2 приведены оценки ожидаемого вклада в скорость счета от каждого из источников нейтрино, рассмотренных в гл. 6. Хлор-аргоновый эксперимент чувствителен прежде всего к нейтрино от распада <sup>8</sup>B, поскольку детектор обладает большой чувствительно-

стью к нейтрину с достаточно высокой энергией, чтобы возбудить состояние ядра  $^{37}\text{Ar}$ , аналогичное основному состоянию ядра  $^{37}\text{Cl}$ .

Приблизительно 77% ожидаемой скорости счета (6,1 SNU) дают нейтрино от распада  $^8\text{B}$ ; следующим по интенсивности источником нейтрино (1,1 SNU, т. е. 14% полной скорости счета) является распад  $^7\text{Be}$ . Вычисленная неопределенность обусловлена в основном потоком борных нейтрино. Около 87% (или 2,3 SNU) теоретически ожидаемой неопределенности (2,6 SNU) связано с потоком нейтрино от распада  $^8\text{B}$ .

Подавляющая часть ожидаемой скорости счета зависит от редкой моды для замыкания pp-цепочки (реакция 9 из табл. 3.1), которая случается лишь дважды на каждые примерно  $10^4$  окончаний цепочки. Кроме того, поток борных нейтрино чувствителен к физическим условиям внутри Солнца [см., например, рис. 6.2,а и выражение (6.13а)]. Ожидаемый поток чувствителен также к ряду входных параметров [см. (7.7)]. Чувствительность потока борных нейтрино к входным параметрам стимулировала многие теоретические и экспериментальные исследования в течение последних двух лет. Эти исследования привели к уточнению астрофизических и ядерно-физических данных и позволили дать определенную оценку ожидаемых ошибок наблюдений [см. (10.2)].

Суммарная неопределенность образуется за счет вкладов сравнимой величины от нескольких различных входных параметров (см. строку 3 в табл. 7.5): 1,8 SNU обусловлено исходным отношением концентрации тяжелых элементов и водорода ( $Z/X$ ); 1,3 SNU — фактором  $S$  эффективного сечения при низких энергиях ( $S$ -значением; см. гл. 3) для реакции  $^7\text{Be} - p$ ; 0,9 SNU — pp-реакцией и 0,6 SNU — эффективными сечениями поглощения нейтрино. Поскольку в суммарную неопределенность заметный вклад дают несколько различных параметров, представляется невероятным, что в обозримом будущем суммарную теоретическую неопределенность удастся сделать существенно ниже 2 SNU, или порядка 25% ожидаемой скорости счета.

Насколько надежны теоретические прогнозы? В гл. 7 описана формальная логика, использованная при определении суммарной теоретической неопределенности и специфических отдельных неопределенностей, которые приписывались различным величинам. Эта формальная процедура служила основой для оценок ошибок, рассматриваемых выше в кратком содержании. Существует также независимый, но более неформальный способ оценки суммарной неопределенности. Этот неформальный метод основан на зависимости публи-

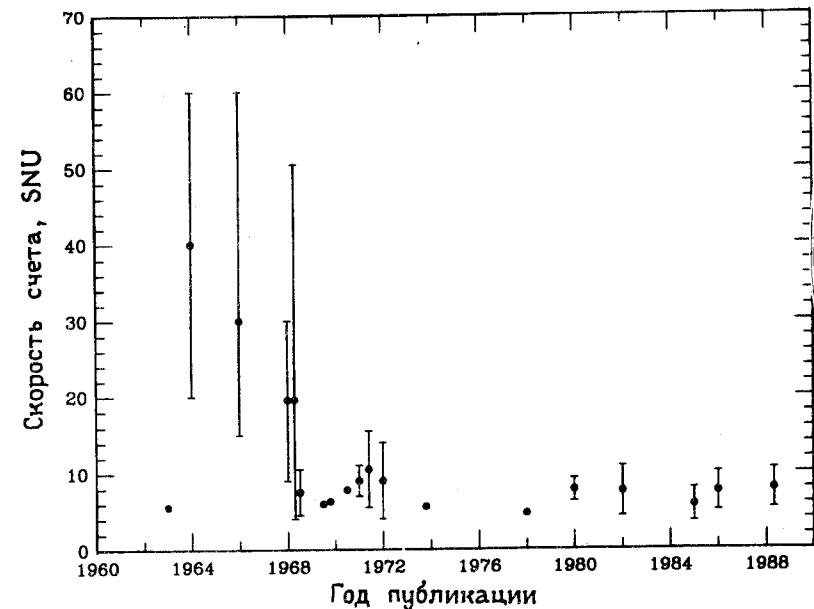


Рис. 10.1. Ожидаемые скорости счета как функции времени. Опубликованные оценки ожидаемой скорости счета в хлор-аргоновом детекторе показаны в зависимости от даты публикации. Значения скорости счета и их ошибки заимствованы из работ [33, 38–41, 47, 50, 51, 57, 62, 69, 78, 80–83]. Аналогичные результаты были получены многими авторами; см., например, [2, 157, 163, 169, 257, 530, 655].

куемых значений параметров от времени и кратко рассматривается в разд. 7.1. Скептическая, но не лишенная разумных оснований точка зрения состоит в том, что суммарная неопределенность равна полному интервалу разброса опубликованных значений.

На рис. 10.1 в зависимости от даты публикации приведены все ожидаемые скорости захвата вместе с цитируемыми ошибками для каждой статьи, где я (в качестве автора или соавтора) опубликовал теоретические оценки скорости захвата. На этом рисунке показаны также цитируемые ошибки во всех случаях, когда я был достаточно опрометчивым, чтобы опубликовать оценочные неопределенности.

Все 14 значений, опубликованных начиная с 1968 г., согласуются — 1669

ся между собой в пределах интервала ошибок, даваемого формулой (10.2). Первые расчеты в 1963 г. были выполнены мною [33] без понимания того, что скорость захвата для борных нейтрино увеличивается примерно в 17 раз при переходах в возбужденные состояния, особенно в аналоговое состояние.

Рис. 10.2 демонстрирует, сколь значительно мы продвинулись в получении детальной информации о ядерных свойствах  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{37}\text{Ar}$  за четверть века экспериментальной работы с этими двумя изотопами. Первая часть рисунка отражает скудную информацию, имевшуюся в нашем распоряжении к 1964 г. [34]. Ни спины, ни четности ядерных уровней  $^{37}\text{Ar}$  не были известны (ядерные свойства, приведенные в скобках, были получены на основе моделей, а не из эксперимента), а у решающего аналогового уровня, соответствующего основному состоянию ядра  $^{37}\text{Cl}$ , поставлен (в скобках) вопросительный знак, чтобы отметить, что он был вычислен, а не измерен. Предполагалось, что изотоп  $^{37}\text{Ca}$  стабилен по отношению к испусканию нейтронов и протонов, но претерпевает  $\beta$ -распад и с измеримым временем жизни превращается в  $^{37}\text{K}$ . Вторая часть рис. 10.2 представляет собой неполную сводку информации об изотопе  $^{37}\text{Ar}$  по состоянию на 1988 г. В результате прекрасных ядерно-физических экспериментов спины, четности и энергии возбуждения многих состояний  $^{37}\text{Ar}$  теперь хорошо известны, в том числе и решающее аналоговое состояние. Кроме того, был зарегистрирован изотоп  $^{37}\text{Ca}$ , свойства которого, как выяснилось, хорошо согласуются с предсказываемыми характеристиками. Многими экспериментами с системой, имеющей массу 37, были подтверждены идеи, использованные вначале для вычисления эффективных сечений захвата борных нейтрино. Измерения  $\beta$ -распада  $^{37}\text{Ca}$  позволяют дать точное эмпирическое определение эффективных сечений захвата для нейтрино от  $\beta$ -распада и нер-реакции.

## 10.2. Эксперимент

### А. Почему был выбран $^{37}\text{Cl}$ ?

Хлор был выбран для первого эксперимента по детектированию солнечных нейтрино благодаря уникальному соединению его физических и химических характеристик, которые оказались благоприятными для того, чтобы относительно дешево построить нейтринный детектор больших размеров. Реакция поглощения в основном состоянии  $^{37}\text{Ar}$ , как видно из выражения (10.1), имеет относительно низ-

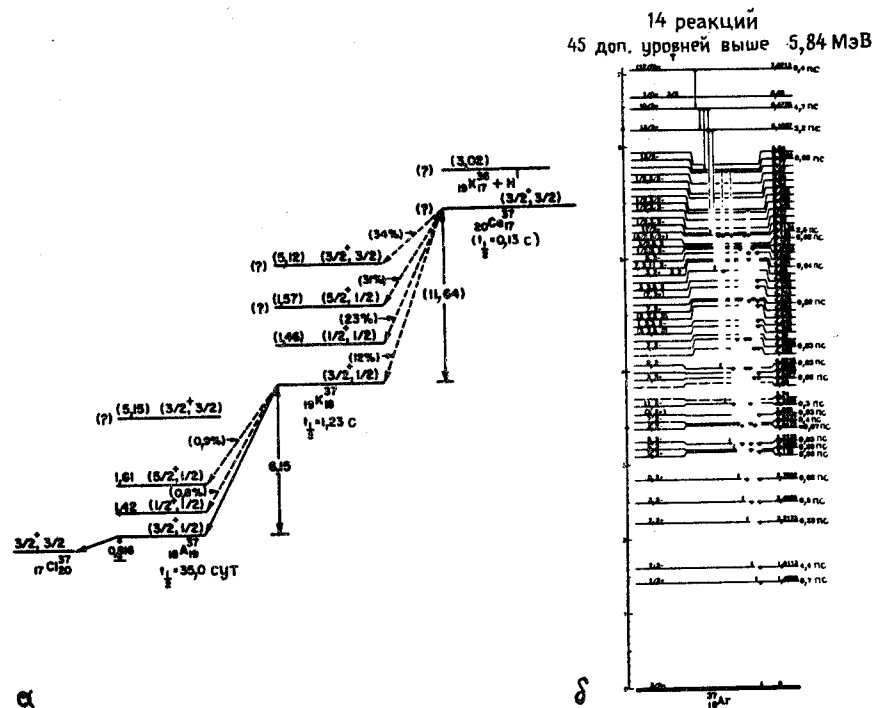


Рис. 10.2. До и после: атомная система с массой 37. Этот рисунок иллюстрирует расширение наших знаний о деталях свойствах атомной системы с массой 37; эти знания можно использовать для вычисления эффективных сечений захвата солнечных нейтрино атомами  $^{37}\text{Cl}$ . а — скудная информация, имевшаяся в распоряжении автора [33]; почти все важные характеристики были вычислены на основе ядерной модели (величины, полученные из модели, приведены в скобках); бета-распад изотопа  $^{37}\text{Ca}$  был предсказан, но не измерен, поскольку  $^{37}\text{Ca}$  еще не был обнаружен; б — отражение обширной информации об изотопе  $^{37}\text{Ar}$ , полученной к настоящему времени в результате многих прецизионных измерений спинов, четностей и энергетических уровней (данные взяты из таблицы изотопов: Table of Isotopes, Seventh Edition, New York, Wiley, 1978). Положение изотопического аналогового состояния ядра  $^{37}\text{Ar}$  и  $\beta$ -распад  $^{37}\text{Ca}$  наблюдались экспериментально, что подтверждает и уточняет первоначальные представления об эффективности захвата борных нейтрино.

кий порог (0,814 МэВ) и подходящее сечение (относительно малое значение  $ft_{1/2}$ ,  $lg ft = 5$ ) — ядерные свойства, которые облегчают детектирование всех нейтрино с относительно низкими энергиями, за исключением нейтрино от  $pp$ -реакции. Кроме того, ключевым шагом, который позволил в 1964 г. считать эксперимент осуществимым, было осознание того факта, что  $^8\text{B}$  может возбуждать переходы к аналоговому состоянию  $^{37}\text{Ar}$  и тем самым более чем на порядок величины повышать ожидаемую скорость счета от этого источника нейтрино.

Поглощение нейтрино ядрами  $^{37}\text{Cl}$  [выражение (10.1)] благоприятно также с химической точки зрения. Хлор — достаточно распространенное и недорогое вещество, так что не представляет особого труда получить его в количестве нескольких сотен тонн, необходимом для детектирования солнечных нейтрино. Кроме того, изотоп  $^{37}\text{Cl}$  составляет значительную долю (24,23%) полного числа атомов хлора. Самым подходящим химическим соединением хлора является перхлорэтилен ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) — беспримесная жидкость, которая в больших количествах производится для химистки одежды. При захвате нейтрино образуется небольшое количество  $^{37}\text{Ar}$  — благородного газа, атомы которого растворяются в жидкости. В процессе захвата рождается атом  $^{37}\text{Ar}$  с энергией отдачи, достаточной для отрыва от родительской молекулы перхлорэтилена и проникновения в окружающую жидкость, где он достигает теплового равновесия со средой. Растворенные атомы аргона нетрудно извлечь из жидкости путем ее продувания гелием. Простота химического процесса является решающей как для проведения эксперимента, так и для того, чтобы скептики могли убедиться в достоверности результатов. Период полураспада  $^{37}\text{Ar}$ , равный 35 сут, также является удобным; при более коротких временах жизни потребовалось бы слишком часто продувать раствор, а более длинные времена сильно ограничили бы число экспозиций, которые могли быть реализованы.

## Б. Местоположение и характеристики детектора

Хлор-аргоновый детектор был сооружен глубоко под землей, чтобы избежать образования  $^{37}\text{Ar}$  в детекторе под воздействием космических лучей. Строительство осуществлялось в сотрудничестве с золотодобывающей компанией Хоумстейк (г. Лид, Южная Дакота), которая вырыла огромную полость в своей шахте, а также создала благоприятные условия для успешного проведения эксперимента в течение более чем двух десятилетий работы детектора.

Мишенью для нейтрино служат  $2,2 \cdot 10^{30}$  атомов (133 т)  $^{37}\text{Cl}$  в составе  $3,8 \cdot 10^5$  л (615 т) жидкого перхлорэтилена  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ . Резервуар, содержащий это вещество, находится на глубине 1455 м под землей в золоторудной шахте Хоумстейк. Окончательная эффективная глина хлорного детектора составляет 4100 м водного эквивалента. На рис. 10.3 показан  $^{37}\text{Cl}$ -детектор в шахте Хоумстейк.

Число атомов  $^{37}\text{Cl}$  в детекторе обеспечивает основу для перехода от теоретической единицы SNU ( $10^{-36}$  захватов на 1 атом мишени за 1 секунду) к наблюдаемому количеству атомов  $^{37}\text{Ar}$ , образующихся в резервуаре в течение 1 сут. Указанные единицы связаны соотношением

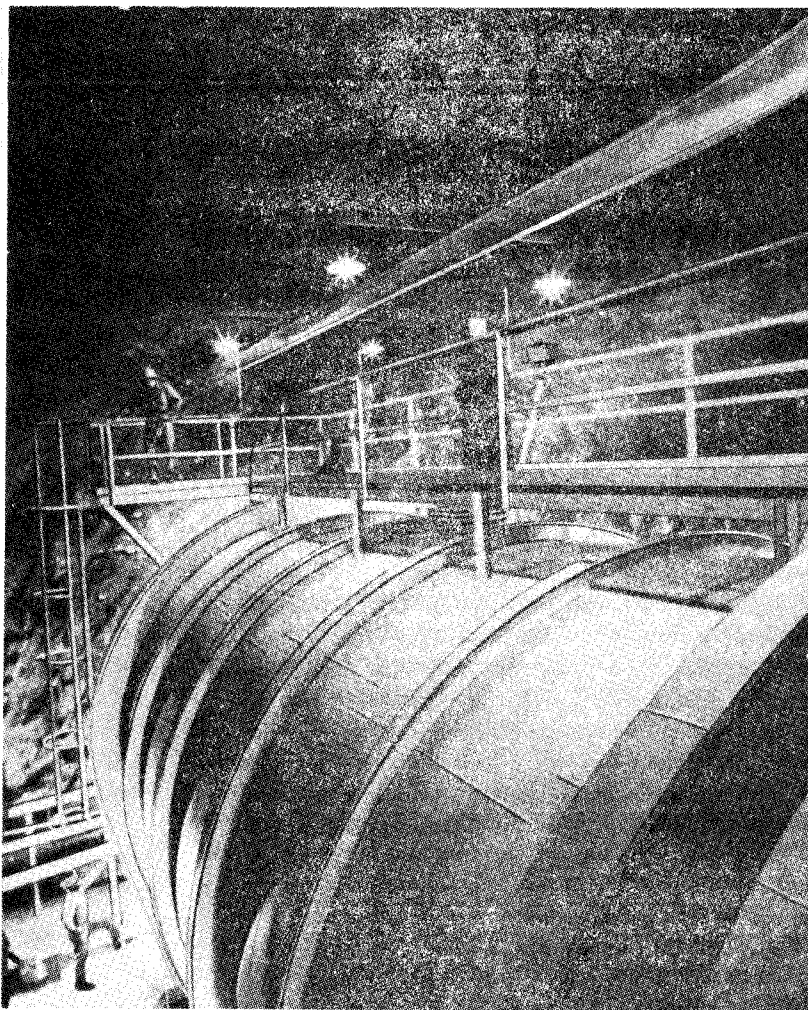
$$\text{Один атом } ^{37}\text{Ar} \text{ за сутки} = 5,35 \text{ SNU}. \quad (10.3)$$

## В. Химическая обработка

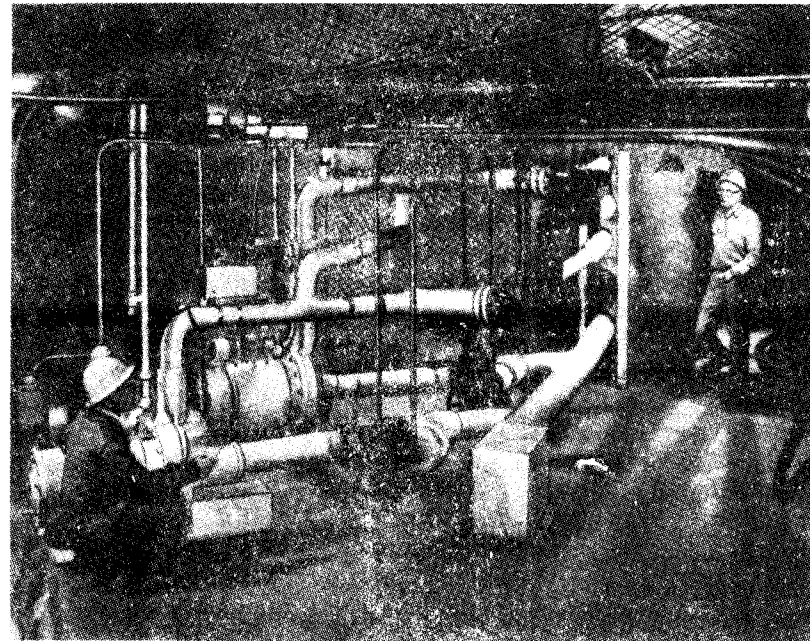
Химическая обработка вещества детектора является относительно простой, особенно если учесть, что образец весит 615 т. В качестве первого шага небольшое количество ( $\sim 0,1 \text{ см}^3$  при стандартных значениях температуры и давления) изотопически чистого газаносителя  $^{36}\text{Ar}$  (или  $^{38}\text{Ar}$ ) вводится в резервуар, содержащий перхлорэтилен, и газ-носитель перемешивается с жидкостью, чтобы быть уверенным, что газ растворился. Количество инертного газаносителя, которое извлекается в конце опыта, является прямой мерой эффективности образования атомов  $^{37}\text{Ar}$  за счет захвата нейтрино. Ни в одном из химических или макроскопических процессов, используемых для удаления аргона из резервуара и помещения его в небольшой счетчик, нельзя различить разные изотопы аргона.

Жидкость в резервуаре подвергается облучению солнечными нейтрино в течение некоторого времени, обычно порядка 1–3 месяцев. При более продолжительной экспозиции наведенная за счет нейтрино активность  $^{37}\text{Ar}$  почти достигает уровня насыщения.

После экспозиции аргон извлекается за счет пропуска  $4 \cdot 10^5$  л (объем резервуара) не через газовую и жидкую фазы вещества в резервуаре, затем — через холодильник с температурой  $-32^\circ \text{C}$  и молекулярное сито при комнатной температуре и, наконец, через ловушку из древесного угля, охлажденную до температуры жидкого азота, где аргон абсорбируется. Циркуляция газа и перемешивание вещества в резервуаре осуществляются с помощью двух больших насосов, каждый из которых соединен с системой эжекторов из 40 сопел. Насосы засасывают гелий в верхней части резервуара и в виде мелких пузырьков прогоняют его сквозь жидкость. За счет циркуляции ге-



**Рис. 10.3.** Хлор-аргоновый детектор нейтрино. На рисунке показан резервуар, содержащий 378 450 литров перхлорэтилена, в подземной полости на глубине 4850 футов в шахте Хоумстейк, г. Лид (шт. Северная Дакота). Наверху, опираясь на перила узкого мостика, стоит Р. Дэвис-мл., ведущий ученый хлор-аргонового эксперимента, а внизу мы видим Дж. Гэлвина — технического специалиста. Фото из архива Бруккейвенской национальной лаборатории (около 1967 г.).



**Рис. 10.4.** Проверка насосов. Р. Дэвис-мл. (в дверном проеме) входит в лабораторию, чтобы проверить недавно установленные газовые циркуляционные насосы; Г. Фридендер (на корточках) держит в руке гаечный ключ. Фото из архива Бруккейвенской национальной лаборатории (около 1967 г.).

лия удается извлечь около 95% атомов аргона (которые оседают на ловушке из древесного угля).

На рис. 10.4 запечатлен Дэвис, проверяющий только что установленные (в 1967 г.) циркуляционные насосы.

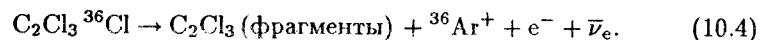
Древесноугольную ловушку больших размеров, где сконденсировался аргон, затем нагревают, чтобы перегнать его в другой трубопровод, где аргон подвергается очистке. Далее измеряют объем извлеченного аргона. Наконец, инертный носитель и радиоактивный аргон  $^{37}\text{Ar}$  вводятся внутрь небольшого ( $0,3 - 0,5 \text{ см}^3$ ) пропорционального счетчика, для которого газонаполнителем служит метан без примеси трития. При обработке образца соблюдаются особые предосторожности для устранения криптона, радона и трития, чтобы они

не внесли вклад в радиоактивный фон при подсчете количества атомов  $^{37}\text{Ag}$  (см. ниже).

Эффективность извлечения определяется для каждой экспозиции путем сравнения измеренного объема и изотопного состава (определяемого с помощью масс-спектрометра на более позднем этапе) извлеченного газа с количеством изотопно чистого газа-носителя, введенного в резервуар в начале каждого опыта. Если бы стандартная солнечная модель была правильной, то после очистки газа можно было бы ожидать присутствия примерно 50 атомов  $^{37}\text{Ag}$  на 380 тыс. л жидкости. Это небольшое число атомов в химическом отношении ведет себя точно так же, как и  $\sim 10^{19}$  атомов  $^{36}\text{Ag}$  или  $^{38}\text{Ag}$ , введенных в резервуар в качестве газа-носителя. Следовательно, эффективность извлечения атомов  $^{37}\text{Ag}$  можно получить непосредственно, определяя эффективность извлечения носителя.

Чтобы удостовериться в том, что  $^{37}\text{Ag}$ , образующийся в большом резервуаре, извлекается действительно эффективно, проводились две дополнительные проверки. В первом случае через погружаемую трубку в центр резервуара помещали небольшой источник нейтронов. Последние генерируют в жидкости атомы  $^{37}\text{Ag}$  посредством серии ядерных реакций. Дэвис и его сотрудники подтвердили, что  $^{37}\text{Ag}$ , генерируемый в резервуаре нейтронным источником, извлекается вместе с газом-носителем. Вторая проверка состояла в том, что внутрь детектора вводилось измеримое количество атомов  $^{37}\text{Ag}$  (500), которые затем извлекались; при этом измерялась суммарная эффективность извлечения и счета. В обоих случаях было показано, что радиоактивный аргон извлекается с высокой эффективностью.

Специальный тест проводился для того, чтобы показать, что атом  $^{37}\text{Ag}$ , образующийся в виде иона отдачи, превращается в нейтральный атом. Калибровка эффективности извлечения опирается на предположение о том, что образующиеся ионы  $\text{Ag}^+$  не объединяются в молекулы, а вместо этого совершают круговые движения наподобие свободных нейтральных атомов и извлекаются вместе с газом-носителем — изотопами инертного аргона. В резервуар с перхлорэтиленом вводился тетрахлорэтилен с мечеными атомами  $^{36}\text{Cl}$ . При  $\beta$ -распаде атомов  $^{36}\text{Cl}$  образуется  $^{36}\text{Ag}$ :



Это по существу эквивалентно процессу захвата  $^{37}\text{Cl}(\nu_e, \text{e}^-)^{37}\text{Ag}$ . По прошествии определенного времени количество нейтрального  $^{36}\text{Ag}$ , образовавшегося при распаде  $^{36}\text{Cl}$  [см. выражение (10.4)], определялось методом активационного анализа после разделения изотопов с

помощью продувки гелием. В этом эксперименте (выполненном Дж. Эвансом, Х. Вера-Руисом и Р. Дэвисом)  $^{36}\text{Ag}$  извлекался с эффективностью  $100 \pm 3\%$  (см. [541]).

Окончательную проверку эффективности извлечения  $^{37}\text{Ag}$  можно было бы осуществить, поместив источник нейтрино с известной интенсивностью и энергией внутри или рядом с хлорным детектором. Альварес [14] в тщательно выполненном исследовании впервые изучил возможность осуществления непосредственной калибровки детектора с помощью изотопа  $^{65}\text{Zn}$  [схема его распада представлена выше формулой (6.10)]. Оказалось, что потребовался бы источник  $^{65}\text{Zn}$  мощностью 1,0 мегакюри для того, чтобы скорость генерации  $^{37}\text{Ag}$  достигла 4 атомов/сут; это примерно в 10 раз больше, чем наблюдаемая в настоящее время скорость счета хлорного детектора, которая представляет собой комбинацию вкладов от солнечных и фоновых нейтрино. Для измерения эффективности генерации изотопа  $^{65}\text{Zn}$  в 1981 и 1982 гг. было проведено опытное облучение цинкового образца на реакторе HFIR в Ок-Ридже. Этот тест показал, что на реакторе HFIR можно получить радиоактивный источник  $^{65}\text{Zn}$  мощностью лишь 0,5 мегакюри, поэтому дальнейшие испытания на этом реакторе не проводились [541].

## Г. Подсчет количества атомов $^{37}\text{Ag}$

Весь извлеченный из резервуара газ вводится в небольшой пропорциональный счетчик с внутренним объемом менее  $1 \text{ см}^3$ , длиной около 2,5 см и внутренним диаметром 0,4 см. Счетчик заполняется аргоном, извлеченным из резервуара, в смеси с 5–10% метана. В некоторых экспериментах в смесь добавляется небольшое количество неона или аргона, чтобы суммарное давление газа в счетчике составляло 1,0–1,5 атм.

Подсчет атомов  $^{37}\text{Ag}$  зависит от регистрации оже-электронов с энергией 2,82 кэВ, образующихся от электронов  $\beta$ -распада  $^{37}\text{Ag}$ . Счетчики имеют разрешение около 25% (полная ширина пика на половине его высоты) для электронов указанной энергии.

В типичном сеансе измерений наблюдается всего порядка 6 событий, которые имеют подходящие характеристики, соответствующие распаду  $^{37}\text{Ag}$ .

Распад  $^{37}\text{Ag}$  отчасти можно охарактеризовать энергией, выделяемой в счетчике оже-электронами, которые генерируются вслед за  $\beta$ -распадом ядер  $^{37}\text{Ag}$ . Распад характеризуется также коротким временем нарастания электронных импульсов, связанных с детек-

тированием их оже-электронами. Эти низкоэнергетические электроны обладают малым пробегом в газе — всего около 0,1 мм. В результате около сотни ионных пар, образовавшихся в данном событии, занимают вначале крайне малый объем. Короткое время нарастания импульса обусловлено скоплением оже-электронов на центральной нити пропорционального счетчика. Поэтому измерение времени нарастания позволяет отличить короткие импульсы оже-электронов при распаде  $^{37}\text{Ar}$  от более длительных импульсов, обусловленных электронами  $\beta$ -распада, электронами космических лучей и комптоновскими электронами. Импульс заряда от счетчика измеряется в течение короткого интервала времени, обычно около 10 нс. Заряд, накопленный за это время от быстро нарастающего импульса, подобного импульсу от распада  $^{37}\text{Ar}$ , будет больше, чем заряд, накопленный от медленно нарастающего импульса с той же энергией. С другой стороны, импульсы шума, как правило, имеют крайне короткие времена нарастания — короче тех, которые связаны с оже-электронами при распаде  $^{37}\text{Ar}$ .

Комбинированные измерения энергии и времени нарастания импульса оказались эффективным средством для отделения фона и использовались для выделения импульсов от распада  $^{37}\text{Ar}$  в наиболее чувствительных сеансах измерений. Каждый импульс фиксируется на плоскости с двумя координатными осями, одна из которых представляет измеренную энергию электрона, а другая — время нарастания импульса. Импульсы от фоновых источников и электронных шумов прибора, вообще говоря, занимают различные области на плоскости “энергия — время нарастания” по сравнению с импульсами от индуцированных нейтрино распадов  $^{37}\text{Ar}$ . Калибровка плоскости “энергия — время нарастания” проводится с помощью источника  $^{55}\text{Fe}$ , который испускает рентгеновские лучи с энергией 5,9 кэВ; импульсы от последних имеют малое время нарастания, сравнимое с временем нарастания импульса, регистрируемого от оже-электронов при распаде  $^{37}\text{Ar}$ . Хотя фон счетчика сильно понижается при использовании двумерной характеристики ожидаемых импульсов, оценки все же показывают, что небольшая доля импульсов в рассматриваемой области характеристик обусловлена фоновыми источниками (см. ниже).

Подсчет импульсов от распада  $^{37}\text{Ar}$  после каждого сеанса измерений проводится в течение примерно восьми месяцев и более, чтобы точно определить (нижнюю) величину фона конкретного счетчика, использованного в эксперименте. Счетчики, содержащие экспериментальные пробы  $^{37}\text{Ar}$ , примерно раз в два месяца проверяются с

помощью внешнего источника  $^{55}\text{Fe}$ , чтобы узнать, происходят ли в усилителях какие-либо изменения (увеличение или дрейф) коэффициента усиления. По существу весь радиоактивный  $^{37}\text{Ar}$  распадается в течение первых нескольких месяцев.

За более чем два десятилетия работы установки в системе счета было сделано много усовершенствований. Снижение фона было достигнуто благодаря использованию в счетчиках и других компонентах счетной системы материалов с низкой радиоактивностью, применению больших высококачественных кристаллов иодистого натрия NaI в качестве счетчика антисовпадений, а также посредством размещения счетной аппаратуры в подземной лаборатории шахты Хоумстейк, где счетчики были окружены толстой защитой (30 см Pb + 5 см Hg).

Результаты счета, полученные в данном сеансе в пределах приемлемой области значений энергии и времени нарастания импульса, анализировались методом максимального правдоподобия; детально эта процедура описана Кливлендом [181]. Для каждого сеанса принималось, что счет обусловлен постоянным фоном и постоянной скоростью генерации  $^{37}\text{Ar}$  при наличии единственной распадающейся компоненты. Были проделаны тесты на совместимость, которые позволили эмпирически показать, что период полураспада распадающейся компоненты равен периоду полураспада  $^{37}\text{Ar}$ , найденному по данным измерений методом максимального правдоподобия [см. ниже выражение (10.9)]. Однако для наиболее точного определения скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  в резервуаре было принято, что период полураспада распадающейся компоненты в точности равен 35 сут — периоду полураспада  $^{37}\text{Ar}$ . Функция правдоподобия вычисляется на основе зарегистрированных времен всех импульсов в пределах принятого диапазона их амплитуд и времени нарастания. Такая функция правдоподобия включает в себя как флуктуации, возникающие при генерации  $^{37}\text{Ar}$ , процессах его извлечения и химической обработки, так и флуктуации самого счета импульсов. Наиболее вероятными являются те значения скорости генерации и величины фона, которые максимизируют функцию правдоподобия. Необходимо, чтобы скорость генерации была нулевой или выше нуля; отрицательные значения исключаются. Это требование создает асимметрию при малых скоростях счета, которые следует оценивать методом Монте-Карло. Результаты многих сеансов измерений комбинируются путем перемножения отдельных функций правдоподобия, что дает комбинированную функцию правдоподобия.

Метод максимального правдоподобия для анализа данных был

развит в 1977 г.; все данные, полученные начиная с 1970 г., были проанализированы этим методом. Он неоднократно проверялся методом Монте-Карло, при этом варьировались скорость генерации  $^{37}\text{Ar}$  и скорость счета фона. Результаты такого численного моделирования показывают, что наиболее вероятные значения скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  и скорости счета фона хорошо согласуются с заданными входными значениями.

Фоновые скорости счета в счетчиках (от других источников, кроме  $^{37}\text{Ar}$ ) были получены методом максимального правдоподобия из анализа времен зарегистрированных событий. Средняя фоновая скорость счета за 61 сеанс наблюдений с 1970 по 1984 гг. оказалась равной  $0,033 \text{ сут}^{-1}$  при полном интервале ее изменений  $0 - 0,137 \text{ сут}^{-1}$ . Для опытов, выполненных начиная с 1984 г., средняя фоновая скорость счета составляет около  $0,010 \text{ сут}^{-1}$ , т. е. всего 3,6 отсчета в год!

Опыты проводились по довольно регулярному графику за весь период с 1969 по 1975 г. В течение 1976 г. была предпринята попытка проводить измерения более часто, каждые 35–50 сут. После 1976 г. измерения осуществлялись почти регулярно — по 6 сеансов в год, вплоть до 1985 г., когда наблюдения были временно прерваны из-за поломки двух насосов в системе циркуляции жидкости (в июле 1984 г. и в мае 1985 г.). В 1986 г. Университет шт. Пенсильвания принял на себя ответственность за эксперимент от Брукхейвенской национальной лаборатории, и в октябре 1986 г. регулярные наблюдения возобновились с одним новым насосом. Второй новый насос начал действовать в апреле 1988 г. Время от времени проводились специальные эпизодические наблюдения в поисках повышенных потоков нейтрино от солнечных вспышек и необычных астрономических событий.

#### Д. Фоновые события

Фоновые события представляют собой наиболее трудное препятствие в подавляющем большинстве нейтринных экспериментов. В отличие от лабораторных экспериментов в данном случае нельзя выключить источник и предполагать, что фон — это скорость счета, регистрируемая в отсутствие нейтринного излучения Солнца. Более того, частота событий мала, так что редкие фоновые события можно иногда принять за солнечный сигнал.

Имеются четыре общепризнанных основных источника фона для хлор-аргонового эксперимента: 1) мюоны космических лучей и про-

дукты их взаимодействий ( $\pi^\pm$ , быстрые протоны и нейтроны, испарительные протоны); 2) быстрые нейтроны от каменных стенок — за счет реакций типа  $(\alpha, n)$  и от спонтанного деления  $^{238}\text{U}$ ; 3) взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ураном и торием в перхлорэтилене; 4) нейтрино космических лучей.

Как полагают, главным источником фона являются каскады, порождаемые глубоко проникающими мюонами, которые сами генерируются космическими лучами в верхней атмосфере. Мюонные каскады содержат быстрые пионы, протоны и нейтроны; в конечном счете эти каскады частиц приводят к генерации  $^{37}\text{Ar}$  через  $(p, n)$ -реакции на  $^{37}\text{Cl}$ .

Фон от высокоэнергетических мюонов удалось оценить двумя независимыми способами: 1) экспонированием резервуаров с перхлорэтиленом  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  объемом 2271 л на более высоких уровнях в шахте и последующей экстраполяцией скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  на более низкий уровень, на котором размещен основной хлорный детектор; 2) умножением непосредственно измеренного вертикального потока мюонов на теоретическую оценку [676, 664] выхода  $^{37}\text{Ar}$  на 1 мюон при средней энергии мюона на глубине расположения  $^{37}\text{Cl}$ -детектора. Обе оценки фона оказались в хорошем согласии между собой, причем величина фона составляет

$$\text{Фон} = (0,08 \pm 0,03) \text{ сут}^{-1} [0,4 \pm 0,16 \text{ SNU}]. \quad (10.5)$$

Фон можно также измерить с помощью метода, в основе которого лежит процесс взаимодействия быстрых мюонов  $^{39}\text{K}(\mu^+; \mu^+ + n + p)^{37}\text{Ar}$ , изученный Файерманом и др. [259]. Предварительные результаты измерений, выполненных на глубине расположения хлорного детектора, согласуются с приведенной выше оценкой фона. Представляется возможным и необходимым с помощью  $^{39}\text{K}$  получить более точные оценки фона.

### 10.3. Результаты эксперимента

Роули, Кливленд и Дэвис [541] опубликовали результаты 61 сеанса наблюдений, выполненных за период 1970 — 1984 гг. В течение этих опытов было зарегистрировано 774 импульса, имеющих как ожидаемую энергию, так и соответствующее время нарастания. Методом максимального правдоподобия [181] (описанным в разд. 10.2.Г) эти импульсы были разделены на две группы — 435 из них оказались



импульсами фона, а остальные 339 зафиксировали распады атомов  $^{37}\text{Ar}$ .

Результаты 61 сеанса наблюдений приведены в табл. 10.3. Для каждого сеанса в этом списке указаны времена начала и конца экспозиции, а также среднее время экспозиции, которое определяется соотношением

$$t_{\text{сред}} = t_{\text{нач}} + (1/\lambda) \ln [1/2 + (1/2) \exp(\lambda t_{\text{кон}} - \lambda t_{\text{нач}})] \quad (10.6)$$

вместе с наиболее вероятным значением скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  и нижним и верхним пределами ошибок ( $1\sigma$ ). Величина  $t_{\text{сред}}$  представляет собой время, в течение которого была аккумулирована половина количества наблюдаемых атомов  $^{37}\text{Ar}$ . Это время полезно при анализе данных с целью поиска временных вариаций, особенно для экспериментов с большим периодом экспозиции.

На рис. 10.5 показаны результаты измерений для каждого из опытов. Вертикальными отрезками отмечены ошибки наблюдений ( $1\sigma$ ). Комбинированная скорость генерации  $^{37}\text{Ar}$  по 61 сеансу, полученная методом максимального правдоподобия, равна

$$\text{Скорость генерации} = 0,462 \pm 0,040 \text{ } ^{37}\text{Ar} \text{ атом/сут.} \quad (10.7)$$

Вычитая из (10.7) небольшой вклад фона, определяемый выражением (10.5), и переходя к солнечным нейтринным единицам (10.3), получаем скорость захвата нейтрино в резервуаре

$$\text{Скорость захвата} = (2,05 \pm 0,3) \text{ SNU.} \quad (10.8)$$

Путем независимой обработки тех же данных удалось оценить как период полураспада распадающейся компоненты, так и скорость ее генерации. Эта обработка дала наиболее вероятное значение периода полураспада

$$T_{\text{наилучшая оценка}} = 37 \pm 6 \text{ сут} \quad (10.9)$$

и скорость генерации  $0,45 \pm 0,05$  атомов  $^{37}\text{Ar}$  в сутки. Согласие между приведенным значением периода полураспада распадающейся компоненты и периодом полураспада  $^{37}\text{Ar}$  (35 сут) служит независимым доказательством того, что регистрируется действительно  $^{37}\text{Ar}$ .

Наблюдения были прерваны в 1985 г. в связи с тем, что последовательно вышли из строя два насоса системы циркуляции. Авария с первым насосом случилась в июле 1984 г., во время сеанса 85. Второй насос вышел из строя в мае 1985 г., в конце сеанса 89. Наблюдения

Таблица 10.3. Времена экспозиции и скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  в отдельных сеансах измерений с помощью хлорного детектора

Номер сеанса	Даты экспозиции, годы			Число атомов в сутки		
	Начало	Конец	Середина	Скорость генерации $^{37}\text{Ar}$	Нижний предел	Верхний предел
18	70.279	70.874	70.780	0.214	0.0	0.498
19	70.874	71.180	71.098	0.490	0.150	0.830
20	71.180	71.462	71.383	0.349	0.067	0.630
21	71.462	71.755	71.675	0.0	0.0	0.555
22	71.755	71.951	71.885	0.289	0.0	0.779
24	72.168	72.380	72.311	0.497	0.226	0.768
27	72.517	72.848	72.765	1.226	0.820	1.633
28	72.848	73.073	73.002	0.0	0.0	1.165
29	73.073	73.287	73.218	0.608	0.211	1.006
30	73.287	73.668	73.581	0.147	0.0	0.365
31	73.668	73.952	73.873	0.505	0.0	1.080
32	73.952	74.070	74.023	0.277	0.0	0.928
33	74.070	74.484	74.398	0.302	0.066	0.539
35	74.500	74.591	74.553	0.0	0.0	0.509
36	74.591	75.121	75.028	0.671	0.355	0.987
37	75.121	75.454	75.370	0.877	0.455	1.298
38	75.454	75.733	75.654	0.279	0.0	0.755
39	75.733	76.062	75.978	0.580	0.252	0.909
40	76.065	76.180	76.134	0.419	0.078	0.760
41	76.180	76.270	76.232	0.569	0.152	0.987
42	76.270	76.386	76.340	0.605	0.0	1.534
43	76.386	76.542	76.485	0.058	0.0	0.260
44	76.542	76.676	76.625	0.047	0.0	0.371
45	76.676	76.772	76.732	0.337	0.025	0.648
46	76.722	76.924	76.868	0.491	0.137	0.844
47	76.924	77.076	77.020	0.979	0.583	1.376
48	77.076	77.290	77.221	0.407	0.138	0.676
49	77.290	77.385	77.345	1.075	0.593	1.558
50	77.385	77.594	77.526	0.910	0.588	1.232
51	77.594	77.824	77.754	0.849	0.525	1.173
52	77.824	78.054	77.982	0.558	0.308	0.867
53	78.054	78.284	78.212	0.200	0.0	0.404

Продолжение табл. 10.3

Номер сеанса	Даты экспозиции, годы			Число атомов в сутки		
	Начало	Конец	Середина	Скорость генерации $^{37}\text{Ar}$	Нижний предел	Верхний предел
54	78.361	78.595	78.523	0.626	0.365	0.887
55	78.595	78.827	78.755	0.468	0.162	0.774
56	78.827	79.051	78.980	0.583	0.546	1.160
57	79.051	79.150	79.110	0.215	0.0	0.668
58	79.150	79.375	79.304	0.853	0.295	1.410
59	79.375	79.586	79.517	0.237	0.034	0.439
60	79.586	79.818	79.746	0.0	0.0	0.158
61	79.818	80.065	79.991	0.090	0.0	0.387
62	80.065	80.281	80.211	0.023	0.0	0.254
63	80.281	80.451	80.391	0.0	0.0	0.325
64	80.451	80.604	80.548	0.488	0.222	0.754
65	80.604	80.739	80.687	0.224	0.0	0.649
66	80.739	80.892	80.836	0.361	0.0	1.614
67	80.892	81.059	80.999	0.319	0.051	0.588
68	81.059	81.290	81.218	0.359	0.175	0.544
69	81.290	81.519	81.448	0.477	0.166	0.788
70	81.519	81.673	81.616	0.081	0.0	0.301
71	81.673	81.826	81.770	1.209	0.844	1.574
72	81.826	81.966	81.913	0.636	0.337	0.935
73	81.966	82.210	82.136	0.077	0.0	0.228
74	82.210	82.361	82.305	0.478	0.237	0.720
75	82.361	82.810	82.719	0.503	0.176	0.830
76	82.810	83.040	82.968	0.475	0.144	0.806
77	83.040	83.194	83.137	0.461	0.237	0.684
78	83.194	83.366	83.305	0.752	0.465	1.040
79	83.366	83.531	83.471	0.604	0.332	0.875
80	83.531	83.654	83.606	0.824	0.299	1.348
81	83.654	83.884	83.812	0.330	0.089	0.571
82	83.884	84.095	84.026	0.545	0.257	0.832
Среднее по 61 сеансу				0.462	0.421	0.502

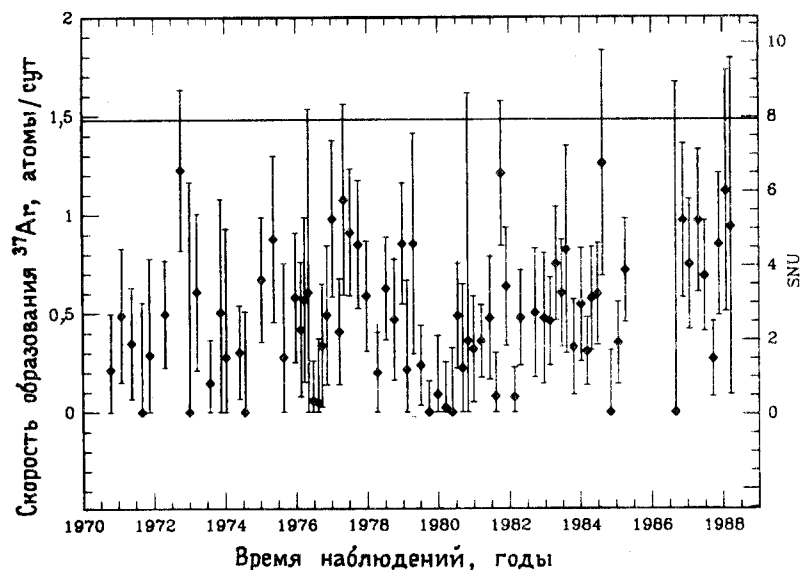


Рис. 10.5. Результаты наблюдений солнечных нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте. Более подробно с этими результатами можно ознакомиться в работах [58, 182, 207–209, 211–214, 541] и в разд. 10.6. Этот рисунок содержит данные более поздних измерений (циклы 83–99), обсуждаемых в разд. 10.6 (они были любезно предоставлены автору Р. Дэвисом-мл. и Б. Кливлендом). Горизонтальная линия, пересекающая верхнюю часть рисунка на уровне 7,9 SNU, соответствует предсказанию стандартной модели.

возобновились в октябре 1986 г. (сеанс 90) с одним насосом. Второй насос был введен в действие в апреле 1988 г. (сеанс 99).

После восстановления насосов в конце 1986 г. была осуществлена серия новых измерений. Эти измерения позволили получить дополнительную информацию о возможной временной зависимости скорости захвата (см. разд. 10.5 и 10.6).

## 10.4. Сопоставление теории с экспериментом: возможные следствия

На рис. 10.5 показаны результаты всех сеансов измерений за период 1970–1988 гг. в сравнении с теоретическим значением скорости счета, вычисленной по формуле (10.2).

### А. Поток борных нейтрино

Хлор-аргоновый эксперимент позволяет установить допустимый диапазон для потока электронных нейтрино, которые достигают Земли после  $\beta$ -распада  ${}^8\text{B}$  в недрах Солнца. Отношение наблюдаемого потока борных нейтрино к расчетному является очень важной величиной, которую следует сравнивать с моделями слабых взаимодействий, чтобы выяснить, происходит ли что-нибудь с нейтрино на пути от центра Солнца до Земли. Однако переход от экспериментального предела к желаемому отношению наблюдаемого и ожидаемого потоков зависит от того, какие предположения при этом принимаются. Это видно из следующего рассмотрения.

Экспериментальный результат, представленный величиной (10.8), можно записать в качестве предела на поток борных нейтрино, если разделить скорость счета в SNU на эффективное сечение поглощения, приведенное в табл. 8.2. Пренебрегая в данный момент всеми расчетными неопределенностями, получаем

$$\phi({}^8\text{B})_{\text{без ошибок}} \leq 2,0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}; \quad (10.10)$$

предельное значение справа составляет около одной трети потока  $5,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , найденного из стандартной модели.

Если вместо этого предположить, что поток борных нейтрино ограничен на уровне  $3\sigma$  от *полной* наблюдаемой скорости счета, т. е. 1 SNU, то получим *консервативный* верхний предел для потока борных нейтрино. Принимая такое консервативное предположение, можно записать

$$\phi({}^8\text{B})_{\text{набл}} \leq 2,7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10.11)$$

Предел, представленный соотношением (10.11), примерно в два раза меньше наилучшей оценки ожидаемого потока, приведенной в гл. 6.

Поскольку теоретические неопределенности значительно превышают ошибки наблюдений, можно установить консервативный пре-

дел для “недостающего потока”, если вместо наилучшей оценки, вытекающей из стандартной солнечной модели, использовать значение, полученное вычитанием расчетной суммарной теоретической неопределенности (см. табл. 6.5 и разд. 8.3 и 8.4) из наилучшей оценки. Для “теоретического нижнего предела” имеем

$$\phi_{\text{теор}} \geq 3,7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.12)$$

что примерно в 1,9 раз превышает верхний экспериментальный предел (10.10).

Имеется и другая крайняя возможность. Экспериментальный результат, представленный соотношением (10.10), не противоречит *отсутствию* наблюдаемого потока борных нейтрино. В случае стандартной солнечной модели вклад всех нейтрино, кроме борных, составляет 1,8 SNU (см. табл. 10.1), что согласуется с наблюдаемой скоростью захвата.

В принципе наблюдаемая скорость счета могла быть полностью или частично обусловлена взаимодействиями, вызванными какими-то другими причинами, а не нейтрино из недр Солнца. Если предположить (см., например, [209]), что существуют физические вариации частоты событий, связанные, например, с циклом солнечных пятен или с солнечными вспышками, то не исключено, что наблюдаемая скорость счета соответствует завышенной оценке скорости захвата нейтрино, генерируемых в процессе нуклеосинтеза в ядре Солнца. Если эта гипотеза верна, то хлор-аргоновый эксперимент не позволяет получить каких-либо доказательств того, что поток борных нейтрино был действительно зарегистрирован.

По этим причинам экспериментальный предел отношения наблюдаемого потока борных нейтрино к ожидаемому значению находится в интервале

$$0 \leq \left( \frac{\phi({}^8\text{B})_{\text{набл}}}{\phi({}^8\text{B})_{\text{теор}}} \right) \leq 0,5. \quad (10.13)$$

Значение  $\phi({}^8\text{B})_{\text{теор}}$ , используемое в соотношении (10.13), — это самое низкое расчетное значение, которое согласуется с полным теоретическим диапазоном, описанным в гл. 6 и 7, а именно со значением (10.12).

### Б. Следствия для моделей эволюции звезд

Если по пути от недр Солнца до Земли с солнечными нейтрино не происходит никаких превращений, то в стандартной теории эволю-

ции звезд содержится какая-то ошибка. Расхождение между расчетной и наблюдаемой скоростями счета в хлор-аргоновом эксперименте существует уже в течение двух десятилетий. Опубликованы сотни статей, в которых описываются результаты расчетов по уточнению входных параметров, дается улучшенная трактовка некоторых аспектов стандартной модели или приводятся новые экспериментальные определения величин, которые используются для развития стандартной солнечной модели. Несмотря на интенсивные усилия многих исследователей, противоречие остается. Количественную оценку неопределенности удалось улучшить [см. (10.1)], однако экспериментальные и теоретические значения все еще расходятся.

Мне представляется вполне вероятным, что объяснение проблемы солнечных нейтрино не будет тривиальным, если оно лежит в сфере астрофизики. В чем бы ни состояла ошибка, она должна быть достаточно тонкой и может благотворно повлиять на другие аспекты теории звездной эволюции.

Эксперименты по детектированию солнечных нейтрино представляют собой решающую проверку теории звездной эволюции. О Солнце мы знаем больше, чем о любой другой звезде. Более того, Солнце находится на главной последовательности, т. е. на простейшей стадии звездной эволюции, на которой водород постепенно превращается в гелий квази стационарным образом. Если мы не понимаем, как светит Солнце, то вполне вероятно, что мы поняли неправильно и более сложные (экстравагантные) стадии звездной эволюции, например образование звезд-гигантов, эволюцию нормальных звезд в вырожденные звезды (белые карлики или нейтронные звезды) или черные дыры, а также генерацию тяжелых элементов во время взрывов звезд. Многое из того, что при интерпретации астрономических наблюдений считается само собой разумеющимся, будет окутано облаком сомнений до тех пор, пока мы уверенно не узнаем, потребуется ли для объяснения проблемы солнечных нейтрино привлекать новые астрофизические представления.

Во всем предыдущем рассмотрении в настоящей главе предполагалось правильным одно фундаментальное предсказание стандартной солнечной модели, а именно то, что почти вся светимость Солнца обусловлена цепочкой  $pp$ -взаимодействий. Этот результат не очевиден, поскольку звезды с массами чуть больше солнечной, согласно теории, горят в первую очередь за счет CNO-цикла. Действительно, еще Бете [115] в своей эпохальной статье о генерации ядерной энергии предполагал, что в недрах Солнца преобладает CNO-цикл. Чтобы достигнуть точного разграничения в целом между  $pp$ -цепочкой и

CNO-циклом, необходимо сконструировать точные и детальные численные модели для эволюции звезд главной последовательности.

Если в противоположность предсказанию стандартной модели выдвинуть гипотезу о том, что CNO-цикл является первичной модой генерации солнечной энергии, то на основе только этого предположения можно оценить ожидаемую скорость счета в хлор-аргоновом эксперименте. Можно показать [43, 44], что, если преобладает CNO-цикл,

$$\text{Скорость счета} = 28 \text{ SNU}. \quad (10.14)$$

Теоретики звездной эволюции могут испытывать некоторое удовлетворение тем, что эта очень большая скорость счета — 28 SNU, — полученная в предположении о преобладании CNO-цикла, на самом деле не наблюдается. Хотя кое-что в приведенных рассуждениях может быть ошибочным, мы, возможно, получили также и правдоподобный результат.

С учетом наблюдаемой скорости захвата (10.8) и эффективных сечений поглощения нейтрино (табл. 8.2) можно установить верхний предел потока нейтрино от CNO-цикла. Принимая естественное предположение о том, что потоки нейтрино от изотопов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  одинаковы, получаем

$$\phi(\text{CNO}) \leq 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10.15)$$

Верхний предел, даваемый этим соотношением, не более чем в 6 раз превышает значение, ожидаемое согласно стандартной модели (см. табл. 6.5). Соответствующий верхний предел для потока нейтрино от распада  $^7\text{Be}$  равен

$$\phi(^7\text{Be}) \leq 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10.16)$$

Наблюдательный верхний предел для потока бериллиевых нейтрино всего в три раза больше, чем поток, предсказываемый стандартной моделью.

Верхние пределы для потоков нейтрино от распада  $^7\text{Be}$  и от CNO-цикла, определяемые соотношениями (10.15) и (10.16), налагают важные ограничения на модели солнечных недр.

Основная  $pp$ -реакция находится ниже порога для хлор-аргонового эксперимента. Однако поток относительно редких  $pp$ -нейтрино [реакция 2 в табл. 3.1; см. также выражение (6.2)] тесно связан с потоком  $pp$ -нейтрино. К сожалению, скорость захвата нейтрино от этого фундаментального источника слишком мала, чтобы превысить

уровень фона. В стандартной модели для пер-нейтрино мы имеем (см. табл. 10.1)

$$\text{Скорость захвата} = 0,2 \text{ SNU}. \quad (10.17)$$

Наблюдаемую скорость захвата  $\sim 2 \text{ SNU}$  можно получить в некоторых нестандартных моделях, которые описываются в гл. 5. Каждая из них требует применения по меньшей мере одного неправдоподобного допущения. Невозможно доказать, что все нестандартные модели неправильны, хотя никто пока не выдвинул привлекательной альтернативы стандартной солнечной модели, которая была бы в согласии с тем, что мы знаем из лабораторных экспериментов и астрономических наблюдений. Радикальный характер (с точки зрения звездной эволюции) некоторых из предлагаемых альтернатив стандартной солнечной модели (см. гл. 5) показывает, сколь важную роль играет проблема солнечных нейтрино для астрофизической теории.

## В. Ограничения на космологическую плотность энергии

Наблюдаемую скорость захвата можно использовать для установления верхнего предела плотности энергии  $\rho(q)$  гипотетического фона космологических нейтрино. Мы имеем следующее соотношение [42]:

$$\rho(q) \leq \frac{(3 \text{ SNU})q}{c\sigma(q)}, \quad (10.18)$$

где использован верхний предел  $3\sigma$  для наблюдаемой скорости счета из (10.8). Следовательно, плотность замыкания, точнее долю  $\Omega$  плотности вещества, которая могла бы существовать в форме нейтрино с энергией  $q$  в модели замкнутой Вселенной, можно записать в виде

$$\Omega(q) \leq 0,084 \left[ \left( \frac{q}{10 \text{ МэВ}} \right) \left( \frac{10^{-42} \text{ см}^2}{\sigma(q)} \right) h^2 \right], \quad (10.19)$$

где  $h$  — постоянная Хаббла в единицах  $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ . Подставляя в (10.19) соответствующие эффективные сечения  $\sigma(q)$  из столбца 3 табл. 8.4, находим, например,  $\Omega(10 \text{ МэВ}) \leq 0,03h^2$  и  $\Omega(30 \text{ МэВ}) \leq 0,004h^2$ . Таким образом, Вселенная не может быть замкнутой за счет высокоэнергетических нейтрино — факт не удивительный, но тем не менее факт.

## Г. Следствия для физики частиц

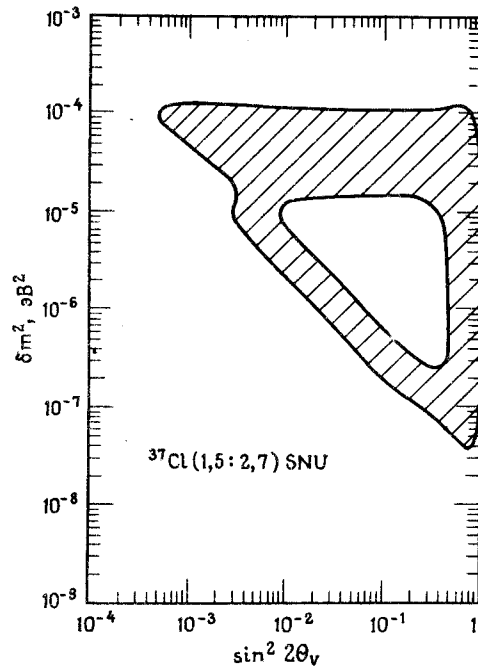
Солнце обеспечивает хорошо коллимированный пучок низкоэнергетических нейтрино, с помощью которых с исключительно высокой чувствительностью можно исследовать фундаментальные свойства нейтрино. Во многих предложенных моделях физики частиц электронное нейтрино  $\nu_e$ , которое образуется при лабораторном  $\beta$ -распаде или в реакциях ядерного синтеза в недрах Солнца, не является массовым собственным состоянием. Вместо этого  $\nu_e$  представляет собой линейную комбинацию двух (или более) массовых собственных состояний [303]. В предложенных моделях имеется разность фаз, или угол осцилляции, который отражает смешивание двух собственных состояний в процессе распространения  $\nu_e$  от Солнца к Земле. Фазовый угол  $\phi$  можно записать в виде (см. разд. 9.2.Б)

$$\phi = \frac{\pi R}{L_V} = 1,9 \cdot 10^{11} \left( \frac{1 \text{ МэВ}}{E} \right) \left( \frac{\delta m^2}{\text{эВ}^2} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ а.е.}} \right), \quad (10.20)$$

где 1 а.е. — расстояние между Землей и Солнцем и  $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ . Таким образом, эксперименты по обнаружению низкоэнергетических солнечных нейтрино в принципе являются чувствительными к очень малым разностям квадратов масс, вплоть до  $10^{-12} \text{ эВ}^2$ .

Было сделано много предположений относительно того, каким превращениям подвергаются нейтрино в процессе длительного распространения в солнечном веществе и межпланетном пространстве. Обзор предположений, которые обсуждаются чаще всего, приведен в гл. 9; к ним относятся осцилляции нейтрино в вакууме (или осцилляции, усиленные наличием вещества), наличие большого дипольного момента нейтрино и распада нейтрино. Чтобы решить, какая из этих идей верна (если таковая вообще существует), необходимо осуществить диагностические эксперименты, которые позволят проверить как форму энергетического спектра, так и флейворное содержание (тип нейтрино) потока частиц, достигающих Земли. В настоящий момент нельзя сказать с уверенностью, нуждается ли проблема солнечных нейтрино в новой физике.

Наиболее популярным в настоящее время объяснением проблемы солнечных нейтрино является МСВ-эффект, который обсуждается в разд. 9.2. На рис. 10.6 показана 95%-ная доверительная область для МСВ-эффекта в плоскости  $\delta m^2 - \sin^2 2\theta_V$ , где  $\theta_V$  — угол смешивания в вакууме, определенный в разд. 9.1. Заштрихованная область определялась с использованием 1000 стандартных солнечных моделей, полученных при численном моделировании методом Монте-



**Рис. 10.6. МСВ-эффект.** На рисунке показана 95%-ная доверительная область в плоскости  $\delta m^2 - \sin^2 2\theta_\nu$ , где  $\theta_\nu$  — угол смешивания в вакууме, определенный в разд. 9.1. Заштрихованная область определялась с использованием 1000 стандартных солнечных моделей, полученных при численном моделировании методом Монте-Карло (см. разд. 7.5). Если считать, что стандартная солнечная модель верна (и неопределенности, оцененные в гл. 7, остаются в силе), а МСВ-эффект является единственным приложением новой физики к обсуждаемой проблеме за пределами стандартной модели электро-слабых взаимодействий, то область параметров вне заштрихованной площади на рис. 10.6 можно исключить из рассмотрения. Расчеты для этого рисунка были выполнены Хакстоном (см. [67]).

Карло (см. разд. 7.5). Если считать, что стандартная солнечная модель верна (и неопределенности, оцененные в гл. 7, остаются в силе), а МСВ-эффект является единственным приложением новой физики к обсуждаемой проблеме за пределами стандартной модели электро-

слабых взаимодействий, то область параметров вне заштрихованной площади на рис. 10.6 можно исключить из рассмотрения.

## 10.5. Изменяются ли потоки солнечных нейтрино со временем?

Согласуется ли частота событий, регистрируемых в хлор-аргоновом эксперименте, со статистическими флуктуациями? Или существует заметная зависимость частоты от времени? Имеется ли корреляция с сезоном года или интенсивностью солнечных космических лучей? Означает ли временная последовательность наблюдаемых событий, что нейтрино имеет магнитный момент конечной величины и что наблюдаемая частота событий определяется конфигурацией солнечных магнитных полей вдоль луча зрения (как предположили авторы работ [641, 642])?

Ответы на поставленные выше вопросы очень важны. Если наблюдаемая скорость захвата зависит от времени, то регистрируемая частота событий не отражает настоящую нейтринную светимость солнечных недр. Типичные временные масштабы для изменений физических условий на Солнце превышают время Кельвина — Гельмгольца, которое составляет  $\sim 10^7$  лет [см. выражение (2.1) в гл. 2 настоящей книги]. Важные ветви pp-цепочки имеют временные масштабы  $\gtrsim 10^4$  лет (см. табл. 3.1). Следовательно, если скорость захвата нейтрино изменяется на каком-то временном масштабе, доступном экспериментальному изучению по наблюдениям на Земле, то по всей вероятности, результаты хлор-аргонового эксперимента не сообщают нам прямого или простого факта, касающегося солнечных недр. Здесь замешано что-то другое, а не астрофизика. В этом случае значительно усиливаются аргументы в пользу привлечения физики частиц для объяснения проблемы.

Статистический анализ и интерпретация данных усложняются и становятся спорными из-за того, что сигнал мал (несколько отсчетов за сеанс наблюдений), а сами наблюдения проводились нерегулярно. Кроме того, периоды некоторых изменений, рассматриваемых в литературе, сравнимы с полной временной протяженностью ряда данных. Необходимо получить больше данных и попытаться провести подтверждающие наблюдения с помощью новых детекторов.

Рассмотрение в этом разделе отражает две точки зрения, которые подчеркивают различные стороны вопроса. Эти две точки зрения, которые можно обозначить соответственно как “стимулирующую” и “консервативную”, отражены в работе Дэвиса [209] (см. также [541])

и в статье Бакала, Филда и Пресса [61]. Ниже мы объясним то, каким образом одни и те же статистические данные интерпретируются несовместимыми на вид методами с двух точек зрения.

Временная зависимость скорости захвата нейтрино исследовалась несколькими различными методами. Заинтересованным читателям следует ознакомиться с работами [105, 244, 281, 316, 374, 402, 519, 600].

### А. Скорость счета и числа солнечных пятен

Базилевская, Стожков и Чарахчян [106], а также Дэвис [209] описали отчетливо проявляющуюся корреляцию между числом солнечных пятен и скоростью захвата солнечных нейтрино. Эту корреляцию иллюстрирует рис. 10.7. Следуя Дэвису [209], мы построили этот рисунок по данным 61 сеанса наблюдений, приведенным в табл. 4 из работы [541]. Среднемесячные значения числа солнечных пятен взяты из бюллетеня Solar Geophysical Data за 1985–1986 гг. Ссылки на более ранние исследования возможной зависимости скорости счета  $^{37}\text{Ar}$  от числа пятен можно найти в статьях [209, 282]. В разд. 9.3 обсуждается возможная теоретическая интерпретация предполагаемой корреляции на основе гипотезы о наличии у нейтрино большого магнитного момента.

На рис. 10.7 показаны числа солнечных пятен и скользящие усредненные по 5 точкам (5 сеансам наблюдений) значения скорости захвата нейтрино [число захватов в сутки, которое линейно связано с SNU соотношением (10.3)]. Скорости счета нейтрино были сглажены в соответствии с работой Дэвиса [209], поскольку результаты отдельных сеансов измерений образуют довольно зашумленный ряд данных. Масштаб по шкале ординат для числа пятен выбран произвольно. С точки зрения удобства визуального сопоставления данных на рис. 10.7 выбран одинаковый размах кривых от минимума до максимума для пятен и скорости счета  $^{37}\text{Ar}$  за сутки. Также для удобства кривая солнечных пятен построена таким образом, чтобы число пятен уменьшалось от верхней к нижней части рис. 10.7, в то время как для скорости захвата использована более удобная шкала с большими значениями в верхней части рисунка.

Антикорреляция между скоростью генерации атомов  $^{37}\text{Ar}$  и числом солнечных пятен на рис. 10.7 очевидна. Дэвис [209] указал, что в период с 1977 г. (соответствующего началу 21-го солнечного цикла) до 1983 г. коэффициент корреляции между среднегодовой скоростью генерации  $^{37}\text{Ar}$  и числом пятен составляет 0,94. Изменение скорости

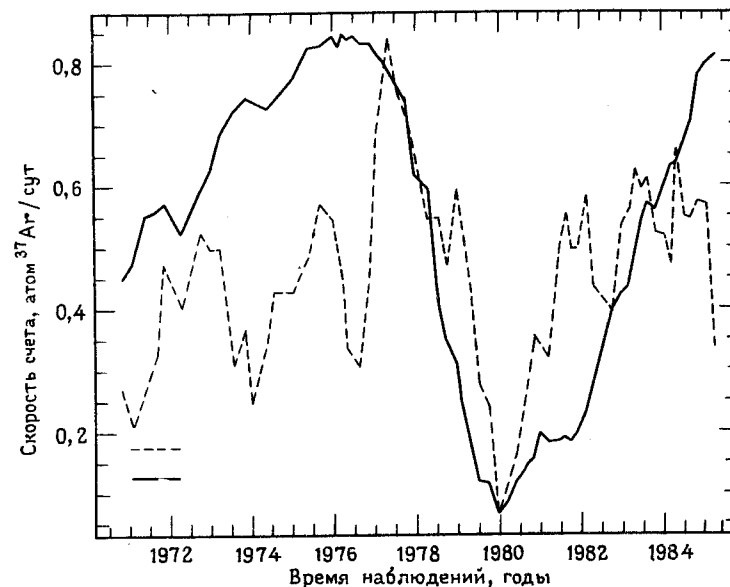


Рис. 10.7. Скорость счета хлор-аргонового детектора и число солнечных пятен. На рисунке показаны среднемесячные значения числа солнечных пятен (сплошная кривая) в сопоставлении со скользящими средними значениями скорости счета (штриховая кривая) по календарным годам. Шкала для солнечных пятен по оси ординат задана произвольно и является перевернутой (малые числа пятен приведены в верхней части рисунка), а размах обеих кривых от максимума до минимума выбран одинаковым.

генерации за трехлетний период (1977–1980 гг.) соответствует уменьшению скорости счета от 0,84 атом/сут (4,4 SNU) до 0,1 атом/сут (0,5 SNU), что по существу равно фоновой скорости счета, обусловленной космическими лучами (0,4 SNU). После этого уменьшения скорость генерации  $^{37}\text{Ar}$  постепенно восстанавливается по мере спада солнечной активности.

Самой примечательной особенностью наблюдаемой корреляции является тот факт, что скорость захвата очень близка к фоновому уровню [0,1 захват в сутки; см. выражение (10.5)] для четырех точек наблюдения вблизи 1980,0 г.

Является ли обнаруженная корреляция реальной? Дэвис [209]

считает, что статистическая значимость эффекта, обнаруженного на рис. 10.7, составляет около 5 стандартных отклонений. Более того, он подчеркивает, что наибольшие изменения проявляются в характерный период, когда активность Солнца находится в минимуме. Однако Бакал, Филд и Пресс [61], анализируя те же данные, пришли к заключению, что корреляция в конечном счете не является значимой.

Каким образом можно сделать столь разные выводы на основе одних и тех же фактов? В последующем изложении показано, что существуют различные правдоподобные пути рассмотрения данных.

Рассмотрим гипотетическое линейное соотношение между скоростью захвата нейтрино и числом солнечных пятен ( $W$ ):

$$\text{SNU} = a + b \times W. \quad (10.21)$$

Простейшая статистическая проверка гипотезы (10.21) сводится к исследованию вопроса, является ли  $\chi^2$ -распределение для соотношения (10.21) значимым или нет. Числовые значения пар переменных (скорость захвата, солнечные пятна) можно заимствовать из статьи Роули и др. [541]. Достаточно примечательным является то обстоятельство, что значимость корреляции сильно зависит именно от того, как производятся оценки стандартных отклонений, связанных с каждым измерением скорости счета. В статье Кливленда [181] оценки верхнего и нижнего пределов ошибок по методу максимального правдоподобия являются разными. Причина такой асимметрии кроется в том, что Кливленд не допускает отрицательных значений для скорости захвата нейтрино.

Бакал и др. [60, 61] вводят две различные оценки индивидуальных стандартных отклонений, а именно: 1) *среднюю ошибку*, которая равна половине разности между верхним и нижним пределами, приведенными Роули и др. [541], и 2) *максимальную ошибку*, которая равна разности между верхним пределом и наилучшей оценкой ошибки. В подавляющем большинстве экспериментальных ситуаций, в которых скорость счета велика, наблюдатели дают симметричные оценки неопределенностей; в этом случае средняя ошибка равна максимальной ошибке.

Нулевая гипотеза состоит в том, что скорость захвата является постоянной во времени ( $b = 0$ ). На пределе достоверности (на 2%-ном уровне значимости) эту гипотезу можно отбросить для средних ошибок. Однако для максимальных ошибок нулевая гипотеза (на 61%-ном уровне значимости) не может быть отвергнута.

Читателю сразу же станет ясно, каким образом можно согласовать обе точки зрения с цитируемым выше результатом. "Стимулирующая" точка зрения Дэвиса интерпретирует 2%-ный уровень значимости для отбрасывания нулевой гипотезы как количественное подтверждение кажущейся корреляции. Согласно Дэвису, 2%-ный уровень является результатом, сильно наводящим на размышления. Однако на меня производит впечатление тот факт, что результаты чувствительно зависят от способа оценки ошибок. Даже при наиболее благоприятной интерпретации ошибок 2%-ный уровень значимости для отбрасывания гипотезы о постоянстве потока нейтрино уже является *высоким*. Поскольку *a priori* не было физической причины для ожидания антикорреляции с числом солнечных пятен, в поисках возможной корреляции можно было бы рассмотреть (возможно, это уже делалось) большое количество различных переменных. На мой взгляд, это делает 2%-ный уровень значимости, по видимому, неубедительным.

Поскольку  $\chi^2$ -распределения весьма сильно зависят от предполагаемых гауссовых ошибок, Бакал, Филд и Пресс [61] нашли также другой способ проверки статистической значимости, который меньше зависит от модели рассматриваемого процесса. Для нулевой гипотезы, согласно которой скорость захвата не меняется со временем, данные (независимо от распределения их ошибок) должны быть статистически инвариантными относительно перемешивания во времени до тех пор, пока сохраняется парная связь между каждым измерением и его стандартным отклонением. Исходя из этого, Бакал и др. [61] в случайном порядке переставили данные 1000 раз. При каждой перестановке они для проверки связи скорости счета с числами солнечных пятен использовали аппроксимацию типа (10.21), а затем сравнивали соответствующие значения  $\chi^2$  для перемешанных и исходных данных. Этот тест свидетельствует о приемлемости нулевой гипотезы: скорость захвата нейтрино не зависит от времени.

Аппроксимация реальных данных выражением (10.21) оказывается лучше, чем для перемешанных данных, во всех вариантах перемешивания, за исключением 5% случаев. Этот результат подтверждает заключение Дэвиса [209] (хотя и не на предполагаемом крайне высоком уровне значимости) о том, что между скоростью захвата и числом солнечных пятен существует заметная корреляция. Однако, на мой взгляд, уровень значимости является недостаточно низким, чтобы уверенно оправдать отбрасывание нулевой гипотезы об отсутствии временных вариаций.

Насколько прочным после анализа совокупности данных является



ся вывод о том, что здесь существует корреляция? Не очень. Если исключить четыре низкие скорости захвата нейтрино вблизи 1980 г. и провести идентичный статистический анализ (с перемешиванием данных), то окажется, что наиболее вероятное значение скорости захвата практически не зависит от числа солнечных пятен. Действительно, 86% перемешанных совокупностей данных о скорости захвата согласуются с данными по солнечным пятнам лучше, чем реальные данные наблюдений (см. [60, 61]).

Предполагаемая корреляция между скоростью захвата нейтрино и числом солнечных пятен почти полностью определяется четырьмя малыми значениями скорости счета вблизи начала 1980 г. Я считаю, что такая чувствительность к небольшому числу точек означает, что корреляция вряд ли является физически реальной. С другой стороны, придерживаясь "стимулирующей" точки зрения, можно возразить, что четыре исключенные точки являются надежными и представляют особую важность, поскольку они получены вблизи максимума солнечной активности.

В любом случае читатель может заметить, что имеет место некоторая аналогия между данной полемикой и традиционной первопричиной академических споров, а именно: что является более правильным — описывать чашку кофе как полупустую или как заполненную наполовину?

## Б. Связь с солнечными вспышками

Базилевская и др. [106], а также Дэвис [209] предположили, что солнечные вспышки, возможно, дают всплески нейтрино, которые проявляются в хлор-аргоновом детекторе в виде необычно больших возрастаний скорости счета. Этот результат потенциально очень важен, поскольку обычные теоретические расчеты указывают на то, что, хотя в деталях динамика вспышки остается неясной, энергии нейтрино, генерируемых вспышками, недостаточно для того, чтобы дать значимый сигнал в хлор-аргоновом детекторе [61, 412]. Более того, многие из предлагаемых теоретических интерпретаций хлор-аргонового эксперимента пришлось бы пересмотреть, если бы оказалось, что часть наблюдаемой скорости счета  $\sim 2$  SNU была обусловлена нейтрино, генерированными солнечными вспышками на поверхности Солнца, а не нейтрино, генерированными в реакциях ядерного синтеза в солнечных недрах.

В последующем рассмотрении мы подведем итоги экспериментального доказательства связи между солнечными вспышками и ско-

ростью захвата нейтрино в хлор-аргоновом детекторе (см. [209], где данные наблюдений обсуждаются более подробно). Сеанс наблюдений под номером 27 — сеанс с наивысшей скоростью счета — совпал по времени с серией мощных солнечных вспышек в августе 1972 г. К сожалению, вспышки произошли ближе к началу экспозиции, так что большинство атомов  $^{37}\text{Ar}$ , которые могли образоваться благодаря вспышкам, по-видимому, распались раньше, чем закончилось извлечение аргона. Тем не менее Базилевская и др. [106] отметили, что в сеансе 71 также могла быть зарегистрирована повышенная скорость счета благодаря всплеску высокоэнергетических протонов, генерированных Солнцем в октябре 1981 г. При извлечении  $^{37}\text{Ar}$  за этот период была действительно зафиксирована повышенная скорость счета. Дэвис в табл. 2, приведенной в его статье [209], перечисляет еще несколько солнечных вспышек, для которых наблюдался избыток атомов  $^{37}\text{Ar}$  в резервуаре. Однако не все большие солнечные вспышки давали избыток  $^{37}\text{Ar}$ , а неопределенность в числе атомов во всех случаях остается большой. Если бы вспышечные события были ответственны за превышение скорости захвата над средним значением, то приблизительное количество атомов  $^{37}\text{Ar}$ , образовавшихся в детекторе, в сеансах 27, 51 и 71 составило бы соответственно  $250 \pm 130$ ,  $20 \pm 15$  и  $56 \pm 30$ . Согласно Дэвису [209], численное моделирование данных методом Монте-Карло указывает на то, что на каждые 60 сеансов наблюдений можно ожидать 1–2 сеанса с такой же высокой скоростью счета, как в сеансах, которые могли коррелировать со вспышками.

Достаточно провести простой расчет, чтобы подтвердить результат, полученный Лингенфелтером и др. [412]: не следует ожидать, что нейтрино от солнечных вспышек образуют значимое число событий в хлор-аргоновом детекторе. Суммарная энергия мощных вспышек в августе 1972 г. составляла около  $10^{33}$  эрг [411]. Если принять в качестве крайнего верхнего предела, что вся эта энергия преобразовалась в энергию нейтрино от  $\pi$ - и  $\mu$ -распада, то вблизи Земли можно было бы ожидать поток электронных нейтрино с флюенсом около  $10^{9,5}$  см $^{-2}$ . Такой флюенс  $\nu_e$  соответствует образованию в резервуаре всего одного атома  $^{37}\text{Ar}$ , что более чем на два порядка величины меньше значения, которого следовало бы ожидать согласно оценкам Дэвиса для объяснения высокой скорости счета в сеансе 27. Более детальные расчеты, основанные на современном понимании солнечных вспышек, дают значительно меньшие значения ожидаемого флюенса вспышечных нейтрино (см. [412]).

Мог ли хлор-аргоновый детектор откликнуться на генерацию мезонов или излучателей высокоэнергетических позитронов в атмосфере

ре Земли за счет вторжения вспыхивающих частиц? Мыслимый механизм такого эффекта заключается в том, что космические лучи на пути к Земле модулируются солнечным ветром. Однако количественные оценки с применением этого механизма показывают, что он непригоден для объяснения сеансов с высокими скоростями счета в хлор-аргоновом эксперименте. Гэссер и Станев [276] показали, что вторичных частиц космических лучей, распадающихся в полете с образованием высокоэнергетических нейтрино, совершенно недостаточно для того, чтобы объяснить предполагаемый эффект: их поток по меньшей мере на три порядка ниже необходимого значения. Де ла Зерда-Лернер и О'Брайен [218] рассчитали поток нейтрино от позитронов, испускаемых радиоактивными изотопами, которые образуются при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, и показали, что интенсивность потока позитронных нейтрино падает очень круто и на девять порядков величины ниже значения, необходимого для объяснения рассматриваемой корреляции.

### В. Проверки вспыхивающей гипотезы

Существует ли какой-то неизвестный механизм модуляции потока нейтрино, работающий на Солнце или в атмосфере Земли? Необходимы дальнейшие наблюдения, чтобы прояснить вопрос, является ли предполагаемое повышение скорости счета нейтрино реальным, и если это так, то как оно зависит от характеристик вспыхивающих в оптическом диапазоне. К счастью, имеются действующие детекторы нейтрино, которые будут иметь более высокую чувствительность к вспыхивающим нейтрино, чем хлор-аргоновый детектор. Наблюдения с помощью других детекторов в сочетании с продолжительными исследованиями в хлор-аргоновом эксперименте позволят решить вопрос о том, вносят ли вспыхивающие свой вклад в наблюдаемую скорость счета детекторов солнечных нейтрино.

Основное допущение, которое используется ниже, заимствовано из работы Бакала [49]: источником вспыхивающих нейтрино являются столкновения быстрых частиц, сопровождающиеся рождением пионов и мюонов, которые при последующем распаде генерируют интересующие нас нейтрино. В частности, предполагается, что распад мезонов происходит в состоянии покоя. Это предположение минимизирует расчетное отношение ожидаемых скоростей счета в радиохимических детекторах (типа Камиоканде II, IMB, Баксан и LVD) по сравнению с хлор-аргоновым детектором, поскольку ядро  $^{37}\text{Ar}$  разрушается за счет нейтрино очень высоких энергий. Независимо от

Таблица 10.4. Чувствительность детекторов к нейтрино от распада пионов и мюонов. Здесь  $N$  — число частиц мишени (электронов или ядер),  $\sigma$  — эффективное сечение и  $N_{\text{собр}}$  — число ожидаемых событий в предположении, что в детекторе Дэвиса зарегистрировано 250 событий

Детектор	$N$ ( $\times 10^{30}$ )	$\sigma$ , $10^{-40}$ см <sup>2</sup>	$N_{\text{собр}}$
$^{37}\text{Cl}$ (Дэвис)	2,16	0,7	$250 \pm 130$
$^{71}\text{Ga}$ (SAGE)	0,21	1	35
Камиоканде II (2,1 кт $\text{H}_2\text{O}$ )			
$\nu - e$	$7,1 \cdot 10^2$	$\geq 0,0039$	$4,5 \cdot 10^4$
$\bar{\nu}_e + p$	$1,4 \cdot 10^2$	0,95	$2 \cdot 10^4$
IMB (6,8 кт $\text{H}_2\text{O}$ )			
$\nu - e$	$2,3 \cdot 10^3$	$\geq 0,0037$	$1 \cdot 10^3$
$\bar{\nu}_e + p$	$4,5 \cdot 10^2$	0,95	$7 \cdot 10^4$
Баксан (0,2 кт сцинтиллятора)			
$\nu - e$	$7,0 \cdot 10^1$	$\geq 0,0039$	45
$\bar{\nu}_e + p$	$1,9 \cdot 10^1$	0,95	$3 \cdot 10^3$
LVD (1,8 кт сцинтиллятора)			
$\nu - e$	$6 \cdot 10^2$	$\geq 0,0039$	$4 \cdot 10^2$
$\bar{\nu}_e + p$	$1,6 \cdot 10^2$	0,95	$2 \cdot 10^4$

источника нейтрино другие детекторы должны регистрировать по меньшей мере столько же событий, сколько дают наши расчеты (табл. 10.4), если сеансы с высокой скоростью счета в хлор-аргоновом детекторе объясняются за счет нейтрино от распада  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов.

В табл. 10.4 приведены расчетные данные о чувствительности нескольких существующих детекторов к нейтрино от  $\pi \rightarrow \mu$ -распада. Все эти детекторы описываются в настоящей книге (см. разд. 10.2, 11.2, 13.2, 13.4 и 15.4.А). Эффективные сечения заимствованы из гл. 8, причем сечения захвата для  $\nu_e$  — из разд. 8.1.Д. Эффективные сечения рассеяния, приведенные в табл. 10.4, представляют собой сумму сечений рассеяния из табл. 8.15 для трех типов нейтрино, рождающихся в цепочке  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распада. Этот рецепт указывает подходящее эффективное сечение, которым следует пользоваться при сравнении ожидаемой частоты случаев рассеяния с числом случаев захвата, которые могут наблюдаться радиохимическими де-

текторами при условии, что нейтрино генерируются при относительно низкоэнергетических  $pp$ -столкновениях, в которых рождаются в основном  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезоны. Если мезоны обоих знаков рождаются в одинаковых количествах, то сечение рассеяния в расчете на одно нейтрино  $\nu_e$  увеличивается примерно на 55% и этим объясняется появление знаков неравенства в табл. 10.4. Наибольшее сечение в табл. 10.4 относится к реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . Антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  генерируются при  $\mu^-$ -распаде и присутствуют в значительных количествах, если сталкивающиеся протоны (или другие барионы), которые генерируют распадающиеся мезоны, имеют энергии выше нескольких ГэВ.

Солнечные нейтрино создают основной фон в радиохимических экспериментах, в которых предпринимаются попытки детектировать нейтрино от солнечных вспышек с помощью  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{71}\text{Ga}$ . Число радиоактивных атомов при насыщении (т. е. их максимальное количество), генерируемых в равновесии с потоком солнечных нейтрино, составляет около 20 как для хлор-аргонового детектора, так и для галлиевого детектора GALLEX. Мощная вспышка могла бы генерировать порядка  $10^{2,0 \pm 0,5}$  радиоактивных атомов, многие из которых могут распасться еще до продувания резервуаров.

Эксперименты прямого счета (Камиоканде II, IMB и LVD) являются более чувствительными к вспышечным нейтрино, чем радиохимические эксперименты. Предполагается, что суммарный сигнал должен быть больше (от  $10^2$  до  $10^5$  событий) в детекторах прямого счета из-за их больших масс. Для сравнения отметим, что от СН 1987А детектором Камиоканде II было зарегистрировано 11 импульсов [330], а детектором IMB — 8 импульсов [124]. Детекторы прямого счета обеспечивают также точное время измерений, которое можно было бы сопоставить с данными электромагнитных наблюдений вспышек.

Из табл. 10.4 видно, что в случае, когда хлор-аргоновый детектор регистрирует большую скорость счета из-за вспышечноподобного события, в детекторах Камиоканде II, IMB, Баксан и LVD должен наблюдаться крайне сильный сигнал. В последнем столбце табл. 10.4 приведено ожидаемое число протонных событий, которые должны наблюдаться в каждом из детекторов в предположении, что в хлор-аргоновом детекторе генерируются  $250 \pm 130$  атомов  $^{37}\text{Ar}$ , как это было принято Дэвисом [209] для мощной вспышки в августе 1972 г. Число событий занимает широкий интервал — от минимального значения около 35 в галлиевом детекторе SAGE (в детекторе GALLEX следовало бы ожидать приблизительно 17 событий) до максимально-

го значения  $\sim 10^5$  событий в детекторе IMB в предположении, что антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  тоже генерируются в изобилии.

Коллаборация Камиоканде II [679] сообщила об аналогичном поиске реликтовых антинейтрино от прошлых вспышек сверхновых. Поиск проводился по данным наблюдений на детекторе Камиоканде II в течение 357,4 сут в период между 6 января 1986 г. и 31 декабря 1987 г. Для этого исследования был использован приведенный опорный объем около 0,6 кт и рассматривались позитроны с энергиями отдачи в интервале 19–35 МэВ. Для того чтобы принять в расчет уменьшенный опорный объем и суженный интервал исследуемых энергий, число отсчетов, приведенное в табл. 10.4, следует умножить на 0,062.

Если бы вспышечноподобный процесс генерировал в указанный выше период 250 событий в резервуаре с  $^{37}\text{Cl}$ , то в детекторе Камиоканде II следовало бы ожидать от 28 событий (за счет рассеяния нейтрино от распада  $\pi^+$ - и  $\mu^+$ -мезонов) до 1300 событий (при условии, что число падающих на детектор антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  от  $\mu^-$ -распада равно числу нейтрино  $\nu_e$  от  $\mu^+$ -распада). В действительности за весь период наблюдений ( $\sim 1$  год) было зарегистрировано всего два далеко разнесенных во времени события в энергетическом интервале 19–35 МэВ<sup>1)</sup>. К сожалению, за период наблюдений не регистрировалось ни одной сильной солнечной вспышки, поскольку рассматриваемая эпоха оказалась близкой к минимуму солнечного цикла. Тем не менее эти наблюдения показывают, что длительный поиск с помощью детектора Камиоканде II в течение более активных фаз солнечного цикла должен обеспечить нас информацией о вспышках мощностью, составляющей  $10^{-1} - 10^{-3}$  мощности августовских вспышек в 1972 г. (в зависимости от того, какие предположения принимаются относительно генерации антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ ). При этом в каждом случае подразумевается, что вспышки 1972 г. генерировали в детекторе Дэвиса с  $^{37}\text{Cl}$  250 атомов  $^{37}\text{Ar}$ . Другие детекторы, указанные в табл. 10.4, также могут дать интересную информацию о предельных характеристиках вспышечноподобных событий.

<sup>1)</sup> Хирата и др. [332] проанализировали также данные о случаях регистрации высокоэнергетических нейтрино по наблюдениям на детекторах Камиоканде I и II за период с июля 1983 г. по июль 1988 г. В этих данных не обнаружено корреляции между солнечными вспышками и событиями в детекторах Камиоканде. Однако высокие энергетические пороги, которые использовали Хирата и др. [332] для анализа (100 и 50 МэВ), исключают из рассмотрения почти все нейтрино от распада низкоэнергетических мюонов и относятся к области энергий, в которой нейтрино часто разрушают ядро, а не образуют связанные ядра  $^{37}\text{Ar}$ .

## Г. Галактические вспышки

Могут ли быть зарегистрированы вспышечноподобные события, происходящие на других звездах Галактики, с помощью существующего хлор-аргонового детектора? Этот вопрос возникает время от времени из-за предполагаемой временной корреляции между впечатляющим галактическим событием (таким, как большой всплеск гамма-лучей) и необычно высокой скоростью счета в отдельном сеансе наблюдений с помощью хлор-аргонового детектора. Энергия всплеска  $E_{\text{всплеск}}$ , которая необходима для генерации измеримого сигнала от галактического объекта (например, от источника гамма-лучей) определяется выражением<sup>2)</sup>

$$E_{\text{всплеск}} = 0,2 M_{\odot} c^2 \left[ \left( \frac{0,01}{\epsilon} \right) \left( \frac{100}{N_{\text{захв}}} \right) \left( \frac{d}{1 \text{ кпс}} \right)^2 \right], \quad (10.22)$$

где  $\epsilon$  — доля суммарной энергии всплеска, которая приводит к образованию нейтрино в результате  $\mu^+$ -распада,  $N_{\text{захв}}$  — число атомов  $^{37}\text{Ag}$ , образовавшихся путем захвата нейтрино ( $N_{\text{захв}} \sim 10^2$  соответствует  $\sim 10 \text{ SNU}$  для типичного сеанса измерений хлор-аргонового детектора), а  $d$  — расстояние до вспыхнувшей звезды. Как и в предыдущем рассмотрении, предполагается, что нейтрино генерируются при распаде мезонов, образовавшихся в столкновениях высокоэнергетических протонов. Из выражения (10.22) видно, что для получения измеримого сигнала от галактической вспышки потребовалась бы энергия всплеска порядка суммарной энергии связи для нейтронной звезды ( $0,1 M_{\odot} c^2$ ). Следовательно, нельзя ожидать, что хлор-аргоновый детектор будет в состоянии регистрировать вспышки от других звезд в Галактике.

## 10.6. Результаты последних наблюдений

В табл. 10.5 представлены данные, полученные в последнее время с помощью хлор-аргонового детектора, в той же форме, что и в табл. 10.3. Эти данные были любезно предоставлены автору Р. Дэвисом и Б. Кливлендом для включения их в настоящую главу; вместе с более ранними данными они приведены на рис. 10.5. Для сеансов 83–89

<sup>2)</sup> Вопрос об обнаружении галактических сверхновых с помощью хлор-аргонового детектора рассматривается в разд. 15.5.

анализ данных выполнен полностью. Средняя скорость захвата нейтрино для этих циклов составляет

$$\text{Средняя скорость} = 0,46 \text{ атомов } ^{37}\text{Ag}/\text{сут}, \quad (10.23)$$

т. е. равна 2,4 SNU, что находится в хорошем согласии со скоростью образования, вычисленной для всех предыдущих 82 сеансов [см. выражение (10.7)].

Анализ проведенных в последнее время 10 сеансов с номерами 90–99 все еще продолжается — из-за аварии двух первоначальных насосов (в конце сеанса 89) и возобновления наблюдений на  $^{37}\text{Cl}$ -детекторе с одним новым насосом в сентябре 1986 г. (сеанс 90).<sup>1)</sup>

Отдельные сеансы требуют некоторых пояснений. Сеанс 90 получился очень продолжительным — он длился более полутора лет. Из-за поломки насосов в хлорный резервуар попала большая порция воздуха, так что объем извлеченного газа в конце сеанса 90 оказался очень большим. Для сеанса 90 в табл. 10.5 приведены две отдельные скорости счета. Данные первой строки для этого сеанса были получены с помощью того же метода максимального правдоподобия, который применялся ко всем другим сеансам, перечисленным в табл. 10.3 и 10.5; приведенное в этом ряду значение скорости счета равное 0,00 атомов  $^{37}\text{Ag}/\text{сут}$ , является предпочтительным для статистических исследований, поскольку при этом не делается никаких специальных предположений. Однако фон счетчика для сеанса 90, по-видимому, был низким; за пределами области, характерной для импульсов от распада  $^{37}\text{Ag}$  на графике зависимости высоты импульса от длительности его нарастания, число событий оказалось малым. Вторая строка для сеанса 90 (заключенная в круглые скобки) была рассчитана в предположении, что фон счетчика был нулевым (это расходится с результатом, найденным с помощью метода максимального правдоподобия). В сеансе 93 радиоактивный аргон  $^{37}\text{Ar}$  извлекался в момент времени, когда произошла вспышка SN 1987A. В этом сеансе было отмечено образование всего одного атома  $^{37}\text{Ar}$ ; от солнечных нейтрино ожидалось в этом сеансе 1–2 события. Анализ

<sup>1)</sup> Масс-спектрометрия применительно к сеансам 90–99 (с целью удостовериться, что химический выход оставался таким же высоким, как и в предыдущих сеансах) пока не проводилась. Тем не менее Дэвис считает, что масс-спектрометрические измерения подтвердят то, что эффективность установки была, как обычно, высокой. Если бы химический выход был ниже нормального, то скорости образования превысили бы значения, приведенные в табл. 10.5.

Таблица 10.5. Данные недавних наблюдений с помощью хлор-аргонового детектора. Времена экспозиции и скорости генерации  $^{37}\text{Ar}$  для отдельных сеансов. Сеансы, отмеченные крестиками (90, 93, 96–98), имеют особенности и комментируются в тексте.

Номер сеанса	Даты экспозиции, годы			Число атомов в сутки		
	Начало	Конец	Середина	Скорость генерации $^{37}\text{Ar}$	Нижний предел	Верхний предел
83	1984.095	1984.251	1984.193	0.308	0.136	0.481
84	1984.251	1984.360	1984.316	0.576	0.315	0.837
85	1984.360	1984.553	1984.487	0.599	0.341	0.857
86	1984.553	1984.671	1984.624	1.260	0.691	1.829
87	1984.671	1984.922	1984.847	0.0	0.0	0.313
88	1984.922	1985.128	1985.060	0.351	0.142	0.559
89	1985.128	1985.337	1985.268	0.718	0.456	0.981
90†	1985.337	1986.773	1986.671	0.00	0.00	1.67
(90†)	1985.337	1986.773	1986.671	1.21	0.75	1.67)
91	1986.773	1986.993	1986.875	0.97	0.58	1.36
92	1986.993	1987.123	1987.058	0.75	0.42	1.08
93†	1987.123	1987.171	1987.149			
94	1987.171	1987.372	1987.305	0.97	0.61	1.33
95	1987.372	1987.539	1987.479	0.69	0.41	0.97
96†	1987.539	1987.796	1987.720	0.27	0.08	0.46
97†	1987.796	1987.944	1987.889	0.85	0.49	1.21
98†	1987.944	1988.155	1988.086	1.12	0.51	1.73
99	1988.155	1988.268	1988.222	0.94	0.09	1.79

данных этого сеанса продолжается, поскольку счетчик вел себя необычно во время длительных измерений фона. Окончательные пределы неопределенности для этого сеанса пока не вычислены, однако они будут больше, чем для других сеансов из табл. 10.5, из-за кратковременной экспозиции и трудностей при измерении фона счетчика. Для сеансов 96–98 подсчет числа атомов  $^{37}\text{Ar}$  все еще продолжает-

Продолжение табл. 10.5

Номер сеанса	Даты экспозиции, годы			Число атомов в сутки		
	Начало	Конец	Середина	Скорость генерации $^{37}\text{Ar}$	Нижний предел	Верхний предел
100 <sup>1)</sup>	1988.289	1988.480	1988.415	0.934	0.610	1.270
101	1988.480	1988.669	1988.604	0.036	0.0000	0.195
102	1988.669	1988.808	1988.755	0.660	0.310	1.022
103	1988.808	1988.963	1988.906	0.362	0.132	0.594
104	1988.963	1989.193	1989.121	0.113	0.000	0.439
105	1989.193	1989.455	1989.378	0.572	0.266	0.751
106	1989.455	1989.646	1989.580	0.964	0.615	1.171
107	1989.646	1989.769	1989.721	0.480	0.224	0.760
108	1989.769	1989.952	1989.889	0.216	0.041	0.293
109	1989.952	1990.098	1990.043	1.206	0.811	1.544
110	1990.098	1990.347	1990.273	0.401	0.209	0.605
111	1990.347	1990.517	1990.457	0.441	0.181	0.706
112	1990.517	1990.668	1990.612	0.798	0.509	1.078
113	1990.668	1990.838	1990.777	0.269	0.097	0.440
114	1990.838	1990.052	1990.982	0.718	0.377	0.870
115	1991.052	1991.265	1991.196	0.701	0.435	0.886
116	1991.265	1991.418	1991.362	0.633	0.369	0.895

<sup>1)</sup>С согласия Дж. Бакала и руководителей эксперимента Хоумстейк мы дополнили табл. 10.5 новыми данными, любезно предоставленными Б. Кливлендом в сентябре 1992 г. (сеансы 100–116) вместе со следующими примечаниями экспериментаторов: 1) в сеансах 104 и 107 счетчик был загрязнен изотопом  $^{55}\text{Fe}$ ; 2) результат для сеанса 104 получен по данным счета в 72–399-й дни 1989 г., а для сеанса 107 — в 283–346-й дни 1989 г. и в 128–306-й дни 1990 г.; 3) усредненная скорость генерации  $^{37}\text{Ar}$  для 100–116 сеансов составляет  $0.559 \pm 0.070$ , для 18–116 сеансов —  $0.504 \pm 0.031$ ; вычитаемый фон космических лучей равен  $0.08 \pm 0.03$ ; окончательная скорость генерации  $(0.422 \pm 0.043) \cdot 5.31 = 2.24 \pm 0.23 \text{ SNU}$ . — Прим. ред.

ся в то время, когда пишутся эти строки; скорости образования для этих сеансов пока являются предварительными, но маловероятно, что они существенно изменятся при дальнейших измерениях фона счетчиков.

Результаты этих новых опытов привели к шоку в среде специалистов, интересующихся экспериментами по детектированию солнечных нейтрино. Средняя скорость захвата для 10 последних сеансов 90–99, вычисленная методом максимального правдоподобия без каких-либо специальных предположений, согласно частному сообщению [210], оказалась равной

$$\text{Средняя скорость захвата} = (3,6 \pm 0,7) \text{ SNU}, \quad (10.24)$$

что на два стандартных отклонения больше, чем средняя частота событий до 1984 г. [см. (10.8)]. Более того, самые последние измерения были выполнены в то время, когда число солнечных пятен было малым. Средняя скорость захвата, рассчитанная для всех циклов, включая самые последние данные, равна

$$\text{Скорость захвата} = (2,2 \pm 0,3) \text{ SNU} \quad (10.25)$$

и незначительно отличается от средней скорости, вычисленной по данным наблюдений 1970–1984 гг. [см. (10.8)].

Что означают эти новые результаты? Изменились ли существенно условия эксперимента после установки новых насосов? Обусловлена ли повышенная скорость счета очень маловероятной статистической флуктуацией в течение периода низкой солнечной активности? Или это есть отражение физической корреляции между скоростью захвата в хлор-аргоновом эксперименте и фазой солнечного цикла?

Чтобы ответить на эти вопросы, необходимы новые данные наблюдений, которые будут получены в течение нескольких следующих лет с помощью детекторов Дэвиса и Камиоканде II. Однако следует заметить, что Дэвис и его сотрудники убеждены в том, что подключение новых насосов не изменило характеристик экспериментальной установки.

## 10.7. Будущее хлор-аргонового эксперимента

Хлор-аргоновый эксперимент осуществляется в течение уже более двух десятилетий. Остались ли какие-нибудь задачи, которые следовало бы решить с помощью существующего детектора? Или по существу все важные задачи уже решены?

Имеется несколько существенных вопросов, которые должны быть решены с помощью хлор-аргонового детектора.

Весьма важными являются дальнейшие измерения фона, особенно с помощью  $^{39}\text{K}$ . Существующее значение фона (10.5) требует значительной экстраполяции (см. разд. 10.2.Д). Если указанное значение фона соответствует действительности, то его вклад в суммарную скорость захвата относительно мал, всего около 17% [см. значения (10.5) и (10.7)]. Предположим, для целей иллюстрации, что оценка фона занижена примерно в 3 раза; тогда результирующая скорость захвата солнечных нейтрино уменьшилась бы с 2,1 SNU до 1,2 SNU. Увеличение уровня фона втрое привело бы к уменьшению наблюдаемой скорости захвата солнечных нейтрино до значения, которое меньше ожидаемого для нейтрино от pp-реакций и распада  $^8\text{B}$  (ср. табл. 10.1). Этот гипотетический пересмотр величины фона мог бы качественно изменить астрофизическую интерпретацию экспериментальных результатов. В рассмотренном воображаемом случае большинство далеко идущих предположений в нестандартных солнечных моделях вступило бы в противоречие с экспериментальными данными. Потребовался бы также пересмотр всех выводов, касающихся характеристик нейтрино, например масс нейтрино и углов смешивания, равно как и магнитного момента нейтрино.

Необходимо получить данные для другого солнечного цикла, чтобы проверить, является ли реальной предполагаемая корреляция между скоростью счета нейтрино и числом солнечных пятен. Если эта корреляция получит подтверждение, например, с помощью новых данных, которые будут указывать на сильное уменьшение скорости захвата нейтрино в конце 1990 г. или в начале 1991 г. (см. рис. 10.5), то интерпретацию результатов эксперимента в целом придется изменить. Если коэффициент корреляции окажется большим, то подавляющая часть или вся наблюдаемая скорость захвата не будет обусловлена нейтрино из солнечных недр. Последствия такого вывода были бы очень серьезными. Пришлось бы пересмотреть все объяснения, которые опираются на физику частиц при обосновании

устойчивого уменьшения скорости захвата в 3–4 раза. Единственный мыслимый способ наложения 11-летней периодичности солнечных пятен на вариации потока солнечных нейтрино требует наличия у нейтрино большого магнитного момента (см. разд. 9.3).

Детектор является чувствительным к нейтрино  $\nu_e$  от нестационарных событий в Галактике, например от вспышек галактических сверхновых (см. [48]). Сверхновая типа II, подобная той, которая вспыхнула недавно в Большом Магеллановом Облаке (SN 1987A), могла бы генерировать порядка 5–50 атомов  $^{37}\text{Ar}$  (см. табл. 15.6) — сигнал, который можно легко зарегистрировать. Ряд авторов предположили также (см. [209]), что мощные солнечные вспышки будут генерировать большой избыток атомов  $^{37}\text{Ar}$ . На основе обычных теоретических моделей нельзя ожидать, что благодаря солнечным вспышкам происходит измеримое увеличение скорости захвата в хлор-аргоновом детекторе. Если бы увеличение скорости захвата за счет солнечных вспышек подтвердилось, то это имело бы большие последствия для нашего понимания явлений, происходящих вблизи поверхности Солнца.

Большое значение имела бы калибровка всего эксперимента с помощью радиоактивного (возможно,  $^{65}\text{Zn}$ ) источника (см. [14]). Это позволило бы непосредственно проверить во всех отношениях эффективность системы детектирования  $^{37}\text{Cl}$ .

Хлор-аргоновый детектор необходимо поддерживать в рабочем состоянии в течение периода, когда на других детекторах солнечных нейтрино будут накапливаться независимые данные; это позволит сравнить результаты необычных сеансов измерений. Могут иметь место циклы с высокой скоростью счета, обусловленной астрономическими событиями с яркой нейтринной светимостью, но темными в оптическом диапазоне. Открытие “потоков нейтрино” можно будет считать подтвержденным лишь в том случае, когда не менее двух детекторов нейтрино регистрируют необычное событие.

## Библиографические примечания

1. В отчете [13] дается подробное исследование возможности использования  $^{37}\text{Cl}$ -детектора вблизи реактора для проверки фермиевской теории слабых взаимодействий.

2. В статье [14] для калибровки хлор-аргонового детектора предлагается использовать источник  $^{65}\text{Zn}$ .

3. Статьи [33, 206] взаимно дополняют друг друга; в них предлагается  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент по солнечным нейтрино.

4. В работе [58] подводятся итоги экспериментов по солнечным нейтрино, выполненных за первое десятилетие.

5. Статья [59] — наш совместный с Дэвисом-мл. отчет о ранней истории проблемы солнечных нейтрино (см. приложение I в настоящей книге).

6. В работе [208] дается классическое описание эксперимента его блестящим руководителем.

7. Статьи [213, 51], взаимно дополняющие друг друга; в них представлены и обсуждаются первые результаты эксперимента. Несмотря на значительное улучшение полученных результатов, общее представление не изменилось за следующие два десятилетия.

8. Работа [209] — превосходный обзор с современной точки зрения.

9. В статье [488], написанной Б. Понтекорво в 1946 г. (перепечатывается в конце настоящей книги в виде приложения II), дается захватывающе красивое предложение использовать поглощение в хлоре или броме для детектирования нейтрино от ядерных реакторов, от ускорителей частиц и даже от Солнца. основополагающая идея этой статьи была впоследствии развита Л. Альваресом [13] и в конечном счете вдохновила Р. Дэвиса на осуществление реакторного эксперимента и наблюдений солнечных нейтрино.

# 11. Галлиевые эксперименты

## Краткое содержание

Два галлиевых эксперимента, которые в настоящее время подготавливаются в России и Италии, должны дать первую наблюдательную информацию о нейтрино от основной  $pp$ -реакции. Это пока единственные фундаментальные эксперименты, которые могут зарегистрировать нейтрино очень низкой энергии ( $E_{pp} \leq 0,42$  МэВ). Если верны стандартная солнечная модель и модель электрослабых взаимодействий, то поток  $pp$ -нейтрино, достигающих Земли, может быть вычислен достаточно точно. Следовательно, наблюдения с помощью галлиевого телескопа станут решающими в объяснении проблемы солнечных нейтрино.

В этих радиохимических экспериментах используется реакция



Низкая пороговая энергия этой реакции делает возможным детектирование  $pp$ -нейтрино. Радиоактивный изотоп  ${}^{71}\text{Ge}$  претерпевает распад благодаря электронному захвату, обратному реакции (11.1), с периодом полураспада  $\tau_{1/2} = 11,43$  сут.

Скорость захвата нейтрино, предсказываемая стандартной моделью для  ${}^{71}\text{Ga}$ -эксперимента, определяется довольно точно, так как доля (примерно половина) скорости захвата, приписываемой  $pp$ -нейтрино, не зависит от входных параметров, а поперечное сечение перехода из основного состояния в основное может быть точно рассчитано. Примерно четверть расчетной скорости событий обеспе-

чивается  ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, вклад которых оценивается по стандартной модели с хорошей достоверностью. Полная частота событий, вытекающая из стандартной модели, составляет  $\sum_i \phi_i \sigma_i = 132_{-17}^{+20}$  SNU. Минимальная ожидаемая скорость захвата равна 79 SNU при единственном условии, что ничего не происходит с нейтрино внутри Солнца и на их пути к Земле.

Коллаборация GALLEX, в состав которой входят европейские ученые наряду с участниками из США и Израиля, будет использовать 30 т галлия в виде водного раствора хлорида галлия и соляной кислоты. Эксперимент будет проводиться на подземной установке в лаборатории Гран-Сассо в Италии. Коллаборация SAGE, состоящая главным образом из советских ученых с участием ученых США, будет использовать 60 т металлического галлия в подземной лаборатории, расположенной внутри горы в Баксанском ущелье на Кавказе<sup>1)</sup>. Химическая процедура (по крайней мере в хлоридном растворе) проста, а подсчет радиоактивных атомов  ${}^{71}\text{Ge}$  может быть осуществлен с помощью низкофоновых счетчиков, аналогичных тем, которые используются в  ${}^{37}\text{Cl}$ -эксперименте. Как GALLEX, так и SAGE провели пробные эксперименты, подтвердившие возможность и эффективность процедуры детектирования. Для окончательной проверки возможности наблюдения низкоэнергетических нейтрино в полномасштабном эксперименте может быть проведен сквозной тест с использованием мощного лабораторного источника нейтрино  ${}^{51}\text{Cr}$ .

Первый раздел (11.1) данной главы содержит теоретические оценки скоростей счета и их известные неопределенности. В следующем разделе (11.2) обсуждаются и сравниваются осуществляемые в настоящее время два галлиевых эксперимента. В заключительном разделе (11.3) сформулированы некоторые вопросы, на которые могут быть получены ответы с помощью галлиевых детекторов.

Подробные описания обоих галлиевых экспериментов можно найти в ряде ясных и информативных статей, например, в статьях Достровски [232], Бакала и др. [56], Хампела [311], Зацепина [675], Кирстена [368], Хампела [312], Барабанова и др. [94], Хампела [313], Кирстена [369], а также Крибье и др. [197]. Впервые галлиевый эксперимент был предложен Кузьминым [391] в то время, когда требуемое количество галлия на порядок величины превосходило его мировое производство за год.

<sup>1)</sup> В 1990 г. запущена в действие половина детектора, а в 1991 г. заработал весь детектор на 57 т  ${}^{71}\text{Ga}$ . Первые результаты приведены в предисловии автора к русскому изданию. — Прим. ред.



Таблица 11.1. Скорость захвата, предсказываемая стандартной моделью для  $^{71}\text{Ga}$ -детектора

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
pp	70,8
pep	3,0
hep	0,06
$^7\text{Be}$	34,3
$^8\text{B}$	14,0
$^{13}\text{N}$	3,8
$^{15}\text{O}$	6,1
$^{17}\text{F}$	0,06
Суммарная скорость	132 SNU

### 11.1. Предсказания стандартной модели

Скорость захвата, рассчитанная для галлиевого детектора с помощью стандартной модели, согласно Бакалу и Улрику [83], равна

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 132_{-17}^{+20} \text{ SNU}, \quad (11.2)$$

где указанная неопределенность представляет собой полный теоретический диапазон, определенный в гл. 7 настоящей книги. Эта скорость соответствует возникновению 1,17 событий за сутки в 30 т галлия.

Энергетический порог взаимодействия  $\nu_e$  с  $^{71}\text{Ga}$  равен 0,233 МэВ; следовательно, галлиевый детектор чувствителен, хотя и в различной степени, ко всем источникам солнечных нейтрино, рассматриваемым в гл. 6 настоящей книги.

Таблица 11.1 показывает вклад каждого из источников нейтрино, рассмотренных в гл. 6, в ожидаемую скорость захвата. Нейтрино от основной pp-реакции дают приблизительно половину, а именно 54% (или 71 SNU) полной расчетной скорости захвата,  $^7\text{Be}$ -нейтрино — 26% (или 34 SNU) и  $^8\text{B}$ -нейтрино — 11% (или 14,0 SNU).

Основные неопределенности в расчетной скорости приведены в пятой строке табл. 7.5 (см. гл. 7 в настоящей книге). Наибольшая неопределенность вызвана переходом в возбужденное состояние, матричные элементы которого выводятся из (p, n)-измерений, имею-

щих значительную неопределенность (см. разд. IV в работе Бакала и Улрика [83]). Согласно методике расчета ошибок, которая описывается в гл. 7, максимальное увеличение скорости захвата, которое может быть вызвано переходом в возбужденное состояние, составляет +16 SNU, а соответствующее предельное уменьшение равно -8 SNU. Переходы в возбужденное состояние дают 88% (или 12 SNU) общего вклада  $^8\text{B}$ -нейтрино. Кривая сечений поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино в зависимости от энергии возбуждения имеет широкий пик в области 3–5 МэВ, которая составляет около трети суммарной расчетной энергии возбуждения. Если пренебречь всеми неопределенностями, связанными с переходами в возбужденное состояние, то оставшаяся полная расчетная неопределенность составит лишь 12 SNU (или 9% полной скорости захвата).

Переходы в возбужденное состояние приводят к значительной (порядка 10%) неопределенности в полной скорости захвата, предсказанной стандартной солнечной моделью, и эта неопределенность кажется неизбежной, если только не будет повышена точность, с которой могут быть определены матричные элементы Гамова — Теллера для переходов в возбужденное состояние.

Переход из основного состояния  $^{71}\text{Ga}$  в изобарическое аналоговое состояние  $^{71}\text{Ge}$  не может значительно влиять на ожидаемую скорость захвата, так как аналоговое состояние распадается главным образом с испусканием частиц. Сечение поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино велико и составляет  $3,14 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$ , однако верхний предел для  $\gamma$ -распада этого состояния меньше, чем 10% [165]. Таким образом, переход в изобарическое аналоговое состояние дает менее 0,2 SNU. Этот результат отличается от случая с  $^{37}\text{Cl}$ , где переходом в аналоговое состояние объясняется почти половина (46%) полной предсказываемой скорости захвата.

Сечение поглощения нейтрино от калибровочного источника  $^{51}\text{Cr}$  равно [83]

$$\sigma(^{51}\text{Cr на } ^{71}\text{Ga}) = 59(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (11.3)$$

Вклад возбужденных состояний в сечение составляет только 6%; состояния с энергией выше 0,5 МэВ требуют слишком значительной энергии, чтобы быть заполненными  $^{51}\text{Cr}$ -нейтрино. Следовательно, калибровка галлиевого детектора источником  $^{51}\text{Cr}$  (см. [197]) не может устранить существенной неопределенности в чувствительности, вызванной переходами на высокоэнергетические возбужденные состояния. Калибровку с помощью  $^{51}\text{Cr}$  можно рассматривать как сквозную проверку *общей* эффективности системы детектирования.

Галлиевые детекторы можно также прокалибровать с помощью нейтрино от распада  $^{37}\text{Ag}$ , которые, как предположил Хакстон [323], могут иметь некоторые практические преимущества по сравнению с нейтрино от радиоактивного  $^{51}\text{Cr}$ . Сечение поглощения  $^{37}\text{Ag}$ -нейтрино равно

$$\sigma(^{37}\text{Ag на } ^{71}\text{Ga}) = 72(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (11.4)$$

Это численное значение было получено с использованием данных Крофчека и др. [384, 385] по (p,n)-измерениям, чтобы оценить приблизительно 5,5%-ный вклад возбужденных состояний, обусловленный в основном состоянием ядра  $^{71}\text{Ge}$  с энергией возбуждения 0,5 МэВ.

Сколь велики неопределенности, если, что кажется вполне вероятным, предсказания стандартной модели неверны? Ответ зависит от того, что является неправильным в предсказаниях стандартной модели. Частные неопределенности могут возрасти, если, как это вытекает из одного из МСВ-решений, нейтрино более низких энергий сильнее подвержены резонансным осцилляциям в веществе и лишь высокоэнергетические электронные нейтрино достигают Земли без изменения их аромата. В этом случае почти вся небольшая ожидаемая частота событий ( $\sim 10$  SNU) могла бы быть обусловлена переходами, энергии которых определяются (p,n)-взаимодействиями и поэтому являются неопределенными. С другой стороны, большинство нестандартных солнечных моделей приводило бы к меньшим неопределенностям в ожидаемой частоте событий, поскольку они подавляют в первую очередь поток более высокоэнергетических нейтрино, которые могут вызвать переход в возбужденные состояния. Наиболее радикальной из этих нестандартных моделей является так называемая "модель без  $^8\text{B}$ " (см. гл. 5), в которой все высокоэнергетические нейтрино устраняются искусственным путем. Данная "модель" предсказывает скорость захвата 1,8 SNU для  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента и находится, таким образом, в удовлетворительном согласии с наблюдениями нейтрино (хотя она не согласуется с рядом превосходных лабораторных экспериментов по поперечным сечениям ядерных реакций). Гипотеза "без образования  $^8\text{B}$ " существенно уменьшает неопределенности в предсказываемой частоте событий, поскольку скорости захвата высокоэнергетических нейтрино известны хуже из-за неопределенности как в скорости их генерации, так и в сечении поглощения. Для этого наиболее благоприятного (в отношении неопределенностей) случая расчетная частота событий равна  $\sum_i \phi_i \sigma_i = 118_{-12}^{+13}$

SNU. Полная теоретическая неопределенность для этого случая тоже составляет примерно 10%.

## 11.2. Эксперименты

### А. Общий обзор состояния дел

Два основных эксперимента по солнечным нейтрино с использованием  $^{71}\text{Ga}$  находятся сейчас в стадии осуществления; один из них проводится главным образом Европейской коллаборацией с участием США и Израиля (GALLEX; см., например, [369, 312, 313]), а второй — исследовательской группой в Советском Союзе в сотрудничестве с американскими учеными (см. [94]).

Коллаборация GALLEX будет использовать 30 т галлия ( $1,03 \cdot 10^{29}$  атомов  $^{71}\text{Ga}$ )<sup>1)</sup> в виде водного раствора хлорида галлия и соляной кислоты; детектор будет расположен в лаборатории Гран-Сассо в Италии. Ожидается, что измерения начнутся в 1990 г.<sup>2)</sup> В советском эксперименте будет использовано 60 т галлия в подземной лаборатории, сооруженной в Баксанском ущелье. Ожидается, что советские экспериментаторы будут иметь действующий детектор в начале 1989 г.<sup>3)</sup> Начальные стадии химического извлечения германия различны в GALLEX и в советском эксперименте, но конечные химические процедуры и методы низкофонового счета будут одинаковы в обоих этих экспериментах. Предполагается, что фоновые эффекты в них будут малы. Возможна прямая проверка некоторых из фоновых каналов путем измерения количества образующегося  $^{69}\text{Ge}$ , так как поглощение нейтрино изотопом  $^{69}\text{Ga}$  пренебрежимо мало (см. [56, 232]). Как коллаборация GALLEX, так и советская группа успешно завершили пробные эксперименты с очень большими количествами галлия.

Сравнение результатов этих двух экспериментов будет хорошей проверкой любых возможных систематических ошибок. Поскольку группа GALLEX использует раствор  $\text{GaCl}_3 - \text{HCl}$ , а советская группа — металлический галлий, согласие результатов двух экспериментов будет служить подтверждением того, что химическая процедура

1) Распространенность изотопа  $^{71}\text{Ga}$  составляет 39,6% [300].

2) Первая серия измерений с 14 успешными экспозициями уже проведена и дала частоту событий 83 SNU при статистической погрешности  $\pm 18$  SNU и систематической неопределенности  $\pm 8$  SNU (Kirsten T., Phys. Rev. Lett., June 1992). — Прим. ред.

3) См. примечание на с. 381. — Прим. ред.

извлечения может быть выполнена с высокой эффективностью. Оба метода имеют свои достоинства и недостатки.

Для проверки общей эффективности галлиевого детектора низкоэнергетических нейтрино возможно использование радиоактивного источника  $^{51}\text{Cr}$  (см. [197]). Трудности при проведении такой калибровки и финансовые затраты на нее сравнимы с теми, которые требуются для осуществления некоторых других солнечных экспериментов, рассматриваемых в гл. 12–14. Тем не менее калибровочный эксперимент заслуживает существенных затрат времени и других ресурсов, так как галлиевый эксперимент по регистрации солнечных нейтрино на данный момент представляет уникальную возможность в получении информации о фундаментальных pp-нейтрино. К тому же сигнал в радиохимическом эксперименте не поддается хорошей диагностической обработке. Калибровочный эксперимент с  $^{51}\text{Cr}$  позволил бы непосредственно показать, что галлиевый детектор измеряет именно то, что и должен предположительно измерять.

## Б. Эксперимент GALLEX<sup>1)</sup>

Эксперимент GALLEX является продолжением работы, начатой в Брукгейвской национальной лаборатории [56, 311]. Многие методы аналогичны тем, которые использованы Дэвисом и его сотрудниками в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте.

Детектор GALLEX будет размещен в подземной лаборатории Гран-Сассо, помещение которой уже готово. На рис. 11.1 показана подземная установка эксперимента GALLEX. Детектор содержит 30 т галлия в виде концентрированного раствора  $\text{GaCl}_3 - \text{HCl}$ . Атомы  $^{71}\text{Ge}$ , генерируемые нейтрино, образуют летучие молекулы  $\text{GeCl}_4$ . В начале цикла измерений в раствор в виде носителя добавляется известное количество неактивных атомов Ge, которые также образуют  $\text{GeCl}_4$ , чтобы обеспечить достаточно большой образец для экстракции, так что эффективность извлечения можно определить экспериментально после каждого цикла. По окончании экспозиции  $\text{GeCl}_4$  выделяется из раствора путем пропускания пузырьков воздуха или азота через резервуар. Газовый поток затем проходит через два газоочистителя, в которых  $\text{GeCl}_4$  поглощается водой. Затем  $\text{GeCl}_4$  экстрагируют в  $\text{CCl}_4$ , рекстрагируют водой, не содержащей трития, и, наконец, восстанавливают посредством  $\text{NaBH}_4$  до объема  $\sim 0,1 - 1 \text{ см}^3$  газообразного  $\text{GeH}_4$ . Последнее соединение вместе с ксеноном зака-

<sup>1)</sup> См. примечание 2 на с. 385. — Прим. ред.

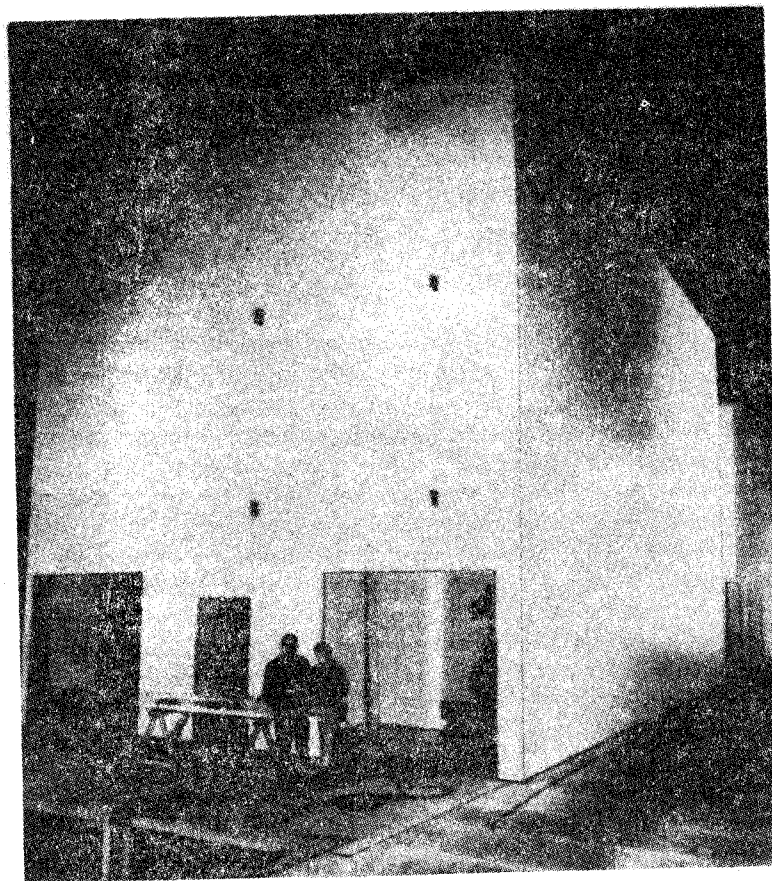


Рис. 11.1. Установка GALLEX в подземной лаборатории Гран-Сассо. На рисунке показаны общий вид главного сооружения GALLEX и (на заднем плане) помещения для системы низкофонных счетчиков. В главном сооружении объемом  $12 \times 10 \times 9 \text{ м}^3$  будут размещены операционный резервуар со 105 т раствора хлорида галлия, запасный резервуар и оборудование для извлечения германия. Подсчет атомов  $^{71}\text{Ge}$  будет осуществляться в лаборатории низкофонных счетчиков (объемом  $10 \times 10 \times 6 \text{ м}^3$ ). (Фото печатается с любезного разрешения коллаборации GALLEX.)

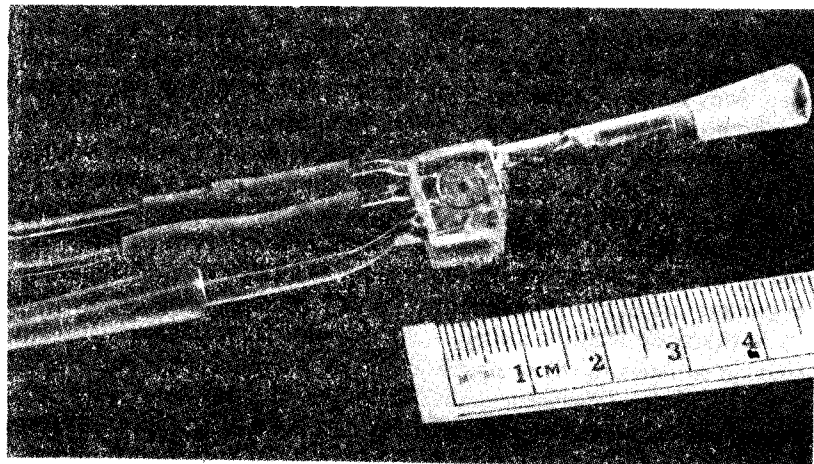


Рис. 11.2. Миниатюрный пропорциональный счетчик для эксперимента GALLEX. Показан миниатюрный пропорциональный счетчик атомов  $^{71}\text{Ge}$ ; счетчик выполнен из сверхчистого кварца. Активный объем счетчика (справа на рисунке) составляет  $0,5 \text{ см}^3$ . Слева на рисунке можно видеть два соединительных провода к преусилителю и трубку для заполнения проводов к счетчику. (Фото печатается с любезного разрешения коллаборации GALLEX.)

чивают в небольшой пропорциональный счетчик, в котором число атомов  $^{71}\text{Ge}$  определяется по наблюдению их радиоактивного распада.

Международной коллаборацией [Брукхейвенская национальная лаборатория, Институт ядерной физики им. Макса Планка в Гейдельберге, Вейцмановский институт в г. Реховот (Израиль), Институт перспективных исследований в Принстоне] был проведен пробный эксперимент с 4,6 т раствора  $\text{GaCl}_3$  (что эквивалентно 1,26 т галлия). Этот эксперимент был успешно завершён в 1983 г. Как правило, в типичном экспериментальном сеансе за 28 часов извлекалось более 99% германия, введенного в раствор  $\text{GaCl}_3$ . Было показано, что химическая процедура (извлечение, очистка и последующий перевод в форму  $\text{GeH}_4$ ) может быть проведена с высокой эффективностью.

Ожидаемая в полномасштабном солнечном нейтринном эксперименте скорость распада  $^{71}\text{Ge}$  равна примерно 1 распаду в сутки. Счетная система, способная измерять такую низкую скорость рас-

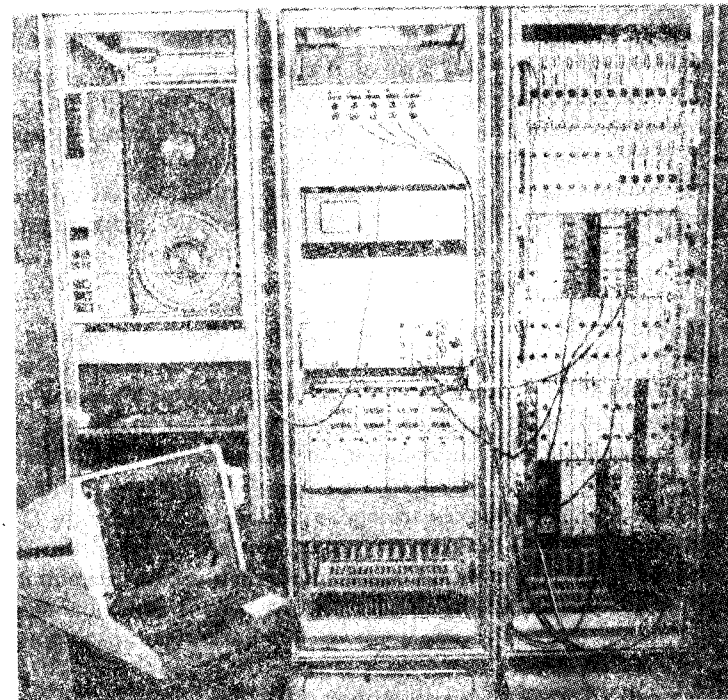


Рис. 11.3. Управляемая компьютером счетная система для пропорциональных счетчиков эксперимента GALLEX. Сердцем счетной системы является быстродействующий преобразователь сигналов, который регистрирует форму каждого импульса пропорционального счетчика (высоту импульса в зависимости от времени). Анализ формы импульса позволяет различать события от распада  $^{71}\text{Ge}$  и фоновые события. (Фото печатается с любезного разрешения коллаборации GALLEX.)

пада, была разработана группой, работающей в Гейдельберге. На рис. 11.2 и 11.3 изображены соответственно пропорциональный счетчик и управляемая компьютером счетная система в эксперименте GALLEX. Счет атомов германия осуществляется в миниатюрном пропорциональном счетчике. Спектр энерговыделения оже-электронов и рентгеновских лучей, испускаемых при распаде  $^{71}\text{Ge}$ , за счет электронного захвата имеет два пика: L-пик при 1,2 кэВ и K-пик при 10,4 кэВ. Следует использовать все преимущества, ха-

ракетные для установок низкофонового счета, чтобы достичь требуемой низкой фоновой скорости счета: применение сверхчистых конструкционных материалов для счетчика, активную антисовпадательную защиту с детекторами NaI и пластмассовыми сцинтилляторами, мощную пассивную защиту из свинца и железа. Остаточный фон в области L- и K-пигов составляет порядка 1 отсчета в сутки. Этот остаточный фон вызван  $\beta$ -частицами, которые образуются за счет естественной радиоактивности в конструкционных материалах, комптоновскими электронами, генерируемыми внешними гамма-лучами, и из-за наличия шумовых электронных импульсов. К счастью, в большинстве случаев эти фоновые события имеют форму импульсов, отличную от их формы при распадах  $^{71}\text{Ge}$ . Следовательно, для счета атомов  $^{71}\text{Ge}$  с очень малой фоновой скоростью (см. обсуждение проблемы счета в  $^{37}\text{Cl}$ -эксперименте в разд. 10.2.Г) можно использовать энергию импульса и время его нарастания. Для записи полной формы импульса каждого отсчета с пропорционального счетчика с помощью быстродействующего преобразователя сигналов была спроектирована компьютеризованная счетная система.

Наиболее важной фоновой реакцией является реакция  $^{71}\text{Ga}(p, n)$ , в которой протоны образуются в растворе  $\text{GaCl}_3$  как вторичные частицы от  $(\alpha, p)$ - и  $(n, p)$ -реакций и в результате взаимодействия мюонов космических лучей. В ходе пробного эксперимента были определены допустимые уровни содержания урана, тория и радия в растворе  $\text{GaCl}_3$ ; раствор  $\text{GaCl}_3$ , который намерена использовать коллаборация GALLEX, тщательно проверяется, чтобы быть уверенными в том, что он удовлетворяет этим фоновым требованиям. С помощью Pu-Be-источника нейтронов был изучен вопрос об образовании атомов  $^{71}\text{Ge}$  быстрыми нейтронами, попадающими в раствор снаружи. Это явление устанавливает пределы на поток быстрых нейтронов в месте расположения детектора, которые (если необходимо) могут быть снижены за счет использования водной защиты вокруг детектора. Проведенные измерения показали, что фон от быстрых нейтронов мал ( $< 2\%$ ).

Зависимость скорости образования  $^{71}\text{Ge}$  от глубины под воздействием мюонов космических лучей была определена из измерений и расчетов этого эффекта для хлорного детектора и измерения отношения сечений ( $^{71}\text{Ge}$  из  $\text{GaCl}_3$ )/( $^{37}\text{Ar}$  из  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) при энергии мюонов 225 ГэВ. Согласно оценкам, при глубине экранировки подземной лаборатории Гран-Сассо скорость образования  $^{71}\text{Ge}$  составляет порядка 0,01 атома за сутки в 30 т галлия, что соответствует фону от мюонов в несколько SNU или меньше.

## В. Эксперимент в СССР

Советский эксперимент и эксперимент GALLEX имеют следующие два основных различия: 1) советская группа выбрала металлическую галлиевую мишень, а не раствор  $\text{GaCl}_3$ ; и 2) советский детектор будет содержать 60 т галлия вместо 30 т.<sup>1)</sup> За исключением первых этапов извлечения (см. ниже), дальнейшая экспериментальная процедура, в том числе химические процессы и счет в обоих экспериментах одинаковы.

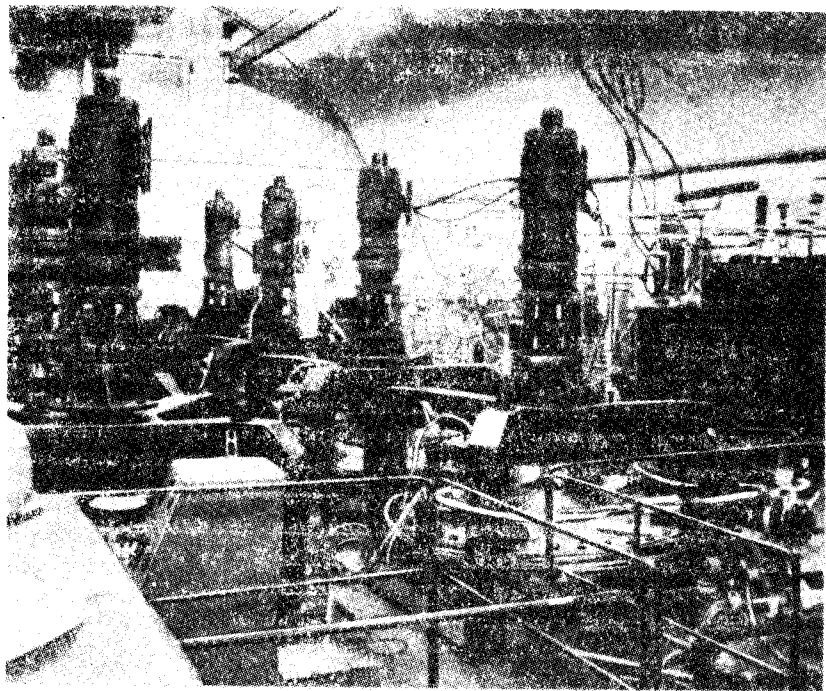
Эксперимент будет проводиться в подземной камере, сооруженной внутри горы. Горнопроходческие работы были проведены в горном массиве Андырчи на Северном Кавказе; данное сооружение известно как Баксанская нейтринная обсерватория (см. работу [487], в которой описана эта лаборатория). На рис. 11.4 и 11.5 изображена установка SAGE с разных позиций. Большая группа специалистов возглавляется В. Н. Гавриным и Г. Т. Зацепиным, в нее входят американские ученые из нескольких университетов и Лос-Аламосской национальной лаборатории; эта коллаборация иногда называется SAGE (Советско-американский галлиевый эксперимент). Подробное описание этого эксперимента было представлено Зацепиным [675], Барабановым и др. [94] и Поманским [486].

Поскольку эксперименты, осуществляемые на Кавказе и коллаборацией GALLEX, аналогичны, необходимо лишь обобщить основные достоинства и недостатки металлической мишени и затем описать, чем различаются первые этапы извлечения в обоих экспериментах.

Основные преимущества металлической мишени следующие: 1) она менее чувствительна к фоновым реакциям, вызываемым радиоактивными примесями; 2) имеет меньший объем (что уменьшает некоторые другие фоновые процессы), вследствие ее значительно более высокой плотности. За счет уменьшения объема увеличивается также скорость образования  $^{71}\text{Ge}$  при проведении калибровочного эксперимента, например с  $^{51}\text{Cr}$ . К основным недостаткам металлической мишени следует отнести необходимость добавления новых химических реактивов в каждом цикле извлечения германия. Следовательно, возникает необходимость строгого контроля примесей германия. Более сложная начальная стадия извлечения приводит к трудностям при доказательстве того, что химическая процедура свободна от систематических ошибок.

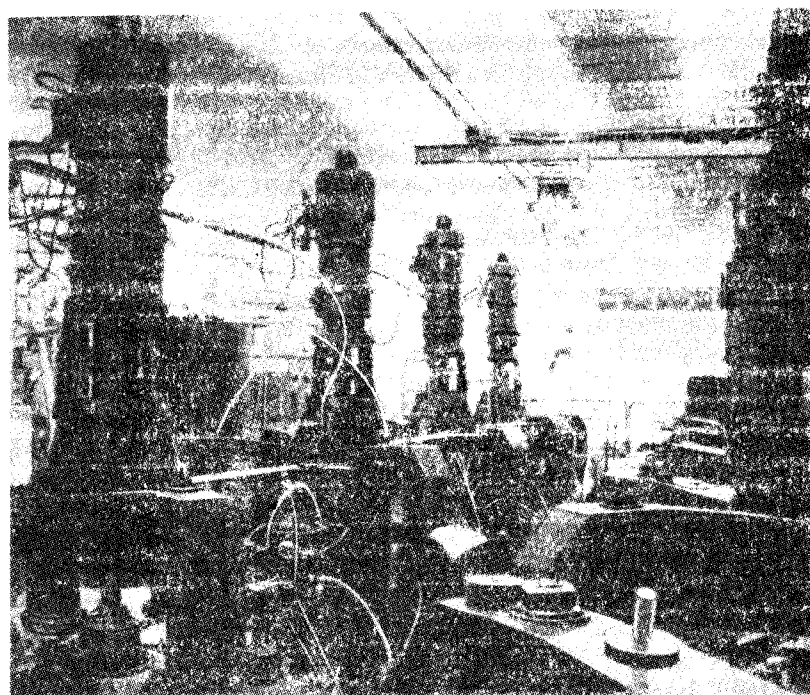
Металлический галлий плавится при температуре около  $30^\circ\text{C}$ , что позволяет перемешивать его в жидком состоянии (плотность

<sup>1)</sup> См. примечание на с. 381. — *Прим. ред.*



**Рис. 11.4.** Подземная камера для эксперимента SAGE. Показана огромная подземная камера, которая будет использоваться в советско-американском галлиевом эксперименте. В одной из секций камеры установлены 10 реакторных баков с двигателями в их верхней части. Четыре бака, расположенные справа, были заполнены в 1988 г. 30 т металлического галлия и будут использованы на первом этапе эксперимента. Вдоль правой стены видна часть системы химического извлечения  $^{71}\text{Ge}$  из 30 т галлия. (Фото печатается с любезного разрешения Т. Боуэлла.)

$6,0 \text{ г/см}^3$ ) с разбавленной соляной кислотой. Для извлечения германия в кислоту добавляется перекись водорода и полученная смесь интенсивно перемешивается. При перемешивании металлический галлий диспергируется в виде маленьких капель, покрытых окисным слоем. Смесь выглядит как черная грязь. Если концентрация  $\text{HCl}$  выбрана правильно, то после нескольких минут интенсивного перемешивания окись, покрывающая капли металла, растворяется



**Рис. 11.5.** Другой вид подземной камеры SAGE. Показанные в левой части камеры 4 реакторных бака с прикрепленными к ним двигателями для перемешивания содержат 30 т галлия, предназначенного для использования на первом этапе эксперимента. Оборудование для извлечения  $^{71}\text{Ge}$  из детектора с полной массой 60 т размещено на площадке вблизи нижнего края фотографии. Химические лаборатории и системы низкофонных счетчиков располагаются в комнатах в дальнем конце камеры. На переднем плане можно заметить двух ученых, прячущихся от фотокамеры. (Фото печатается с любезного разрешения Т. Боуэлла.)

и образуется чистый металлический слой, покрытый сверху кислотой. Реакция проводится в тefлоновом баке, снабженном механической мешалкой. В полномасштабном эксперименте галлий будет находиться в 10 реакторных баках. Разбавленные кислоты из 10 реакторов будут объединяться и затем в концентрированный выпариванием раствор добавится концентрированная кислота. Из концентри-

рванной кислоты германий может быть извлечен продувкой газом и собран в водном газоочистителе с помощью процедуры, аналогичной той, которая была описана выше для эксперимента GALLEX. После этого извлеченный хлорид германия с помощью борогидрида натрия восстанавливается до германия. В связи с использованием в этой технологии очень больших объемов соляной кислоты был разработан способ извлечения и повторного использования соляной кислоты.

Рис. 11.4 и 11.5 показывают подземную камеру для эксперимента SAGE с реакторными баками, которые будут содержать галлий. В камере находится также система химического извлечения; лаборатория аналитической химии и установки для низкофонового счета располагаются в отдельных помещениях в дальнем конце камеры.

Советская группа провела успешный пробный эксперимент с 7 т галлия; было показано, что таким образом химический процесс извлечения является надежным и эффективным. Как в Лос-Аламосе, так и в Москве были созданы счетчики с низким фоном и высокой эффективностью счета.

### 11.3. Что может быть изучено?

Этот раздел описывает некоторые теоретические аспекты, которые могут быть уместны для интерпретации галлиевых экспериментов.

#### А. Минимальная звездная скорость

Используя только энергетическое рассмотрение, Бакал, Кливленд, Дэвис и Роули [57] рассчитали минимальную астрономическую скорость генерации нейтрино при единственном условии, что с нейтрино ничего не происходит на их пути к Земле из солнечных недр. Эта минимальная скорость достигается, если на Солнце образуются только  $\nu\nu$ - и  $\bar{\nu}\bar{\nu}$ -нейтрино (реакции 1 и 2 в табл. 3.1 настоящей книги). Ожидаемая скорость реакции в этом случае равна

$$\sum (\phi\sigma)_{\text{мин. астрон}} = 80 \text{ SNU}. \quad (11.5)$$

Соответствующие минимальные нейтринные потоки приводятся в табл. 6.6 настоящей книги.

Скорость, определяемая выражением (11.5), немного больше, чем полученная при использовании потоков  $\nu\nu$ - и  $\bar{\nu}\bar{\nu}$ -нейтрино из стандартной солнечной модели, которые приведены в табл. 6.5. Причина этого состоит в том, что в минимальной модели предполагается, что

все  $\nu\nu$ -реакции синтеза завершаются реакцией  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  (реакция 3 в табл. 3.1 настоящей книги), в результате чего образуются два  $\nu\nu$ - или  $\bar{\nu}\bar{\nu}$ -нейтрино для каждого окончания цепочки. В стандартной модели около 15% окончаний происходит через реакцию  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$  (реакция 4 в табл. 3.1), которые образуют только одно  $\nu\nu$ - или  $\bar{\nu}\bar{\nu}$ -нейтрино на цикл.

Если наблюдаемая скорость захвата меньше, чем 80 SNU, то (с одной лишь оговоркой) что-то должно происходить с нейтрино на пути из солнечных недр до Земли. Это заключение не зависит от деталей солнечной модели. Единственной альтернативой заключению о необходимости новой физики нейтрино может быть предположение о том, что в настоящее время скорость горения ядерного топлива в Солнце не является достаточной для того, чтобы поддержать баланс потерь энергии за счет испускания фотонов с поверхности Солнца. Гипотеза о том, что в Солнце, относящемся к главной последовательности, нет квазистатического равновесия энергии, в глазах многих физиков и астрофизиков является даже более радикальной, чем, например, гипотеза о смешивании нейтрино.

#### Б. Зависимость стандартных предсказаний от солнечных моделей

Поток нейтрино от  $\nu\nu$ -реакций вычисляется наиболее точно по сравнению с потоками всех других солнечных нейтрино. Согласно оценкам, полная неопределенность составляет лишь 2%. В литературе часто ошибочно утверждают, что поток от этой реакции определяется наблюдаемой солнечной светимостью. В действительности вычисленный поток  $\nu\nu$ -нейтрино должен составить около половины значения, полученного для стандартной солнечной модели, если бы в недрах Солнца  ${}^3\text{He}$  выгорал при взаимодействиях с  $\alpha$ -частицей, а не за счет взаимодействий с другими ядрами  ${}^3\text{He}$ . Причина этого различия состоит в том, что для окончания цепочки через реакцию 5 в табл. 3.1 (которая преобладает в стандартной солнечной модели) необходимы две  $\nu\nu$ -реакции, в то время как в случае, когда преобладает реакция 6 [см. выше комментарии в (11.5)], требуется всего одна  $\nu\nu$ -реакция.

Если из модельной зависимости, предсказываемой для потока  $\nu\nu$ -нейтрино, действительно следует множитель 2, то почему вычисленная неопределенность столь мала (2%)? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо провести различие между неопределенностями в рамках стандартной солнечной модели и зависимостью от более об-

ших идей о том, как светят звезды главной последовательности. В рамках стандартных моделей неопределенность действительно очень мала. Сечения реакций горения  $^3\text{He}$  относительно хорошо известны (см. данные для реакций 5 и 6 в табл. 3.1); они показывают, что реакция 5 происходит примерно в шесть раз чаще реакции 6 при средних условиях в солнечных недрах. Для рассчитанных условий внутри Солнца это отношение достаточно стабильно в пределах лишь небольшой погрешности. Таким образом, если не отрицать численные результаты стандартных солнечных моделей, то коэффициент неопределенности потока  $pp$ -нейтрино в  $pp$ -цепочке равен двум. Зависимость этого потока от температуры в центре Солнца в соответствии с моделью имеет вид [см. (6.136)]: Поток  $\propto T^{-1/2}$ .

## В. Нестандартные модели

Если наблюдаемая скорость захвата удовлетворяет условию

$$\sum (\phi\sigma)_{\text{звезда}} \gtrsim 80 \text{ SNU}, \quad (11.6)$$

то эту скорость можно в принципе объяснить одной или более комбинациями нестандартной физики звезд и новой физики нейтрино (например, МСВ-эффекта или других теорий, рассматриваемых в гл. 9 настоящей книги). Эту область неоднозначности можно существенно уменьшить, если *предположить*, что проблема солнечных нейтрино вызвана *либо* нестандартной астрофизикой, *либо* новой физикой нейтрино, но не совместным их влиянием.

Наибольшие скорости событий предсказываются моделью Q-ядер (200–400 SNU) (см. статью [601] и разд. 5.14 в настоящей книге) и моделью чистого CNO-цикла (610 SNU), (см. разд. 5.17 в настоящей книге). Ни одна из этих моделей не является привлекательной; они обе основаны на *ad hoc* гипотезах относительно микроскопической физики.

Если предположить, что стандартная электрослабая модель (без учета осцилляций нейтрино) правильна, и потребовать согласованности с верхним пределом, вытекающим из  $^{37}\text{Cl}$ -эксперимента (см. гл. 10 в настоящей книге), то область значений скоростей захвата, соответствующих рассчитанным до сих пор нестандартным моделям, лежит примерно между 80 и 120 SNU.

## Г. МСВ-эффект

Галлиевые эксперименты могли бы обеспечить существенную поддержку при объяснении проблемы солнечных нейтрино с помощью МСВ-эффекта. Если наблюдаемая скорость счета значительно ниже минимальной астрономической скорости 80 SNU, то это будет сильным доказательством в пользу неадиабатического МСВ-решения или решения с большим углом смешивания (см. рис. 9.8 и соответствующее обсуждение в разд. 9.2.Г и 9.2.Д в настоящей книге).

## Д. Несохранение электрического заряда

Считается, что закон сохранения электрического заряда принадлежит к *абсолютным* законам сохранения, действующим с произвольной точностью. Справедливость этого закона, как и других законов физики, неизбежно опирается на эксперимент. Фейнберг и Голдхабер [256] и Голдхабер [292] обсудили большое число возможных экспериментальных проверок сохранения заряда. Наиболее точные нижние пределы на время жизни электрона (возможными распадами являются, например,  $e \rightarrow \gamma + \nu_e$ ,  $e \rightarrow 2\nu_e + \bar{\nu}_e$  и т. д.) составляют порядка  $10^{25}$  лет для электронов в атомах германия (см. [26], а также более ранние работы [440, 597], в которых были установлены пределы, а также более позднюю работу [456]).

Справедливость сохранения заряда в реакциях с ядрами не гарантируется экспериментами, которые демонстрируют стабильность электрона. В принципе мог бы существовать процесс, который допускал бы на некотором уровне протекание реакций  $n \rightarrow p + \gamma$  или  $n \rightarrow p + \nu_e + \bar{\nu}_e$  и в то же время запрещал бы на том же самом уровне все распады электрона. Времена жизни для распада нуклонов ( $n \rightarrow p + \text{что-нибудь}$ ), которые возможно измерить в экспериментах по солнечным нейтрино, очень велики из-за больших количеств используемого материала и продолжительных времен счета, которые требуются для детектирования солнечных нейтрино.

Радиохимические эксперименты по солнечным нейтрино, использующие мишени, у которых порог захвата нейтрино меньше, чем масса электрона, обеспечивают возможность проверки закона сохранения заряда с достаточной точностью без каких-либо дополнительных усилий [43, 44]. Ниже приведены некоторые примеры процессов, которые запрещаются законом сохранения заряда, но разрешены с точки зрения сохранения энергии и других законов физики:  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + \nu_e + \bar{\nu}_e$  и  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + \gamma$  ( $E_\gamma \equiv 275 \text{ кэВ}$ ). Мишени,



состоящие из  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{205}\text{Tl}$ , в принципе также могут быть использованы для проверки закона сохранения энергии.

Высокую чувствительность экспериментов по солнечным нейтрино к несохранению заряда можно видеть непосредственно из определения SNU как величины, которая равна  $10^{-36}$  дочерних атомов, образуемых на атом мишени в секунду. Результаты, полученные в радиохимических экспериментах, предназначенных для детектирования реакции  $\nu_e + {}^Z A \rightarrow e^- + ({}^{Z+1})A$ , можно выразить через времена жизни:

$$\tau({}^Z A \rightarrow ({}^{Z+1})A + \text{что-нибудь}) \geq \frac{2,2 \cdot 10^{28} \text{ лет}}{P(\text{SNU})}. \quad (11.7)$$

Здесь  $P(\text{SNU})$  — измеренная в единицах SNU скорость образования дочерних атомов  $({}^{Z+1})A$ , которая в принципе могла бы быть обусловлена либо захватами нейтрино, либо фоновыми процессами, либо несохранением заряда. Следует заметить, что радиохимические эксперименты чувствительны к любому проявлению несохранения заряда; на это указывает появление в (11.7) слов “что-нибудь”. Если солнечные рр-нейтрино достигают Земли, то в конечном счете чувствительность к несохранению заряда, получаемая в одном  $^{71}\text{Ga}$ -эксперименте ( $P \approx 10^2$ ), будет соответствовать примерно времени жизни  $10^{26,5}$  лет (см. [596]).

Интерпретация экспериментов по поиску несохранения заряда требует некоторых теоретических предположений. Достаточно общее и правдоподобное предположение состоит в том, что элемент матрицы взаимодействия представляет собой ядерную часть, умноженную на что-нибудь еще. Сама ядерная часть может быть сведена (при сопутствующей слабой передаче импульса) к обычному матричному элементу для  $\beta$ -распада (получаемому, например, из скорости захвата электронов  $^{71}\text{Ge}$  для мишени из  $^{71}\text{Ga}$ ), умноженному на матричный элемент, связанный с несохранением заряда при сильном (ядерном) взаимодействии,  $\langle n | H_0 Q | p \rangle$ . Используя золотое правило Ферми с учетом приведенного выше допущения, можно записать

$$|\langle n | H_0 Q | p \rangle|^2 \rho = (\ln 2 \hbar / 2\pi) [\tau_{1/2}(Q)]^{-1} [ft_{1/2} / 6 \cdot 10^3 \text{ с}], \quad (11.8)$$

здесь  $\rho$  — фазовое пространство для распада (которое зависит от типа распада и используемой теории) и  $\tau_{1/2}(Q)$  — время жизни (или верхний предел времени жизни) для распадов с несохранением заряда [ср. с (11.7)]. В ядерный  $ft_{1/2}$ -фактор, который появляется в выражении (11.8), должна быть внесена поправка  $[(2I+1)/(2I'+1)]$ ,

связанная со статистикой и учитывающая разницу в спине для исходного и конечного состояний ядер. В случае перехода  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  мы имеем  $ft_{1/2} \approx 5 \cdot 10^4$  с. Представленные в виде (11.7) результаты эксперимента по солнечным нейтрино могут быть интерпретированы с позиций ограничения на матричный элемент, связанный с несохранением заряда при сильном взаимодействии аналогично тому (но независимо от того), как это делается для матричного элемента  $\langle e^- | H_Q | 0 \rangle$ , который определяется в экспериментах по электронному распаду.

Если предположить, что слабые взаимодействия включают в себя небольшой вклад, связанный с несохранением заряда и имеющий обычную форму  $H_Q \equiv \epsilon H_{\text{обыч. форма}}$  (за исключением лишь того, что электрон в лептонном потоке заменяется на нейтрино), то можно получить интересное ограничение на  $\epsilon$ . Результат можно записать через отношения вероятностей (ветвей) для элементарного распада нейтрона:

$$\epsilon^2 = \Gamma(n \rightarrow p + \nu_e + \bar{\nu}_e) / \Gamma(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e). \quad (11.9)$$

Бакал [43, 44] дает следующую формулу:

$$\epsilon^2 = \left[ \frac{P(\text{SNU}) t_{1/2}(n)}{2,2 \cdot 10^{28} \text{ лет}} \right] \left[ \left( \frac{W(n)}{W({}^Z A)} \right)^5 \frac{(ft)_{Z A}}{(ft)_n} \right]. \quad (11.10)$$

Здесь  $W(n)$  — разность масс (1,29 МэВ) между нейтроном и протоном;  $W({}^Z A)$  — разность ядерных масс изотопов  ${}^Z A$  и  $({}^{Z+1})A$ ;  $(ft)_{Z A}$  включает в себя статистическую спиновую поправку, а  $(ft)_n = 1,1 \cdot 10^3$  с;  $t_{1/2}(n) = 6,5 \cdot 10^2$  с. Для  $^{71}\text{Ga}$  имеем

$$\epsilon^2 = 6 \cdot 10^{-29} P(^{71}\text{Ga}; \text{SNU}). \quad (11.11)$$

Таким образом, эксперимент по солнечным нейтрино с  $^{71}\text{Ga}$  будет чувствителен к составляющей, связанной с несохранением заряда при слабых взаимодействиях, которая на 26 порядков величины меньше, чем основная часть слабого взаимодействия.

Поставлено несколько замечательных лабораторных экспериментов, которые накладывают строгие ограничения на  $\epsilon^2$ . Результаты этих экспериментов представлены в табл. 11.2.

В принципе существует некоторая неоднозначность при интерпретации радиохимических экспериментов по регистрации солнечных нейтрино, для которых порог захвата меньше массы электрона. Как можно быть уверенным, что измеренная скорость счета,

**Таблица 11.2.** Верхние пределы для несохранения заряда при слабом взаимодействии

Распад	$\epsilon_{\text{верхн. предел}}^2$	Литература
$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}^m$	$3 \cdot 10^{-19}$	[451]
$^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}^m$	$9 \cdot 10^{-24}$	[93]
$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}^m$	$8 \cdot 10^{-21}$	[634]
$^{113}\text{Cd} \rightarrow ^{113}\text{In}^m$	$10^{-17}$	[545]
$^{127}\text{I} \rightarrow ^{127}\text{I}^{\text{возб}}$	$10^{-23}$	[339]

например в эксперименте с  $^{71}\text{Ga}$ , обусловлена солнечными нейтрино, а не несохранением заряда? Существует два ответа на этот вопрос: один теоретический и другой экспериментальный. Во-первых, во всех современных теоретических рассмотрениях считается более подробным предположение о том, что индуцированная Солнцем скорость счета лежит в диапазоне 10–100 SNU (в согласии с предсказаниями теории звездной эволюции, возможно, модифицированными с учетом электрослабых эффектов за пределами стандартной модели) по сравнению с гипотезой о несохранении электрического заряда на уровне, который случайно имеет подходящий порядок величины для его обнаружения в эксперименте по солнечным нейтрино. Чтобы убедиться в том, что в галлиевом эксперименте преобладает эффект, обусловленный несохранением заряда, либо частота событий должна значительно превышать  $10^2$  SNU, либо должно иметь место как несохранение заряда, так и сильное подавление потока солнечных нейтрино. Во-вторых, можно сравнить частоты событий в галлиевом и других экспериментах по солнечным нейтрино. Если скорости счета в  $^{71}\text{Ga}$ -эксперименте и других экспериментах по солнечным нейтрино согласуются друг с другом при одних и тех же потоках солнечных нейтрино, то галлиевый эксперимент можно дополнительно интерпретировать с точки зрения верхнего предела на реакции с несохранением заряда.

## Библиографические примечания

1. Статья [56] содержит предложения американской стороны, включающие многие составляющие, которые используются в европейском и советском экспериментах.

2. В работе [94] дается ясное описание советского эксперимента.
3. Статья [197] — прекрасное рассмотрение экспериментальных возможностей использования  $^{51}\text{Cr}$  в качестве источника нейтрино для калибровки  $\text{GaCl}_3$ -детектора.
4. В отчете Достровски [232] дается прекрасное описание галлиевое эксперимента. Все, кто присутствовал на зажигательной лекции Достровски, помнят, как он демонстрировал опытный образец счетчика, пустив его по залу среди слушателей.
5. Работа Кирстена [369] содержит описание эксперимента GALLEX, авторитетно представленное его ведущим участником.
6. В статье [391] излагается провидческое предложение о  $^{71}\text{Ga}$ -эксперименте по солнечным нейтрино, сформулированное в то время, когда необходимое количество галлия сильно превышало его мировую добычу за год.

# 12. Геохимические и радиохимические детекторы: Mo, Tl, Li, Br и I

## Краткое содержание

В этой главе обсуждаются пять радиохимических или геохимических экспериментов, которые наиболее часто рассматриваются в литературе и имеют лучшие возможности для осуществления:  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{205}\text{Tl}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{81}\text{Br}$  и  $^{127}\text{I}$ .

В  $^{98}\text{Mo}$ - и  $^{205}\text{Tl}$ -экспериментах (разд. 12.1 и 12.2 соответственно) используются образовавшиеся при поглощении нейтрино долгоживущие дочерние изотопы, которые извлекаются из руд, находящихся глубоко под землей в течение миллионов лет. В этих экспериментах для регистрации нейтрино используются реакции  $\nu_e + ^{98}\text{Mo} \rightarrow e^- + ^{98}\text{Tc}$  и  $\nu_e + ^{205}\text{Tl} \rightarrow e^- + ^{205}\text{Pb}$ . Руды содержат  $^{98}\text{Tc}$  и  $^{205}\text{Pb}$ . Геологическая стабильность залежей руды в течение последних  $10^7$  лет, от которой зависит экранирование изотопов, взаимодействующих с нейтрино, от космических лучей, является важным моментом при интерпретации полученных результатов.

Эксперименты с  $^{98}\text{Mo}$  и  $^{205}\text{Tl}$  чувствительны к нейтринным потокам, усредненным за миллионы лет. Если стандартная солнечная модель верна, то усредненные значения нейтринных потоков, воздействию которых подвергались глубоко залегающие руды, с точностью до 1% должны совпадать с современным значением потоков, измеренных, например, в хлорном и галлиевом экспериментах, а также в экспериментах по  $\nu - e^-$ -рассеянию. В некоторых теоретических решениях солнечной нейтринной проблемы могло проявиться суще-

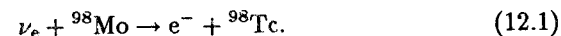
ственное различие между средним и современным значениями нейтринных потоков.

В разд. 12.3 — 12.5 обсуждаются эксперименты соответственно с  $^7\text{Li}$ ,  $^{81}\text{Br}$  и  $^{127}\text{I}$ , в которых используются радиохимические методы измерения современных нейтринных потоков. Аналогично эксперименту с  $^{37}\text{Cl}$  предлагаемые эксперименты с  $^7\text{Li}$  и  $^{81}\text{Br}$  чувствительны к нейтрино от нескольких различных источников. Помимо  $^8\text{B}$ -нейтрино,  $^7\text{Li}$  детектор особенно чувствителен к нейтрино от CNO-цикла, а  $^{81}\text{Br}$ -детектор — к нейтрино от распада  $^7\text{Be}$ . Если поток нейтрино от  $^8\text{B}$  гораздо меньше потока, предсказываемого стандартной солнечной моделью, а потоки  $^7\text{Be}$ - и CNO-нейтрино подавлены не столь сильно, то детекторы с  $^7\text{Li}$  и  $^{81}\text{Br}$  могут дать уникальную информацию об этих потоках. Детектор на основе иода чувствителен к  $^8\text{B}$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино, причем относительная чувствительность к этим двум источникам неизвестна.

Из всех 5 мишеней, рассматриваемых в данной главе, лишь для  $^7\text{Li}$  можно достаточно точно вычислить сечения поглощения нейтрино.

## 12.1. Мишень $^{98}\text{Mo}$

Группой из Лос-Аламосской национальной лаборатории проводится смелый геохимический эксперимент с использованием  $^{98}\text{Mo}$  [187, 668]. Для регистрации нейтрино применяется реакция



Эксперимент с  $^{98}\text{Mo}$  имеет особый интерес в связи с тем, что образуемый  $^{98}\text{Tc}$  нестабилен и распадается путем  $\beta$ -распада в  $^{98}\text{Ru}$  со средним временем жизни  $6 \cdot 10^6$  лет. Таким образом, эксперимент с  $^{98}\text{Mo}$  дает информацию о потоке  $^8\text{B}$ -нейтрино, усредненном за последние несколько миллионов лет (см. ниже количественное описание временной чувствительности).

Эксперимент с  $^{98}\text{Mo}$  чувствителен только к  $^8\text{B}$  (и  $\text{hep}$ )-нейтрино. Переход из основного состояния в основное с энергетическим порогом 1,68 МэВ запрещен. Все сильные переходы — это переходы в возбужденные состояния  $^{98}\text{Tc}$ , которые требуют больше энергии, чем энергия нейтрино от любых источников, кроме  $^8\text{B}$  (и  $\text{hep}$ ).

Предсказываемая стандартной солнечной моделью скорость захвата составляет

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 17,4_{-11}^{+18,5} \text{ SNU}. \quad (12.2)$$

Это значение практически полностью, за исключением 0,08 SNU, обусловлено  $^8\text{B}$ -нейтрино. Основная неопределенность предсказываемой скорости захвата определяется сечениями захвата нейтрино; полная неопределенность от всех остальных источников равна лишь 6 SNU. Все матричные элементы переходов в возбужденное состояние должны быть оценены из (p, n)-экспериментов. В этих экспериментах величина  $1\sigma$ -неопределенности составляет около  $\pm 30\%$  [516]. Кроме того, имеется систематическая погрешность калибровки (p, n)-измерений для соответствующего интервала масс. Таким образом, общая теоретическая неопределенность в поперечном сечении захвата равна по крайней мере коэффициенту два (см. разд. 8.2.E и работу [83]).

В Лос-Аламосской национальной лаборатории был разработан метод извлечения  $^{98}\text{Tc}$ , образовавшегося при захвате солнечных нейтрино ядрами  $^{98}\text{Mo}$ . Чтобы получить видимый сигнал, необходимо проработать около 2600 т руды из глубоких залежей, которая содержит примерно 13 т молибденита. Исходная руда добывается в Хендерсоновской молибденовой шахте графства Клир-Крик в Колорадо (США). Корпорация АМАХ использует руду для коммерческого производства окиси молибдена. Флотационное обогащение на Хендерсоновской молибденовой шахте дает концентрат, который содержит более 90% молибденита; при этом содержание молибдена от первоначального количества руды уменьшается примерно до 13 т. Затем концентрат отправляется на завод обжига АМАХ в Форт-Мэрисон (шт. Айова), где  $\text{MoS}_2$  превращается в  $\text{MoO}_3$ . Требуемые 13 т молибденита составляют лишь малую часть суточной продукции завода в Форт-Мэдисон. О судьбе технеция в процессе химической переработки делается вывод по поведению его химического аналога — рения, который имеет очень близкие с ним свойства.

Для обнаружения ожидаемых  $10^7$  атомов  $^{98}\text{Tc}$  будет использован сверхчувствительный масс-спектрометр, показанный на рис. 12.1 [668]. Кроме того, будет присутствовать  $^{99}\text{Tc}$ , концентрация которого на несколько порядков величины будет больше, чем концентрация  $^{98}\text{Tc}$ , поскольку  $^{98}\text{Tc}$  является продуктом спонтанного деления  $^{238}\text{U}$  в молибдените. Будет проведен масс-спектрометрический анализ образца для измерения отношений  $^{97}\text{Tc}$ ,  $^{98}\text{Tc}$  и  $^{99}\text{Tc}$ . Абсолютное содержание будет зафиксировано измерением отношения  $^{97}\text{Tc}/^{99}\text{Tc}$  в малой части образца, к которому добавлено известное количество  $^{97}\text{Tc}$ . Затем концентрации  $^{99}\text{Tc}$  (и  $^{97}\text{Tc}$ ) могут быть использованы для определения количества  $^{98}\text{Tc}$ , образованного за счет поглощения нейтрино. Эта процедура отчасти аналогична тому, как используют-

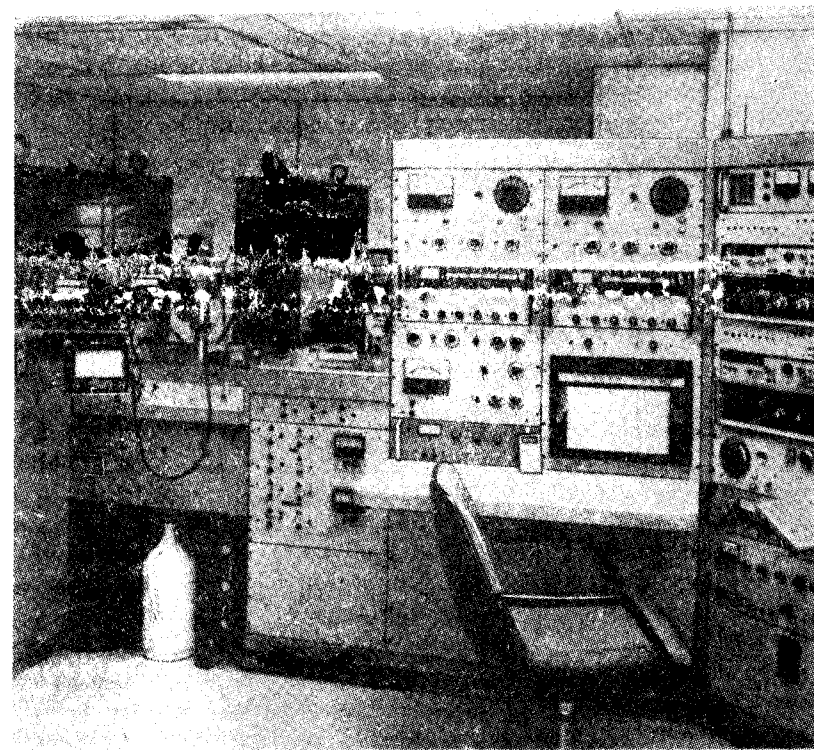


Рис. 12.1. Масс-спектрометр, используемый в эксперименте с  $^{98}\text{Mo}$ . Показан масс-спектрометр, используемый для детектирования технеция. Спектрограф имеет предел детектирования около  $10^6$  атомов  $^{99}\text{Tc}$  и представляет собой тандемный магнитосекторный ( $90^\circ$ , радиус 30 см) масс-спектрометр, как с фарадеевским, так и с импульсным счетом ионов.

ся  $^{36}\text{Ag}$  и  $^{38}\text{Ag}$  в хлорном эксперименте (ср. разд. 10.2.B в настоящей книге).

В любом геохимическом эксперименте наиболее трудной задачей является доказательство того, что фон от естественной радиоактивности и космических лучей находится в допустимых пределах. Фоновые эффекты для этого эксперимента подробно рассматривали Кауан и Хакстон в их классической статье [187], и читатель может к ней обратиться за подробностями. Кауан и Хакстон привели силь-

ные доводы в пользу предположения о том, что фоновые эффекты не будут влиять на изменения нейтринного потока от  ${}^8\text{В}$ . Они также рассмотрели вопрос о том, как измерение концентрации  ${}^{99}\text{Tc}$  можно использовать для экспериментального доказательства того, что радиоактивный фон незначителен. Дальнейшая экспериментальная проверка должна показать, что  ${}^{99}\text{Tc}$  находится в вековом равновесии с ураном, а это свидетельствовало бы об отсутствии потерь технеция из руды в геологических масштабах времени.

Чтобы дать убедительное доказательство правильности получаемых результатов, необходимо провести измерения с образцами из различных мест в шахте или из разных шахт. Если будет показано, что результат не зависит от места, откуда взят образец, то это будет хорошим основанием для утверждения, что обнаруженное количество  ${}^{98}\text{Tc}$  является результатом взаимодействия с солнечными нейтрино.

Что же измеряется в  ${}^{98}\text{Mo}$ -эксперименте? Можно ли ожидать, что поток  ${}^8\text{В}$ -нейтрино, который воздействует на глубоко залегающий молибден в течение многих веков, будет отличаться от потока, имеющего место в настоящее время и регистрируемого всеми другими детекторами? Этот эксперимент чувствителен к процессам, которые происходили в масштабе времени Кельвина — Гельмгольца, а именно около  $10^7$  лет (см. разд. 2.1 в настоящей книге), но механизм, посредством которого мог бы меняться поток  ${}^8\text{В}$ -нейтрино на временном отрезке такой длительности, неизвестен (см. гл. 5 в настоящей книге). Более очевидным временным масштабом для таких изменений является временной масштаб ядерного горения, который имеет порядок, близкий к современному возрасту Солнца (см. разд. 2.1 в настоящей книге).

Чувствительность  ${}^{98}\text{Mo}$ -эксперимента к зависящему от времени потоку  ${}^8\text{В}$ -нейтрино можно исследовать путем проверки теоретического отношения числа атомов  ${}^{98}\text{Tc}$  в руде  $N_{\text{Tc}}$  к числу атомов молибдена в руде  $N_{\text{Mo}}$ .

Определим временную зависимость  $f(t)$  потока  ${}^8\text{В}$ -нейтрино соотношением

$$\phi(t) = \phi_{\text{SM}} \cdot f(t), \quad (12.3)$$

где  $\phi_{\text{SM}}$  — современное значение потока  ${}^8\text{В}$ -нейтрино, предсказываемое стандартной солнечной моделью ( $5,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ). При этом отношение количеств атомов  ${}^{98}\text{Tc}/{}^{98}\text{Mo}$  дается выражением

$$\frac{N_{\text{Tc}}(t)}{N_{\text{Mo}}} = \phi_{\text{SM}} \sigma \tau_m I(t), \quad (12.4)$$

где  $\tau_m$  — среднее время жизни атомов  ${}^{98}\text{Tc}$ , образующихся при поглощении нейтрино [см. уравнение (12.1)], а  $I(t)$  — простой интеграл, явный вид которого приведен ниже. Разумеется, для постоянного потока нейтрино  $I(t) = 1,0$ .

Равновесное содержание атомов  ${}^{98}\text{Tc}$  в руде исчезающе мало. Численно коэффициент при  $I(t)$  в выражении (12.4) равен

$$\epsilon = \phi_{\text{SM}} \sigma \tau_m = 3,3 \cdot 10^{-21}. \quad (12.5)$$

Временная зависимость измеренного отношения дается выражением [ср. с (12.4)]

$$I(t) = \int_{t_0/\tau_m}^{t/\tau_m} dx f(\tau_m x) \exp - (t/\tau_m - x), \quad (12.6)$$

где  $t_0$  — время до появления любого первого атома  ${}^{98}\text{Tc}$  от захвата солнечного нейтрино.

Насколько поток  ${}^8\text{В}$ -нейтрино в масштабах времени, к которым чувствителен  ${}^{98}\text{Mo}$ -эксперимент, является постоянным? Временная зависимость потока  ${}^8\text{В}$ -нейтрино в стандартной солнечной модели пропорциональна величине (см. табл. 4.6 в настоящей книге)

$$\phi(t) \propto t^{3,4}. \quad (12.7)$$

Пусть  $t_{\text{совр}}$  представляет современную эпоху. Тогда  $\phi(t_{\text{совр}} - \tau_m) \simeq \phi_{\text{SM}} [1 - \tau_m/t_{\text{совр}}]^{3,4} \approx 0,995 \phi_{\text{SM}}$ . Поэтому в стандартной солнечной модели поток от  ${}^8\text{В}$  практически постоянен в масштабах времени, к которым  ${}^{98}\text{Mo}$ -эксперимент чувствителен.

Значение этих результатов [выражения (12.4)–(12.7)], можно понять, рассматривая следующий простой случай. Предположим, что в какой-то момент солнечной истории  $t_{\text{совйт}}$  поток  ${}^8\text{В}$ -нейтрино изменяется от постоянного значения  $\phi_{\text{SM}}$  до другого значения  $\beta \times \phi_{\text{SM}}$ , которое измеряется в хлорном эксперименте и в эксперименте по рассеянию электронов. Таким образом,

$$f(x) = \begin{cases} \beta, & t > t_{\text{совйт}}, \\ 1, & t < t_{\text{совйт}}. \end{cases} \quad (12.8)$$

При этом интеграл, дающий временную зависимость, запишется в виде

$$I(t) \equiv [\beta + (1 - \beta) \exp - (t - t_{\text{совйт}})/\tau_m]. \quad (12.9)$$

Как и ожидалось,  $I(t) \equiv 1,0$ , если фактор подавления  $\beta = 1,0$ .

**Таблица 12.1.** Максимальное время, для которого атомы  $^{98}\text{Mo}$  чувствительны к вариациям потока нейтрино. В таблице указывается максимальное время  $\Delta t$  лет назад, при котором могло произойти событие в солнечном ядре и которое еще обнаруживается  $^{98}\text{Mo}$ -экспериментом по солнечным нейтрино. Здесь  $\tau_m$  — среднее время жизни атомов  $^{98}\text{Tc}$ , причем  $\tau_m = 6 \cdot 10^6$  лет

$\beta$	$\Delta t/\tau_m$
1/2	0
1/4	1
1/8	2
1/16	3

Если “событие” произошло, то измеренное значение будет равно современному значению. Таким образом,

$$I(t) \rightarrow \beta, \quad (t - t_{\text{событ}})/\tau_m \gg 1. \quad (12.10)$$

Из-за существующих неопределенностей в сечениях поглощения нейтрино точность, с которой поток  $^8\text{B}$ -нейтрино можно получить из отношения распространенностей  $^{98}\text{Tc}/^{98}\text{Mo}$ , равна примерно множителю 2 (см. статью [83] и разд. 7.3 в настоящей книге). Чтобы средний поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, который измеряется в  $^{98}\text{Mo}$ -эксперименте, отличался более чем в два раза от современного значения, солнечное событие должно было произойти не позднее критического момента  $\Delta t = (t - t_{\text{событ}})$  в прошлом, причем

$$\Delta t = \tau_m \times \ln[(1 - \beta)/\beta]. \quad (12.11)$$

Таблица 12.1 дает отношение  $\Delta t/\tau_m$  для большого диапазона значений современного фактора подавления  $\beta$  потока  $^8\text{B}$ -нейтрино. Для  $\beta$ , изменяющегося от 1/2 до 1/16,  $\Delta t$  меняется от  $0 \times \tau_m$  до  $3 \times \tau_m$ . Даже если бы подавление было очень сильным, а именно в 16 раз, то эффект от него наблюдался бы, если бы событие произошло только  $2 \cdot 10^7$  лет назад.

Что же мы можем ожидать для отношения  $\Delta t/\tau_m$ ? Каково характерное время, за которое главные “события” или изменения могут случиться внутри Солнца? Кауан и Хакстон в своей оригинальной статье [187] предположили, что масштабы времени порядка нескольких миллионов лет могут вполне иметь место. Они опирались на

предположение Дилка и Гофа [227], что некоторые  $g$ -моды низкого порядка могут быть неустойчивы в Солнце (см. обсуждение этой возможности в разд. 5.10 настоящей книги). Более общепринятые идеи относительно эволюции Солнца, основанные на стандартной солнечной модели, предполагают, что характерное время, за которое происходит значительное изменение, может быть вычислено по известному времени жизни Солнца на главной последовательности ( $10^{10}$  лет), среднему времени жизни протона внутри Солнца (тоже  $10^{10}$  лет) или по текущему возрасту Солнца ( $5 \cdot 10^9$  лет). Таким образом, базируясь на стандартных представлениях об эволюции звезд, следует ожидать очень большого отношения  $\Delta t/\tau_m$ :

$$\Delta t/\tau_m \simeq 10^3 \quad (12.12a)$$

и, следовательно,

$$I(t) = \beta \quad (12.12b)$$

с высокой точностью. Ожидается, что средний поток  $^8\text{B}$ -нейтрино, к которым чувствителен  $^{98}\text{Mo}$ -эксперимент, с точностью 1% или лучше будет тем же самым, что и современный поток, измеренный в хлораргоновом, Камиоканде II и других экспериментах.

Таким образом, стандартные идеи о временном масштабе солнечной эволюции предполагают, что молибденовый эксперимент дает поток  $\nu_e$  от  $^8\text{B}$ , который согласуется с величиной, найденной в современных экспериментах. Этот вывод не зависит от причины, из-за которой поток нейтрино является низким,—будь то ошибочная астрофизика или новая физика.

## 12.2. Мишень $^{205}\text{Tl}$

Эксперимент с  $^{205}\text{Tl}$  имел бы наименьший эффективный порог для поглощения нейтрино 0,05 МэВ из всех солнечных нейтринных детекторов, активно исследуемых в настоящее время. Реакция, лежащая в основе детектирования, записывается следующим образом:



Детектор из  $^{205}\text{Tl}$  дал бы возможность получить важную информацию, поскольку он чувствителен к  $\text{pp}$ -нейтрино, испущенным за последние  $10^7$  лет (см. работы [267, 268, 327]). Однако сечения поглощения нейтрино для наиболее сильных переходов между низколежащими состояниями не могут быть вычислены точно (см. в

работе [142] разд. IV.1) и трудно дать точный верхний предел для погрешностей [142]. Эта ситуация очень печальна, поскольку временная зависимость потока  $\nu$ -нейтрино отражает с достаточной точностью временную зависимость солнечной светимости, которая в теории звездной эволюции является величиной фундаментальной важности (см. табл. 4.6 в настоящей книге). Кинли [364] и Фридман [269] предположили, что, наверное, можно будет определить ширину наиболее важного низкоэнергетического перехода Гамова — Теллера посредством наблюдения  $\beta$ -распада в связанные состояния [29] атомов  $^{205}\text{Tl}$ , которые полностью ионизованы в синхротроне — ускорителе тяжелых ионов. Однако измерения скорости переходов в связанное состояние, хотя и важны для определения вероятности захвата  $\nu$ -нейтрино, не повлияют (с точностью до множителя порядка двух) на неопределенности для переходов в более возбужденные состояния, которые определяют сечения для  $^8\text{B}$ - и  $^7\text{Be}$ -нейтрино.

Скорость переходов в высокоэнергетические состояния  $^{205}\text{Pb}$  была оценена с использованием предварительных данных из (p, n)-реакций, которые опубликовали Крофчек и др. [385]. Эти данные нельзя использовать традиционным образом [295] для получения сечений первого запрещенного перехода на низколежащее (0,0023 МэВ) возбужденное состояние  $^{205}\text{Pb}$  — единственного перехода, сечение которого было оценено в прежних расчетах. Однако можно выполнить иллюстративный расчет сечения поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино, поскольку для этого источника нейтрино преобладают разрешенные переходы в более высокоэнергетические состояния  $^{205}\text{Pb}$  и подходит обычная процедура калибровки. Результат вызывает интерес, даже хотя он и является предварительным, поскольку он показывает, что скорость захвата не может определяться  $\nu$ -нейтрино, как предполагалось во всех предыдущих рассуждениях.

Согласно таким оценкам полное сечение поглощения  $^8\text{B}$ -нейтрино, падающих на  $^{205}\text{Tl}$ , составляет  $\sigma \approx 8 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$  [83]. Учитывая предварительный характер данных, мы должны рассматривать это сечение с неопределенностью порядка двух, а возможно, и больше. Бакал и Улрик [83] сделали новые оценки сечений для всех остальных источников солнечных нейтрино, используя значение  $\log ft_{1/2} \approx 5,7$ , которое предложили Браун и Талми [142] как, возможно, наиболее соответствующее переходам в низколежащие 1/2-состояния в  $^{205}\text{Pb}$  (возбуждение 0,0023 МэВ). Значение  $\log ft_{1/2}$  Брауна и Талми подразумевает, что каждое из “номинальных” сечений Бакала [43, 44] должно быть уменьшено в 2,5 раза.

С учетом приведенных выше сечений полная частота событий,

предсказываемая стандартной солнечной моделью [83], равна

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 263 \text{ SNU}. \quad (12.14)$$

Бакал и Улрик [83] воздержались от приведения формальной погрешности для указанной выше скорости, поскольку сечение поглощения нейтрино очень неопределенно. Номинальные вклады  $\nu$ -,  $^7\text{Be}$ - и  $^8\text{B}$ -нейтрино в полную скорость захвата составляют соответственно 173 SNU, 34 SNU и 46 SNU. При существующих больших неопределенностях сечений нельзя исключить возможность того, что  $^7\text{Be}$ - и  $^8\text{B}$ -нейтрино дают вклад, сравнимый с вкладом  $\nu$ -нейтрино.

Для исследования возможности проведения  $^{205}\text{Tl}$ -эксперимента в шахте Алчар в Македонии была создана [248, 449] большая коллаборация немецких и югославских ученых. Определение степени экранирования руды от космических лучей за геологические времена и разработка методов отделения крошечных количеств  $^{205}\text{Pb}$  от обычного свинца представляют собой главные проблемы, которые должны быть решены для того, чтобы эксперимент стал возможным.

### 12.3. Мишень $^7\text{Li}$

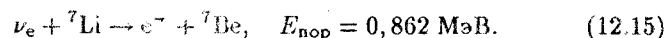
Литиевый детектор может дать решающую информацию о  $\nu$ - и  $\text{CNO}$ -нейтрино. Кроме того, сечения взаимодействия для  $^7\text{Li}$  хорошо известны благодаря уникальной ситуации: интенсивности переходов как в основное, так и в возбужденное состояния после захвата нейтрино могут быть точно выведены [43, 44] из лабораторных экспериментов по распаду атомов  $^7\text{Be}$  (в основном и первом возбужденном состоянии это изотопный аналог состояний  $^7\text{Li}$ ) после захвата электронов.

На протяжении многих лет  $^7\text{Li}$  рассматривался как важная и необходимая часть программы нейтринной спектроскопии недр Солнца (см. работу [41]). Это особенно чистый и интересный эксперимент с теоретической точки зрения<sup>1)</sup>. Кроме того, Роули [540] показал, что химическое извлечение может быть надежно осуществле-

<sup>1)</sup> Теоретические расчеты для  $^7\text{Li}$ -детектора требуют особого подхода. Благодаря приблизительному равенству между энергией испускаемых нейтрино (переход из основного состояния в основное же состояние) и порогом поглощения, при расчете сечения поглощения бериллиевых нейтрино необходимо учитывать [43, 44] тепловое движение внутри Солнца как ионов  $^7\text{Be}$ , так и электронов.

но и фон можно контролировать. Требуемое количество материала относительно дешево. Все, что требуется, — это практический способ счета атомов нарабатываемого радиоактивного  ${}^7\text{Be}$ . В литературе имеются некоторые предложения (см. обзор, выполненный Роули [540], и очень важные последние советские работы [283, 640]), но до сих пор никто не продемонстрировал эффективно работающей схемы. Проблема состоит в том, что примерно в 90% распадов  ${}^7\text{Be}$  переходит в основное состояние  ${}^7\text{Li}$ , при этом испускаются только оже-электроны с энергией 50 эВ. Этого недостаточно для работы, если только нет способа регистрировать атомы  ${}^7\text{Be}$  до их распада.

Реакция, в которой регистрируются нейтрино, записывается в виде



Обратная реакция, а именно распад  ${}^7\text{Be}$  за счет захвата электрона, имеет удобный для эксперимента период полураспада 53,4 сут.

Скорость захвата нейтрино, предсказываемая для  ${}^7\text{Li}$ -детектора стандартной моделью, составляет [83]

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 51,8(1 \pm 0,31) \text{ SNU}. \quad (12.16)$$

В табл. 12.2 приведены индивидуальные вклады в скорость захвата, предсказываемую стандартной солнечной моделью. В этом случае  ${}^7\text{Li}$ -эксперимент наиболее чувствителен к нейтрино от распада  ${}^8\text{B}$ , хотя в гораздо меньшей степени, чем  ${}^{37}\text{Cl}$ - или  ${}^{98}\text{Mo}$ -эксперимент. Энергетический порог для поглощения нейтрино равен 0,862 МэВ; отсюда следует, что только рр-нейтрино не дают вклад. Приблизительно 43% (22,5 SNU) предсказываемой частоты событий обусловлены  ${}^8\text{B}$ -нейтрино; следующими по величине вкладами являются 25% (13 SNU) от  ${}^{15}\text{O}$ -нейтрино и 18% (9 SNU) от рер-нейтрино. Примерно половина полной расчетной погрешности связана с потоком  ${}^8\text{B}$ -нейтрино.

Действительно, известно, что поток солнечных  ${}^8\text{B}$ -нейтрино, падающий на Землю, по крайней мере в два раза меньше величины, предсказываемой стандартной солнечной моделью (см. разд. 10.4.А в настоящей книге), если при этом предполагается, что форма спектра не изменяется под действием осцилляций или распада нейтрино. Для некоторых нестандартных солнечных моделей и многих МСВ-решений наибольший вклад в измеренную частоту событий дают, как ожидается, CNO-нейтрино.

Таблица 12.2. Скорости захвата, предсказываемые стандартной солнечной моделью для  ${}^7\text{Li}$ -детектора

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
pp	0,0
rer	9,2
her	0,06
${}^7\text{Be}$	4,5
${}^8\text{B}$	22,5
${}^{13}\text{N}$	2,6
${}^{15}\text{O}$	12,8
${}^{17}\text{F}$	0,1
<hr/>	
Полная скорость захвата	51,8

В иллюстративном случае, когда предполагается, что  ${}^8\text{B}$ -нейтрино вообще не достигают Земли (см. обсуждение модели “без образования  ${}^8\text{B}$ -нейтрино” в разд. 5.16 настоящей книги), предсказываемая скорость захвата составляет  $29,3 \pm 8,5$  SNU, из которых 12,8 SNU от  ${}^{15}\text{O}$  и 2,6 SNU от  ${}^{13}\text{N}$ . Таким образом, для этого крайнего (но концептуально возможного) случая CNO-нейтрино дают более половины (53%) скорости счета. Нейтрино от реакции рер, которые просто связаны с основными рр-нейтрино (см. гл. 6), дают около 31% вклада в полную скорость счета.

## 12.4. Мишень ${}^{81}\text{Br}$

Детектор на  ${}^{81}\text{Br}$  для экспериментаторов является столь же притягательным, как  ${}^7\text{Li}$ -детектор для теоретиков. Реакция детектирования имеет следующий вид:



Эффективный порог поглощения 470 кэВ позволяет регистрировать все наиболее важные солнечные нейтрино, за исключением рр-нейтрино. Период полураспада нарабатываемого радиоактивного  ${}^{81}\text{Kr}$  составляет  $2 \cdot 10^5$  лет.

Химическое извлечение  ${}^{81}\text{Kr}$  является простым и аналогично процессу, используемому в хлорном эксперименте для извлечения атомов



Таблица 12.3. Скорости захвата, предсказываемые стандартной солнечной моделью для  $^{81}\text{Br}$ -детектора

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
pp	0,0
pep	1,1
hep	0,07
$^7\text{Be}$	8,6
$^8\text{B}$	15,3
$^{13}\text{N}$	0,9
$^{15}\text{O}$	1,9
$^{17}\text{F}$	0,02
Полная скорость захвата	27,8

$^{37}\text{Ar}$ . Кроме того, рабочее вещество для детектора дешево и доступно. Действительно, весь эксперимент можно было бы выполнить в существующем резервуаре хлорного эксперимента в шахте Хоумстейк. Херст и др. [344, 345] представили детально разработанное предложение и продемонстрировали возможность осуществления радиохимического эксперимента с  $^{81}\text{Br}$ . Этот радиохимический эксперимент должен быть чувствителен к современному потоку солнечных нейтрино. Кузминов, Поманский и Чихладзе [393] сделали обзор возможностей выполнения геохимического эксперимента, чувствительного к среднему потоку нейтрино за последние  $10^{5,5}$  лет, с использованием глубоких подземных вод с высоким содержанием брома.

Скорость захвата, предсказываемая стандартной солнечной моделью, для  $^{81}\text{Br}$ -детектора составляет [83]

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 27,8_{-11}^{+17} \text{ SNU.} \quad (12.18)$$

В табл. 12.3 приведены вклады различных источников нейтрино в полную скорость захвата. Во всех первых рассмотренных  $^{81}\text{Br}$ -детектора [43–46, 209, 318, 344, 345, 354, 574] предполагалось, что низколежащие состояния в дочерних ядрах  $^{81}\text{Kr}$  будут сильно заселены и поэтому  $^7\text{Be}$ -нейтрино будут давать преобладающий вклад в скорость захвата. К сожалению, когда были проведены (p, n)-эксперименты с  $^{81}\text{Br}$ , было обнаружено, что (по крайней мере для стандартной

солнечной модели)  $^8\text{B}$ -нейтрино дают вклад около 55% ожидаемой скорости захвата [385]. Столь существенное изменение в оценке чувствительности детектора объясняется большим измеренным значением ширины переходов Гамова — Теллера на высокие возбужденные уровни  $^{81}\text{Kr}$ , которое было получено в (p, n)-экспериментах.

Следующим наиболее важным источником является  $^7\text{Be}$ , который дает 31%-ный вклад в полную скорость захвата, предсказываемую стандартной моделью. Поток  $^8\text{B}$ -нейтрино может быть уменьшен в значительно большее число раз, чем поток  $^7\text{Be}$ -нейтрино, как в адиабатическом МСВ-решении (см. разд. 9.2.Е в настоящей книге). В модели “без образования  $^8\text{B}$ ”, обсуждаемой в разд. 5.16 настоящей книги,  $^7\text{Be}$ -нейтрино дают вклад 69% в предсказываемую скорость захвата в  $^{81}\text{Br}$ -эксперименте. Детектор  $^{81}\text{Br}$  позволил бы получать важную информацию о потоке  $^7\text{Be}$ -нейтрино, если бы поток  $^8\text{B}$ -нейтрино оказался значительно меньше, чем в стандартной солнечной модели.

Преобладающая неопределенность в предсказаниях определяется переходами в возбужденные состояния, матричные элементы которых должны выводиться из (p, n)-измерений (см. обсуждение в разд. VD работы [69] и разд. IV работы [83]), а также в разд. 7.3 настоящей книги). Полная неопределенность, обусловленная сечениями поглощения нейтрино, составляет [83] +16 SNU или –8 SNU. Если пренебречь всеми неопределенностями, связанными с сечениями поглощения, то остающаяся полная теоретическая неопределенность составит лишь 7 SNU (или 25% полной скорости захвата).

Если скорость захвата определится главным образом  $^7\text{Be}$ -нейтрино, то полная неопределенность за счет неопределенностей в сечениях поглощения составит только около 30% и ее можно было бы существенно уменьшить с помощью более точных лабораторных экспериментов, включающих распад метастабильного состояния  $^{81}\text{Kr}$  с энергией 190 кэВ (см. [204, 416]). Даже более важным является то, что  $^{81}\text{Br}$ -детектор можно было бы прокалибровать, используя  $^{51}\text{Cr}$ -источник (см. разд. IV.C в работе [83]). Эксперимент с  $^{51}\text{Cr}$ -источником был бы исключительно полезен при определении матричного элемента перехода в потенциально важное возбужденное состояние  $^{81}\text{Kr}$  с энергией 475 кэВ [45, 46], который нельзя измерить в экспериментах по  $\beta$ -распаду.

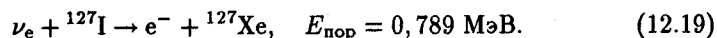
Ожидаемый фон в  $^{81}\text{Br}$ -эксперименте подробно рассматривался Херстом и др. [344, 345] и не представляет каких-либо больших трудностей. Счет требует привлечения специального метода, который вполне доступен. Период распада небольшого числа атомов  $^{81}\text{Kr}$ , работающих солнечными нейтрино, слишком велик, чтобы их можно

было сосчитать с помощью стандартных методов. Однако Херст и его сотрудники разработали метод точного счета нескольких сотен атомов  $^{81}\text{Kr}$ , которые будут образовываться за год при захвате нейтрино. Они показали [344, 345], что образовавшиеся атомы можно надежно сосчитать, используя методы резонансной ионизационной спектроскопии.

Бромный детектор был бы естественным продолжением хлорного эксперимента, поскольку он может быть осуществлен без больших затрат, если использовать тот же резервуар и аналогичные химические процедуры [344, 345, 207]. Эксперимент вполне возможно осуществить: события, связанные с фоном, понятны; благодаря существующим методам счет может быть вполне удовлетворительным. Бромный детектор мог бы позволить получить ценные независимые ограничения на потоки как борных, так и бериллиевых нейтрино. Его следовало бы осуществить.

## 12.5. Мишень $^{127}\text{I}$

Содержащую иод жидкость можно использовать как детектор солнечных (или от сверхновой) нейтрино, используя реакцию



Иодный детектор чувствителен главным образом к  $^7\text{Be}$ - и  $^8\text{B}$ -нейтрино, т. е. к нейтрино от тех же источников, которые дают почти все события в хлорном эксперименте.

Хакстон [322, 323] рассмотрел преимущества использования иодного детектора. Он подчеркнул, что расчетное сечение поглощения велико и что процессы химического извлечения и обработка информации аналогичны хлорному эксперименту. Согласно его доводам, более значительные оцененные сечения поглощения делают иодный детектор полезным для проверки того, являются ли потоки солнечных нейтрино переменными. Времена счета и распада (36 сут для  $^{127}\text{Xe}$ ) такие же, как и в хлорном эксперименте.

Главная проблема для иодного эксперимента состоит в том, что сечение поглощения нельзя вычислить достаточно точно.  $^{51}\text{Cr}$ -источник не дает достаточной энергии для калибровки переходов, вызываемых  $^7\text{Be}$ - или  $^8\text{B}$ -нейтрино. Калибровка нижних состояний, заселяемых  $^7\text{Be}$ , возможно, осуществима с помощью  $^{65}\text{Zn}$ -источника, хотя в настоящее время мы знаем не достаточно о возбужденных состояниях  $^{127}\text{Xe}$ , чтобы определить, будет ли  $^{65}\text{Zn}$ -источник заполнять

состояния, недоступные (по энергетическим соображениям) для  $^7\text{Be}$ -нейтрино. Борные нейтрино вызывают переходы во многие возбужденные состояния; сечения этих переходов можно оценить лишь приблизительно [в конечном счете с неопределенностью порядка двух из (p, n)-измерений, см. разд. 7.3 в настоящей книге]. Неопределенность в сечении поглощения не позволяет использовать иодный детектор для точных абсолютных измерений потоков солнечных нейтрино.

Если сечения поглощения нейтрино для  $^{127}\text{I}$ -детектора (как предполагал Хакстон [322, 323]) на порядок величины больше, чем для  $^{37}\text{Cl}$ , то иодный детектор может быть использован для выявления аномальных всплесков или временной изменчивости потоков, независимо от абсолютных значений сечений поглощения нейтрино. Однако эксперименты по прямому счету, обсуждаемые в гл. 13 и 14 настоящей книги, имеют значительно лучшее временное разрешение (микросекунды вместо месяцев) и более чем адекватную чувствительность для наблюдения временной зависимости, предположенной Дэвисом [209]. К тому же сечения взаимодействия для детекторов с прямым счетом известны лучше, чем для  $^{127}\text{I}$ .

## Библиографические примечания

1. Статья [187] является классической, содержит описание  $^{98}\text{Mo}$ -эксперимента, и, кроме того, в ней достаточно много места уделено рассмотрению как экспериментов, так и теоретических аспектов.
2. Работа [268] — замечательная реакция в реальном времени автора, предложившего  $^{205}\text{Tl}$ -эксперимент, на разочаровывающие новости о сечениях поглощения нейтрино.
3. Статья [344] — исчерпывающее предложение по  $^{81}\text{Br}$ -эксперименту.

# 13. Эксперименты по рассеянию нейтрино на электронах

## Краткое содержание

Эксперименты по рассеянию нейтрино на электронах

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e' \quad (13.1)$$

дают дополнительную информацию, которую невозможно получить из радиохимических экспериментов.

Эксперименты по рассеянию могут непосредственно указывать на то, что детектируемая частица приходит от Солнца. Электроны отдачи в реакции (13.1) рассеиваются главным образом вперед — в направлении движения входящих нейтрино. Если солнечные нейтрино порождают в детекторе события с рассеянием, то реконструкция электронных треков должна дать вектор, направленный обратно к Солнцу.

Эксперименты по рассеянию позволяют определять точные времена прихода нейтрино в отдельном событии. Благодаря такой точной фиксации времени возможно осуществить практические прецизионные тесты по выявлению возможных корреляций нейтринных событий с характеристиками нестационарных источников нейтрино.

Рассеяние нейтрино на электроны чувствительно к нейтрино с любым флейвором, хотя эффективные сечения рассеяния для нейтрино неэлектронного типа значительно меньше, чем для электронных нейтрино. Абсолютное число событий в экспериментах по рассеянию в комбинации с частотой событий в экспериментах по поглощению,

которые чувствительны только к нейтрино электронного типа, позволяет определить флейвор входящих нейтрино.

Энергетическое распределение электронов отдачи до некоторой степени отражает спектр падающего пучка нейтрино. Следовательно, эксперименты по рассеянию могут облегчить выбор между некоторыми объяснениями проблемы солнечных нейтрино, которые предсказывают различные энергетические спектры, но одинаковую суммарную скорость счета в радиохимических экспериментах.

Эксперимент Камиоканде II, осуществляемый в шахте в Японских Альпах, является вторым экспериментом по регистрации солнечных нейтрино, который должен дать определенный результат. Измерения с помощью водного черенковского детектора Камиоканде II подтверждают результат, полученный на хлорном детекторе: поток борных нейтрино от Солнца меньше того, который предсказывается стандартной солнечной моделью.

Два новых больших эксперимента по рассеянию нейтрино на электронах — SNO и ICARUS — разрабатываются как неотъемлемые части программы, в которых изучение солнечных нейтрино будет проводиться как методом поглощения, так и методом рассеяния. В эксперименте SNO будет использоваться детектор на тяжелой ( $D_2O$ ) и обычной воде в Канадской шахте. В эксперименте ICARUS в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия) детектором будет служить жидкий аргон. Водный детектор с несколькими другими характеристиками — SUNLAB — разрабатывается в Австралии. В лаборатории Гран-Сассо устанавливается детектор большого объема (LVD), в котором предполагается измерять световые вспышки в сцинтиляторе.

В стадии разработки находятся низкотемпературные детекторы для изучения основных, но трудных для детектирования  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино. Основной принцип таких детекторов состоит в том, что незначительное количество энергии дает большой эффект при низкой температуре; это, вероятно, позволит уже в следующем десятилетии выполнить точные измерения спектра электронов отдачи при рассеянии  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино.

В первом разделе настоящей главы (13.1) мы рассмотрим некоторые характеристики экспериментов по рассеянию нейтрино на электронах, в которых в качестве детектора используется вода. В двух следующих разделах обсуждаются эксперименты, осуществляемые в настоящее время: японский эксперимент Камиоканде II (разд. 13.2) и австралийский эксперимент SUNLAB (разд. 13.3). В обоих этих экспериментах регистрация нейтрино осуществляется путем измерения черенковского излучения от электронов отдачи. В разд. 13.4

описывается LVD-детектор с жидким сцинтиллятором большого объема, который устанавливается в лаборатории Гран-Сассо. В последних разделах (13.5–13.8) мы рассмотрим эксперименты следующего поколения, включая большой водный детектор Супер-Камиоканде (разд. 13.5), детектор SNO на тяжелой воде (разд. 13.6), время-проекционную камеру на жидком аргоне (ICARUS) для лаборатории Гран-Сассо (разд. 13.7) и низкотемпературные болометрические детекторы для регистрации  $\bar{\nu}$ -нейтрино (разд. 13.8).

Ожидаемая частота событий в различных детекторах представлена без умножения на объявленные эффективности регистрации для того, чтобы избежать пересмотра скоростей счета при каждом новом усовершенствовании эксперимента. Слово тонна (т) используется для обозначения  $10^6$  г.

Теоретические оценки эффективных сечений рассеяния нейтрино на электронах мы приводили в разд. 8.2 [48, 65]. Самые первые обсуждения экспериментов по рассеянию нейтрино на электронах применительно к проблеме солнечных нейтрино приводят Рейнс и Кропп [521], а также Бакал [33–36].

Некоторые аспекты теоретического рассмотрения рассеяния нейтрино на электронах представляют особую важность для последующего обсуждения отдельных экспериментов. Поскольку в данной главе внимание сосредоточено на самих экспериментах, читателю будет полезно узнать, в каких местах гл. 8 обсуждаются соответствующие теоретические вопросы. Абсолютные значения эффективных сечений рассеяния для борных нейтрино примерно на два порядка величины меньше, чем эффективные сечения поглощения в самых лучших детекторах (см. табл. 8.2 и 8.6). Разд. 8.2.Б и 8.2.В содержат таблицы эффективных сечений нейтрино на электронах для различных источников нейтрино, их флейворов и пороговых энергий электронов отдачи. Угловое распределение электронов отдачи обсуждается в разд. 8.2.Д. Сильная направленность этого распределения вперед может быть использована для того, чтобы увеличить отношение сигнал/шум в детекторе с данной массой и показать, что нейтрино действительно приходят от Солнца. Реакция рассеяния (13.1) чувствительна к нейтрино с различными флейворами, хотя эффективные сечения взаимодействия электронных нейтрино с электронами в детекторе обычно в 7 раз больше, чем для нейтрино с другими флейворами (см. разд. 8.2.Б). Форма спектра электронов отдачи относительно нечувствительна к флейвору нейтрино, однако может зависеть от их энергетических спектров, которые имеют очень разные формы (см. разд. 8.2.Г и 8.2.Ж). На рис. 8.8 проводится срав-

нение энергетических спектров электронов отдачи, ожидаемых при падении пучка борных нейтрино и пучка нейтрино с гипотетическим спектром, растущим линейно с энергией; различия между спектрами отдачи оказываются достаточно большими, так что их можно вполне распознать экспериментально.

### 13.1. Водные детекторы

Причины для использования воды в качестве детектора просты. Вода дешева и может служить как мишенью, так и детектором при рассеянии нейтрино на электронах. В наиболее чистых пробах воды концентрации радиоактивных загрязнений невелики. Более того, детектирование электронов отдачи по их черенковскому излучению (см. ниже) не чувствительно к  $\alpha$ -частицам малой энергии, что делает водные детекторы относительно защищенными по отношению к низкоэнергетическим  $\alpha$ -распадам.

Однако использование воды в качестве детектора имеет также определенные неудобства. Для воды не существует характерного признака рассеяния нейтрино, который определяет нейтринное событие; любая падающая нейтральная частица, способная рассеять электрон (например, гамма-квант), может вызывать предполагаемые нейтринные события. Редкие  $\beta$ -распады радиоактивных элементов также могут увеличить число ложных событий. Чтобы удержать фон на управляемом уровне, необходимо установить относительно высокий энергетический порог для регистрации электронов отдачи. Для экспериментов, рассматриваемых здесь, как ожидают, порог находится в интервале 5–8 МэВ в зависимости от достигнутых конечных фоновых уровней<sup>1)</sup>.

Относительно высокие пороговые энергии для водных черенковских детекторов означают, что эти детекторы чувствительны только к борным нейтрино и — для наиболее массивных мишеней — к нейтрино от  $\eta$ -процесса (см. разд. 6.1). Скорости счета в подобных детекторах относительно низки из-за малых значений эффективного сечения процессов (см. разд. 8.2). Частота событий с рассеянием, в

<sup>1)</sup> Все перечисленные достоинства и недостатки, за исключением дешевизны материала мишени, присущи также дейтериевому эксперименту Sudbury, который описывается ниже (разд. 13.6 и 15.1). Дейтериевый эксперимент обладает важными дополнительными преимуществами, в том числе чувствительностью к чисто нейтральным токам и хорошим спектральным разрешением процесса поглощения, что компенсирует его значительно более высокую стоимость.

которых электроны с энергией выше кинетической энергии отдачи  $E$  МэВ регистрируются со 100%-ной эффективностью, определяется выражением

$$(\phi\sigma)_{eB}(> EM\text{эВ}) = 610 \left( \frac{\sigma(> EM\text{эВ})}{10^{-44} \text{ см}^2} \right) \times \left( \frac{\phi(^8\text{B})}{5,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \text{ событий} \cdot \text{кт}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}. \quad (13.2)$$

Число электронов в одной килотонне воды равно  $N_e \approx 3,335 \cdot 10^{32}$ . В расчете на 1 атом мишени это соответствует низкой скорости счета (0,04 SNU). Такая низкая скорость счета объясняется тем, что эффективное сечение рассеяния нейтрино на электроны мало по сравнению с эффективными сечениями поглощения нейтрино (подходящими) мишенями.

При минимальной энергии отдачи электрона 7 МэВ число борных нейтрино, предсказываемых стандартной моделью на 1 килотонну водного детектора за 1 год наблюдений, составляет 483, если все нейтрино принадлежат к электронному типу. Скорость счета уменьшается примерно в 7 раз (см. разд. 8.2.Б), если нейтрино, достигающие Земли, имеют разные флейворы (мюонные или тау-нейтрино). Для  $\nu_{\mu}$ -нейтрино скорости счета значительно меньше. Например,

$$(\phi\sigma)_{\nu(\text{нр})}(> 7 \text{ МэВ}) = 2,3 \left( \frac{\phi(\text{нр})}{8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \text{ событий} \cdot \text{кт}^{-1} \cdot \text{год}^{-1} \quad (13.3)$$

для нейтрино электронного типа и примерно в 7 раз меньше для мюонных и тау-нейтрино с тем же самым энергетическим распределением.

Измеряемые скорости счета в экспериментах по рассеянию зависят от эффективности детектора как функции энергии отдачи образующихся электронов. Поэтому для каждого эксперимента необходимо точно определить энергетический порог  $E_{\text{пор}}$ , чувствительность детектора как функцию энергии  $\epsilon(E')$  и функцию разрешения  $\rho(E, E')$ . Здесь  $\rho(E, E')dE$  представляет собой вероятность того, что электрон с истинной энергией  $E'$  будет зарегистрирован с энергией  $E$  в интервале  $dE$ .

Интерпретацию измеренной скорости обычно проводят с помощью тщательно разработанной программы Монте-Карло, которая точно описывает ограничения и особенности эксперимента. Преимущество этого метода состоит в том, что он дает точное число, однако

при этом до некоторой степени скрывается зависимость окончательного ответа от входных величин и предположений. Чтобы понять, что именно измеряется, часто бывает проще использовать аналитическое приближение к методу Монте-Карло, описанное ниже.

Наблюдаемую скорость счета можно представить следующим двойным интегралом:

$$\text{Скорость счета} = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{макс}}} dE \int_0^{\infty} dE' \epsilon(E') \rho(E, E') \left( \frac{d\sigma}{dE'} \right). \quad (13.4)$$

Здесь величина  $d\sigma/dE'$  представляет собой дифференциальное эффективное сечение, усредненное по спектру падающих частиц, в случае генерации электрона с истинной релятивистской энергией  $E'$ . Для многих целей функцию разрешения можно удовлетворительно представить гауссовой функцией:

$$\rho(E, E') = c(E') \exp[-(E - E')^2/2\sigma^2(E')]. \quad (13.5)$$

Стандартное отклонение при измерении энергии можно приближенно записать в виде

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx a \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E} \right)^{1/2}. \quad (13.6)$$

При относительно низких значениях порога приходим к следующим упрощениям:  $[\sigma(E')/E' \ll 1]$ ,  $c(E') = 1/\sqrt{2\pi\sigma(E')}$ . Для детектора Камиоканде II коэффициент  $a$  в выражении (13.6) равен приблизительно 0,2, что при 10 МэВ дает 20%-ное разрешение по энергии.

Заряженные частицы детектируются путем регистрации черенковских фотонов. Заряженная частица, проходя через воду со скоростью, большей, чем  $c/n$ , где  $n$  — коэффициент преломления света в воде (1,344), испускает черенковское свечение. Излучение испускается в конус с половинным углом  $\theta$ , измеряемым от направления траектории частицы, где

$$\cos \theta = (n\beta)^{-1}. \quad (13.7)$$

Здесь  $\beta c$  — скорость частицы. При  $\beta = 1,0$  имеем  $\theta = 42^\circ$ . Для релятивистских частиц количество черенковского света достигает около 340 фотонов на 1 см длины пути в воде в области длин волн, к которым чувствительны фотумножители (ФЭУ).

Таблица 13.1. Характеристики детектора Камиоканде II

Местоположение	Камиока (Японские Альпы)
Глубина	1 км (2700 м водного эквивалента)
Жидкость детектора	Вода (H <sub>2</sub> O)
Опорная масса	680 т
Пороговая энергия регистрации электронов	9 МэВ
Число электронов	$2,27 \cdot 10^{32}$
Чувствительность к нейтрино	$\delta B$
Детекторы	Телескопы из ФЭУ черенковского света с диаметром 0,5 м

## 13.2. Камиоканде II

Эксперимент Камиоканде II — это второй эксперимент по детектированию солнечных нейтрино, который должен дать определенные результаты, подтверждающие дефицит борных нейтрино, обнаруженный в хлор-аргоновом эксперименте. Камиоканде II является также первым экспериментом, призванным обеспечить преимущества измерений  $\nu$ - $e$ -рассеяния, включая точную временную привязку всех событий, направленность электронов отдачи и определенную спектральную чувствительность. Для выполнения точных спектральных измерений необходима установка больших размеров, которой является Супер-Камиоканде (она обсуждается в разд. 13.5).

Эксперимент Камиоканде II был описан в ряде обстоятельных статей. Технические и научные подробности можно найти у Бейера [110], Накахаты и др. [444], Сузуки [604], Хираты и др. [330–332], Тотсуки [622] и Накахаты [443]. Раннюю стадию эксперимента описали Арисака и др. [16, 17].

В табл. 13.1 приведены некоторые характеристики детектора.

Выражения (13.3)–(13.5) дают приблизительное аналитическое представление наблюдаемой частоты событий и теоретических величин (потока и эффективного сечения), если  $\epsilon \approx 0,7$ .

Лаборатория расположена на глубине 1000 м под землей (2700 м водного эквивалента) в металлорудной шахте Камиока Горнометал-

лургической компании Мицуи. Эта шахта находится примерно в 300 км к западу от Токио в Японских Альпах на геомагнитной широте 25,8°N (географические координаты 36,4°N, 137,3°E). Водный детектор содержится в цилиндрическом резервуаре диаметром 15,6 м и высотой 16 м. Стальные стенки резервуара имеют толщину 12 мм в нижней части и 4,5 мм — в верхней части цилиндра. Внутренние поверхности резервуара покрашены в черный цвет с помощью специально приготовленной оксидной смолы.

Масса общего объема воды равна 3000 метрическим тоннам. Из-за строгих требований к уровню фона для детектирования солнечных нейтрино используются только 680 т воды во внутренней части резервуара. Значительно больший объем воды (2,1 кт) был использован для обнаружения нейтрино от яркой сверхновой звезды в Большом Магеллановом Облаке SN 1987A (см. разд. 15.5). Большие (диаметром ~ 50 см) ФЭУ, сконструированные специально для установки Камиоканде, являются основным элементом эксперимента; ФЭУ покрывают примерно 20% полной внутренней поверхности резервуара.

Шахта Камиока имеет несколько преимуществ. Это глубочайшая из всех действующих шахт Японии, достаточно глубокая для того, чтобы снизить фон от космических лучей до приемлемого уровня. Порода также оказалась жесткой и достаточно прочной для того, чтобы в ней можно было вырыть большую полость, необходимую для размещения подземной лаборатории. Чистую воду оказалось возможным брать из естественного подземного источника вблизи полости. Горизонтальный доступ в лабораторию обеспечивается с помощью поезда, который регулярно подается горнорудной компанией. Кроме того, участники коллаборации Камиоканде поддерживали хорошие рабочие отношения с руководством и персоналом шахты — жизненно важный ненаучный компонент любого успешного подземного эксперимента.

Этимология слова “Камиоканде” имеет интересную историю. Всемирно известное название “Камиоканде” произошло от двух корней: Камиока (название шахты) и НДЕ (NDE) — акроним для обозначения эксперимента по изучению распада нуклона. Детектор был первоначально сконструирован и действовал в качестве установки для обнаружения нуклонного распада.

В установке Камиоканде заряженные частицы детектируются путем регистрации черенковского излучения [см. выражение (13.7)] с помощью специально сконструированных ФЭУ. Последние имеют несколько замечательных характеристик, а именно большую площадь фотокатода, высокий фотоэлектронный выход (приблизительно три

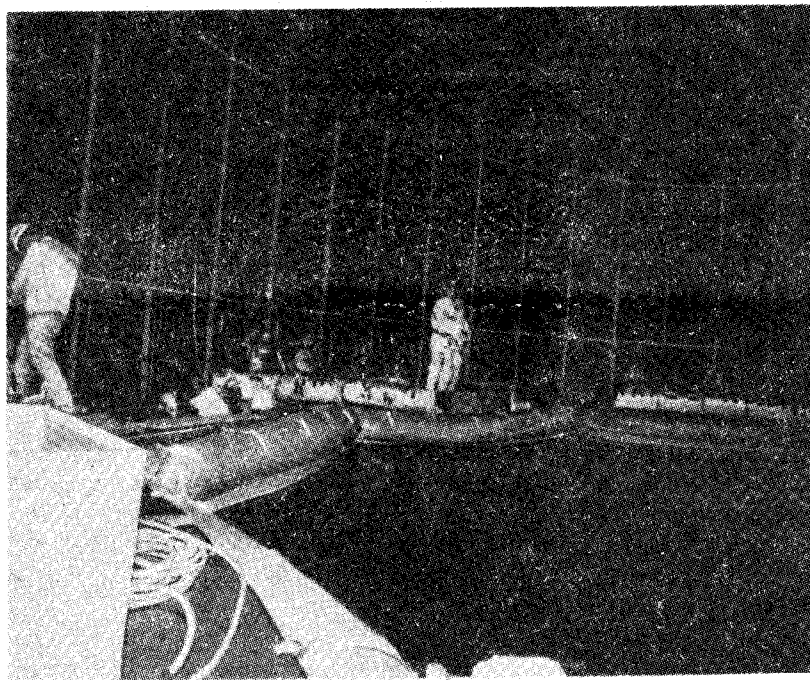


Рис. 13.1. Монтаж ФЭУ на установке Камиоканде II. На рисунке показаны рабочие, устанавливающие ФЭУ на стенках водного черенковского детектора Камиоканде в 1983 г. (Фото любезно предоставлено Й. Тоцукой.)

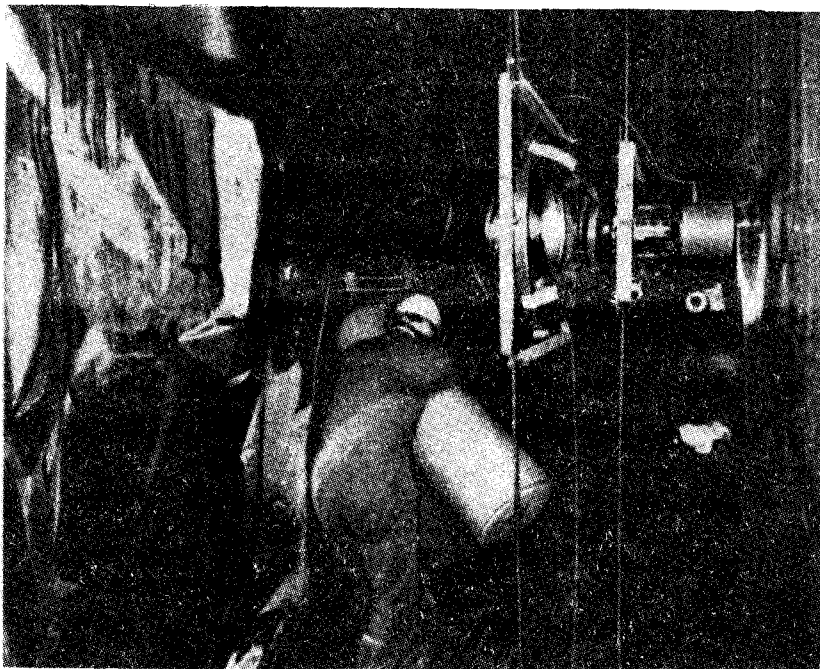
фотоэлектрона на 1 МэВ поглощенной энергии) и хорошее разрешение по энергиям (около 22% при энергии 21 МэВ). Эффективность детектирования составляет около 50% при энергии 7,6 МэВ и быстро растет при более высоких энергиях, достигая 90% при энергии 10 МэВ. Таким образом, экспериментальные характеристики больших ФЭУ аналогичны характеристикам малых ФЭУ, а площадь детектирования у них значительно больше. ФЭУ для эксперимента Камиоканде были разработаны компанией Хамамацу Фотоникс в сотрудничестве с членами коллаборации (см. [389]). На рис. 13.1 показан процесс установки больших ФЭУ в детекторе Камиоканде.

Сооружение подземной лаборатории началось зимой 1982 г. и продолжалось до конца года. Впоследствии вся поверхность главной по-

лости была покрыта бетоном для предотвращения обрушения пород. За период с июля 1983 г. по июль 1985 г. общее время экспозиции составило 474 сут (1,11 кт · год). Эта фаза эксперимента получила название Камиоканде I. По данным эксперимента Камиоканде I был выполнен целый ряд важных научных исследований, включая поиск распадов нуклона на антинейтрино и мезоны [16], поиск распадов нуклонов, катализированных магнитными монополями [359], и поиск высокоэнергетических мюонов от источника Лебедь X-3 [461].

Для того чтобы детектировать солнечные нейтрино, детектор Камиоканде был постепенно усовершенствован начиная с конца 1984 г. В 1985 г. были установлены сферический ( $4\pi$ ) слой счетчиков антисовпадений и новая система электроники. После этих модификаций усовершенствованный эксперимент получил название Камиоканде II. Антисовпадательная система представляет собой также водный черенковский детектор, который окружает внутренний детектор слоем воды толщиной около 1,5 м. Усовершенствованная электронная система регистрирует временную информацию о черенковских фотонах для каждого ФЭУ, а также информацию об амплитуде импульсов. На рис. 13.2 показан рабочий, устанавливающий счетчики антисовпадений в детекторе Камиоканде II.

В детекторе Камиоканде II имеются 948 ФЭУ диаметром  $\sim 50$  см, которые равномерно размещены на внутренней поверхности детектора с объективами, обращенными внутрь установки. Счетчик антисовпадений, представляющий собой водный черенковский детектор со средней толщиной около 1,5 м, окружает внутренний детектор и просматривается 123 ФЭУ. Антисовпадательный слой полезен для защиты от гамма-излучения и нейтронов, которые в противном случае проникали бы в детектор, а также для наложения "вето" на проникновение мюонов космических лучей. Система электроники для детектора Камиоканде II была усовершенствована: для каждого ФЭУ были сконструированы отдельные устройства для измерений времени прихода и заряда частицы. Система регистрирует сигналы с амплитудой больше энергии выхода 0,35 фотоэлектрона. В настоящее время триггерный импульс формируется по меньшей мере двадцатью ФЭУ, которые находятся в состоянии возбуждения в течение 100 нс, что соответствует энергии электронов 7,5 МэВ. Временная информация полезна для восстановления положения пика, особенно в случае низкоэнергетических событий. Ошибка величиной  $1\sigma$  при восстановлении положения пика события для электрона с энергией 10 МэВ составляет около 1,7 м. Угловое разрешение для электрона с такой энергией равно приблизительно  $28^\circ$ . В систему очистки во-



**Рис. 13.2.** Монтаж боковых счетчиков антисовпадений на установке Камиоканде II. На этом рисунке показаны рабочие, устанавливающие в 1985 г. антисчетчики вокруг детектора Камиоканде для того, чтобы сделать возможными измерения солнечных нейтрино при низком уровне фона. На переднем плане виден ФЭУ, закрепленный стальным поясом. Рабочие находятся в пространстве между резервуаром и внешней стенкой, которое в настоящее время заполнено водой и используется для того, чтобы обеспечить антисовпадательный сигнал для событий, вызываемых не солнечными нейтрино. (Фото любезно предоставлено Й. Тоцукой.)

ды были вмонтированы специальные ионообменники. Они оказались полезными для устранения радиоактивных примесей — наибольшего потенциального источника фона для электронов отдачи с энергией ниже 9 МэВ.

В 1985 г. началась главная попытка снизить частоту фоновых событий при относительно низких энергиях, что требуется для про-

ведения эксперимента по регистрации солнечных нейтрино. При энергетическом пороге 8 МэВ триггерный темп счета составлял  $10^3$  импульсов в секунду (1 кГц)! Первичным источником фона был радон  $^{222}\text{Rn}$ , содержащийся в воде. Детектор считал в основном электроны от  $\beta$ -распада висмута  $^{214}\text{Bi}$ , который является дочерним элементом радона  $^{222}\text{Rn}$ . Поскольку период полураспада  $^{222}\text{Rn}$  равен 3,8 сут, герметизация резервуара и рециркуляция воды устранили почти весь  $^{222}\text{Rn}$ , и триггерный темп счета спустя несколько месяцев снизился до нескольких герц, причем вклад от  $^{214}\text{Bi}$  все еще преобладал. Другими источниками радиоактивного фона являются радий  $^{226}\text{Ra}$  и уран  $^{238}\text{U}$ . Ионообменная система устранила  $^{238}\text{U}$ . К весне 1987 г. триггерный темп счета был уменьшен до 0,6 Гц, причем 0,37 Гц обусловлены мюонами космических лучей. Лишь около 0,23 Гц дает радиоактивность, причем эта величина будет уменьшаться с течением времени и благодаря дальнейшим усилиям экспериментаторов.

Гамма-излучение из окружающей породы представляет собой другой серьезный потенциальный источник фона. Подавляющая часть этого излучения поглощается в слоях счетчика антисовпадений. Оставшийся фон от гамма-лучей необходимо снизить путем установления границ опорного объема, который находится дальше внутри резервуара и поэтому защищен от внешнего источника радиоактивности.

Третьим источником фона являются радиоактивные осколки, образуемые мюонами космических лучей при взаимодействии с ядрами кислорода  $^{16}\text{O}$  в воде, особенно  $^{12}\text{N}$  и  $^{12}\text{B}$ . Эти продукты расщепления при распаде дают высокоэнергетические электроны. Фон от радиоактивных осколков нетрудно исключить из данных, применяя их геометрическую корреляцию с материнскими мюонами, относительно короткое время  $\beta$ -распада и большое энерговыделение материнских мюонов.

В течение примерно одного года низкоэнергетический фон в эксперименте Камиоканде II был снижен более чем в 1000 раз, что является небывалым достижением. Такое снижение фона сделало возможным прямое экспериментальное подтверждение проблемы солнечных нейтрино и первое в истории обнаружение нейтрино от сверхновой.

Энергетическую калибровку детектора осуществляют с помощью трех калибровочных источников: 1) гамма-излучения от реакций взаимодействия нейтронов с никелем; 2) электронов распада от оставшихся мюонов космических лучей; 3) электронов  $\beta$ -распада от продуктов расщепления, индуцированных мюонами космических лу-



чей. Считается, что абсолютная энергетическая шкала известна с точностью около 3% в соответствующей области энергий. Вопросы калибровки подробно рассматриваются в статьях Хираты и др. [332], Тоцуки [622] и Накахаты [443].

Установка Камиоканде II начала выдавать данные в декабре 1985 г. Первый анализ опирался на данные за 128 сут наблюдений в условиях низкого фона, накопленные за период с декабря 1986 г. до мая 1987 г. Средний темп срабатывания оказался равным 0,7 Гц, из которых 0,37 Гц были обусловлены мюонами космических лучей. Ожидаемая частота событий от взаимодействия солнечных нейтрино составляет 0,3 события/сут на 680 т (при энергии > 10 МэВ). Триггерная частота оказалась более чем в  $10^5$  раз выше частоты ожидаемого сигнала!

Существенным является аккуратное вычитание фона; требуются также точное определение времени и точное распознавание треков частиц. Идентификация реальных событий  $\nu$ -е-рассеяния включает следующие четыре основных этапа: отбор низкоэнергетических событий, установление границ опорного объема, исключение событий, индуцированных взаимодействием мюонов космических лучей с  $^{16}\text{O}$ , и выявление корреляции с направлением на Солнце. Установление границ опорного объема исключает низкоэнергетические события, которые происходят вблизи края детектора и обусловлены гамма-лучами и нейтронами, попавшими в мишень. Опорный объем представляет собой цилиндр радиусом 4,0 м и высотой 5,2 м, что соответствует массе воды 680 т. События, индуцированные мюонами, исключаются с помощью специальных эмпирических соотношений (критерии их отбора подробно описываются в работе [443]). Окончательное снижение фона осуществляется путем учета углового распределения электронов отдачи.

В первом сообщении об эксперименте Камиоканде II был установлен с 90%-ной доверительной вероятностью верхний предел  $\phi(^8\text{B}) \leq 3,1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  на поток борных нейтрино от Солнца, которые падают на поверхность Земли [443, 622]. Верхний предел, выраженный через поток  $\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}}$ , т. е. поток, вычисленный из стандартной солнечной модели (см. табл. 6.6), дается выражением

$$\phi(^8\text{B}) \leq 0,55\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}}. \quad (13.8)$$

Такая величина верхнего предела (на 90%-ном доверительном уровне) выходит за границы области значений, разрешенных установленными неопределенностями в вычислениях потока (см. табл. 6.5). Этот результат Камиоканде II очень важен, поскольку в течение двух

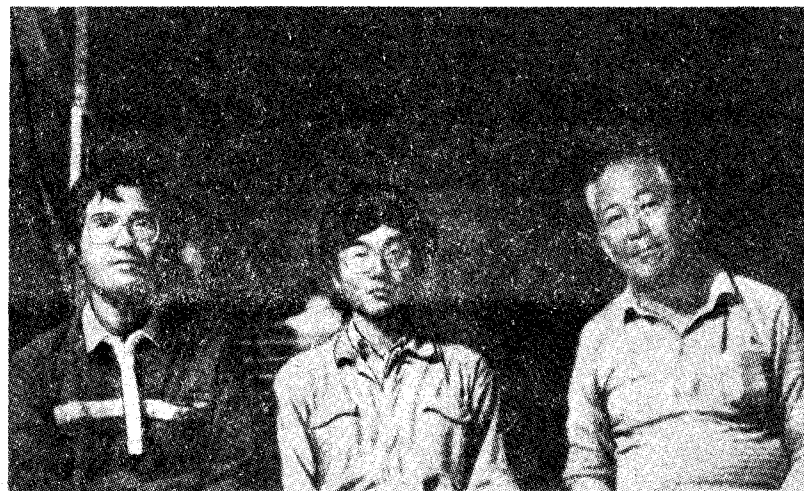


Рис. 13.3. Три поколения экспериментаторов на нейтринной установке Камиоканде. Слева направо: Й. Тоцука-сын (главный исследователь), Н. Накахата (студент номер один в эксперименте по солнечным нейтрино) и М. Кошиба (отец-основатель). (Фото 1987 г. любезно предоставлено Й. Тоцукой.)

десятилетий все наблюдательные данные о солнечных нейтрино поступали из единственного эксперимента, проводимого Дэвисом и его сотрудниками.

Регенерация нейтрино  $\nu_e$  при прохождении сквозь Землю (см. разд. 9.2.Д) может привести к различию дневной и ночной скоростей счета. Наблюдаемые верхние пределы равны соответственно [443]

$$\text{Дневной поток} < 0,80\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}}, \quad (13.9a)$$

$$\text{Ночной поток} < 0,64\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}}. \quad (13.9б)$$

Здесь “ночь” определяется как период, когда косинус зенитного угла Солнца является положительным. Предел, налагаемый наблюдениями на один лишь ночной поток, также лежит ниже полного диапазона теоретических значений, рассчитанных на основе стандартной модели.

Усовершенствованный эксперимент с низким средним уровнем фона и повышенной скоростью счета дает предварительную вели-

чину зарегистрированного потока борных нейтрино [623]

$$\phi(^8\text{B}) = (0,45 \pm 0,15)\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}} \quad (13.10)$$

с неопределенностью  $1\sigma$ . При доверительном уровне  $3\sigma$  измеряемый поток борных нейтрино отличается от нуля и расходится с наилучшей оценкой, полученной из стандартной солнечной модели. Результат, определяемый выражением (13.10), применим в случае минимальной полной энергии электрона 9,3 МэВ.

Если неопределенности в измерениях Камиоканде II как-то уменьшить еще в 2–3 раза, то данные детектора либо подтвердят, либо опровергнут недвусмысленные следствия, вытекающие из наиболее заманчивых решений для МСВ-эффекта. Если значение  $0,45\phi(^8\text{B})_{\text{SSM}}$  для потока нейтрино с энергиями выше 9 МэВ подтвердится более точными измерениями, то это исключит адиабатическое (т. е. горизонтальное) решение для МСВ-эффекта (см. обсуждение рис. 9.6 при определении различных МСВ-решений). Рассеяние нейтрино с неэлектронным флейвором примерно в 7 раз менее вероятно, чем для нейтрино электронного типа. При непосредственном использовании МСВ-эффекта для интерпретации наблюдений максимально возможным является суммарное уменьшение потока примерно в 10 раз (включая теоретические ошибки) относительно наилучшей оценки по стандартной солнечной модели.

### 13.3. SUNLAB

В Сиднейском университете (Австралия) готовится другой эксперимент по  $\nu_e$ -e-рассеянию, которому присвоено название SUNLAB [86]. Детектор размещен в подземной камере Северного рудника, который находится вблизи г. Броукен-Хилл, примерно в 1100 км западнее Сиднея. Северный рудник является действующим и выдает главным образом серебро, свинец и цинк. Экспериментальная площадка расположена на глубине 1230 м (около 3300 м водного эквивалента) и хорошо изолирована от основных горнорудных разработок. Фон от космических лучей в камере пренебрежимо мал по сравнению с радиоактивным фоном от окружающей породы [85]. Остаточные мюоны космических лучей, разумеется, будут полезными для калибровки детектора.

Прототип модуля детектора SUNLAB был установлен в экспериментальной камере в конце 1987 г. Модуль имеет опорный объем

мишени примерно из 10 т чистой воды и сконструирован для регистрации черенковского излучения электронов, которые упруго рассеиваются солнечными нейтрино.

Как и в эксперименте Камиоканде, фоновые события в детекторе SUNLAB обусловлены несколькими источниками, однако в конечном счете они проявляют себя в виде гамма-лучей, которые будут вызывать комптоновское рассеяние или рождение пар электронов в мишени, т. е. генерировать сигнал, идентичный искомому. Поэтому решающим для диагностики сигнала на фоне шума является угловое распределение электронов отдачи: эти электроны, генерируемые солнечными нейтрино, движутся преимущественно вперед по направлению оси Солнце — Земля. К сожалению, направленность сильно размывается многократным рассеянием низкоэнергетических электронов в водной мишени, а также изменением характеристического угла испускания черенковского излучения. Результирующий поток фотонов размазывается довольно широко, причем около 70% фотонов попадают внутрь конуса, направленного вперед, с углом раствора  $50^\circ$ . Однако направленность является в конечном счете особой характеристикой, которая позволяет обнаруживать слабый сигнал от нейтрино в условиях повышенного фона аналогичных событий.

Основными строительными блоками системы детектирования являются коллекторы фотонов. Черенковский выход фотонов сосредоточен в основном в ультрафиолетовом диапазоне волн. Фотоумножители детектора SUNLAB обладают повышенной чувствительностью к УФ-излучению, так что они могут регистрировать усиленное черенковское излучение на коротких волнах. В этом состоит их существенное отличие от ФЭУ, используемых коллаборацией Камиоканде II.

ФЭУ были сконструированы с целью оптимизировать угловое решение и эффективность регистрации фотонов (см. [88]). Каждый коллектор фотонов состоит из ФЭУ ЕМ1 9623В (диаметр фотокатода S-1 равен 17,7 см), который оптически спарен с акриловой фотолуминофорной панелью<sup>1)</sup> типа Vicron BC-480 толщиной 1,25 см и площадью 0,7 м<sup>2</sup>. Края панели покрыты отражающей алюминизированной майларовой лентой, которая помогает удерживать конвертируемые фотоны в панели, в то время как обратная сторона панели покрыта аналогичным образом для того, чтобы обеспечить эффективное удвоение толщины панели по отношению к ультрафиолетовым черенковским фотонам, падающим на панель. Каждый коллектор снаб-

<sup>1)</sup> Фотолуминофор используется для легирования материала фотокатода с целью уменьшения длинноволновой границы. — Прим. ред.

жен балластом из 5 кг свинца для обеспечения его почти нулевой плавучести при погружении в водную мишень. Наряду с увеличением эффективного размера ФЭУ фотолуминофорная панель частично устраняет рассогласование между частотой испускаемого черенковского излучения, которое имеет максимум в УФ-области, и откликом фотокатода, достигающим максимума в видимой части спектра. Детальное моделирование угловой чувствительности коллекторов фотонов указывает на то, что можно достичь низкого порога энергии рассеянных электронов (вплоть до 6 МэВ).

Модуль содержит 54 ячейки фотоколлектора, развернутых внутри куба со стороной 2,12 м (по 9 ячеек на каждой стороне). Ячейки поддерживаются анодированной алюминиевой рамой и полностью окружают мишень с водой весом 9,53 т. Чтобы свести к минимуму ослабление ультрафиолетового излучения в воде, была выбрана малая шкала длин — наиболее важный фактор при определении минимального значения пороговой энергии электронов (а следовательно, и энергии нейтрино), которое является достижимым. Детектор окружен прямым цилиндрическим резервуаром из стекловолокна для воды объемом 27 000 л, высотой 3 м и диаметром 3,4 м. Предварительные измерения радиационного фона с помощью небольшого кристаллического сцинтиллятора показали, что оптимальная толщина защиты составляет 30 см Pb [475].

Вода циркулирует в резервуаре со скоростью около 6 л в минуту и будет охлаждаться рефрижератором примерно до 5°C. Это дает двойной выигрыш, а именно снижает шум ФЭУ и сдерживает размножение нежелательных организмов в воде. Температура воздуха в шахте составляет около 30°C.

Пробный эксперимент планируется провести в течение следующих пяти лет после сооружения дополнительной свинцовой защиты толщиной 30 см, которая полностью окружит модуль, на что потребуются в общей сложности около 300 т свинца. После серии испытаний защитного модуля система будет наращиваться до массы мишени (по меньшей мере 250 т) путем добавления идентичных модулей. Есть надежда, что детектор в полном объеме будет введен в действие через некоторое время после 1990 г. Скорость счета, предсказываемая стандартной моделью, составляет около 50 событий в год на 100 т детектора для электронов отдачи с энергиями выше 7 МэВ. Скорость счета могла бы возрасти вдвое, если бы порог регистрации удалось понизить до 5 МэВ (см. табл. 8.6).

### 13.4. LVD — детектор большого объема

Другой тип детектора  $\nu$ - $e$ -рассеяния устанавливается в лаборатории Гран-Сассо, а именно детектор большого объема (LVD), в котором электроны отдачи регистрируются по возбуждаемым ими вспышкам света в сцинтилляторе. Этот детектор имеет потенциальные преимущества, состоящие в более низком энергетическом пороге по сравнению с детектором Камиоканде II и большем количестве электронов мишени, однако обладает и недостатком, поскольку не может измерять направления электронов отдачи (а отсюда и падающего потока нейтрино). Характеристики этого детектора описываются в работе Бэри и др. [101].

Основная идея сооружения LVD сводится к модульной конструкции, состоящей из 190 по существу идентичных модулей. Каждый модуль содержит 9,6 т жидкого сцинтиллятора  $C_nH_{2n+2}$  ( $n = 10$ ) и 6,7 т стали; сверху и с одной из сторон он закрыт небольшим количеством искровых камер, которые образуют трековую систему. Жидкий сцинтиллятор будет содержать порядка  $6 \cdot 10^{32}$  электронов<sup>1</sup>). Полная масса детектора, включая поддерживающие конструкции и трековую систему, составляет около 3600 т. Каждый модуль имеет длину 6,2 м, ширину 2,2 м и высоту 1,5 м. Все 190 модулей образуют конструкцию длиной 40 м, шириной 12 м и максимальной высотой 13,2 м.

Каждый модуль содержит 8 сцинтилляционных счетчиков. Жидкий сцинтиллятор имеет плотность  $0,8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и световой выход, эквивалентный выходу стандартного пластического сцинтиллятора. Советские участники эксперимента LVD обеспечивают производство сцинтиллятора и модульных счетчиков. Каждый счетчик представляет собой резервуар из нержавеющей стали с поперечным сечением  $1 \times 1 \text{ м}^2$  и длиной 1,5 м. Резервуар просматривается тремя ФЭУ диаметром 15 см и одним ФЭУ диаметром 5 см.

Советскими учеными [644] были сконструированы 72 таких счетчика и установлены внутри лаборатории Монблан в качестве составной части эксперимента LVD (см. [5, 6, 28]). Лаборатория расположена в полости внутри дорожного туннеля, связывающего Италию с Францией. Подобные детекторы уже в течение нескольких лет работают в Советском Союзе: 100-тонный детектор в Артемовске [112] и 330-тонный детектор в Баксанской нейтринной обсерватории в горах Северного Кавказа [8].

<sup>1</sup>) Счетчики на основе жидкого сцинтиллятора с указанным составом были разработаны советскими учеными [644]. — *Прим. ред.*

Коллаборация LVD предполагает достигнуть относительно низкой пороговой энергии нейтрино, включая подавляющую часть нейтрино от распада  $^8\text{B}$  и  $\text{hep}$ -взаимодействий, которые, согласно стандартной модели, генерируются на Солнце, хотя порог будет оставаться все-таки выше максимальной энергии всех других источников нейтрино, рассмотренных в гл. 6. Порог срабатывания на установке под Монбланом составляет 7 МэВ и ограничен естественной радиоактивностью в Лаборатории Монблан. Несколько меньший порог может быть достигнут в Лаборатории Гран-Сассо.

Большой объем и относительно низкий энергетический порог установки LVD должны привести к высокой скорости счета ( $\approx 10^2 - 10^3$ ) событий в год, если только поток борных нейтрино, предсказываемый стандартной моделью, не слишком завышен. Энергетическое разрешение индивидуальных событий, как ожидают, будет порядка 20%. Поскольку события, порождаемые солнечными нейтрино, будут иметь неодинаковые характеристики в сцинтилляционном детекторе, придется прибегнуть к расчетам методом Монте-Карло, чтобы определить, при какой энергии солнечный сигнал будет отчетливо возвышаться над фоном. Если результаты такого численного моделирования окажутся ободряющими, как ожидают некоторые участники коллаборации, то LVD должен хорошо определять спектр электронов отдачи, который можно будет сравнивать с распределением, предсказываемым стандартной моделью.

### 13.5. Супер-Камиоканде: водный детектор

Новая подземная установка — Супер-Камиоканде — находится в стадии сооружения [622] в той же шахте Камиока, где проводится эксперимент Камиоканде II. Первоначальной целью этого значительно большего по размерам детектора было осуществление более чувствительного эксперимента по обнаружению распада нуклонов, хотя детектор может оказаться также превосходной астрономической лабораторией. Нынешними планами предусматривается создание водного черенковского детектора с полной массой 45 кт, около половины которого можно использовать для детектирования солнечных нейтрино.

Согласно существующему проекту, мишень и детекторы будут помещены в огромный стальной резервуар (высотой 41 м и диаметром 38 м), наполненный чистой водой. Примерно 11 000 ФЭУ диаметром около 50 см будут равномерно размещены по всей внутренней

поверхности резервуара, что соответствует покрытию примерно 40% фоточувствительной площади — вдвое больше, чем в детекторе Камиоканде II. Как ожидают, увеличение площади покрытия улучшит энергетическое разрешение до 15% при энергии 10 МэВ. Общая масса воды внутри поверхности, занятой ФЭУ (чувствительный объем), будет около 22 кт, что более чем на порядок величины превышает опорный объем Камиоканде (0,68 кт) для детектирования солнечных нейтрино. Опорный объем детектора, который будет в состоянии регистрировать солнечные нейтрино в эксперименте Супер-Камиоканде, нельзя установить с определенностью до тех пор, пока не будет измерен фон с помощью действующей установки, однако он может составлять 15–20 кт. Чувствительный объем будет покрыт слоями счетчиков антисовпадений толщиной по меньшей мере 2 м воды. Около 500 ФЭУ будут просматривать антисовпадательные слои. Угловое разрешение, включая разрешение многократного рассеяния и конечное разрешение детектора, как ожидают, достигнет  $40^\circ$  для электронов с энергией 7 МэВ.

Согласно стандартной солнечной модели, борные нейтрино должны вызывать  $7 \cdot 10^3$  событий в год при энергии отдачи электронов около 7 МэВ в детекторе массой 15 кт. Число ожидаемых событий в том же детекторе от  $\text{hep}$ -нейтрино будет  $\sim 35$  при энергии отдачи выше 7 МэВ.

### 13.6. Нейтринная обсерватория Sudbury: детектор на тяжелой воде

Нейтринная коллаборация Sudbury предложила построить детектор нейтрино с помощью 1000 т тяжелой воды  $\text{D}_2\text{O}$  (см. ссылки, приведенные в разд. 14.1 настоящей книги). Установку предполагается разместить на глубине более 2000 м в шахте Крейтон вблизи Садбери, провинция Онтарио (Канада)<sup>1)</sup>.

Детектор позволит вести атаку на проблему солнечных нейтрино по трем направлениям: используя поглощение нейтрино (заряженный ток), расщепление дейтерия при взаимодействии с нейтрино (нейтральный ток) и рассеяние нейтрино (заряженный и нейтральный токи). Детектирование индивидуальных событий с рассеянием (и поглощением) могло бы осуществляться фотоумножителями, реги-

<sup>1)</sup> В настоящее время ведутся горнопроходческие работы, а сама установка должна быть введена в строй в 1996 г. — *Прим. ред.*

стрирующими черенковское излучение подобно тому, как это делается в обычных водных детекторах (Камиоканде и SUNLAB, которые обсуждались выше). Здесь будут рассматриваться только события с рассеянием нейтрино; нейтринная обсерватория Садбери описывается более обстоятельно в разд. 14.1 настоящей книги. Фоновая скорость счета, как ожидают, будет исключительно низкой. Если этой низкой скорости счета удастся достигнуть, то детектор SNO станет, возможно, наиболее чувствительным к  $\nu$ - $e$ -рассеянию из всех детекторов, которые будут построены в недалеком будущем.

Согласно предсказаниям стандартной модели [см. выражение (13.2)], следует ожидать около 435 событий с рассеянием в год при энергии электронов отдачи выше 7 МэВ на 1 кт детектора на тяжелой воде D<sub>2</sub>O (3,01 · 10<sup>32</sup> электронов на 1 кт D<sub>2</sub>O), если борные нейтрино, достигающие Земли, имеют электронный флейвор. Примерно два события в год на 1 кт следует ожидать от  $\bar{\nu}$ -нейтрино. Эти значения следует уменьшить в 7 раз для нейтрино с другим флейвором.

### 13.7. ICARUS I: детектор на жидком аргоне

ICARUS I — это новый тип детектора, оптимизированного для изучения солнечных нейтрино, который будет установлен в лаборатории Гран-Сассо в Италии коллаборацией ICARUS [351], состоящей из ученых из ЦЕРНа, Италии и США. Детектор ICARUS I представляет собой время-проекционную камеру, заполненную жидким аргонном, характеристики которой описываются в разд. 14.2 и в проекте, предложенном коллаборацией ICARUS I (см. [546, 54]). Детектор солнечных нейтрино будет содержать жидкий аргон с опорным объемом 200 т и станет предвестником гораздо большего детектора, который будет использоваться для разнообразных низкофоновых экспериментов. Относительно небольшой детектор солнечных нейтрино сконструирован с целью получить очень высокое пространственное разрешение ( $\pm 1$  мм) и исключительно хорошее разрешение по энергиям (по оценкам коллаборации энергетическое разрешение должно составлять около 3% для электронов и гамма-лучей с энергией 1 МэВ, причем сначала оно улучшается с ростом энергии, а затем становится несколько хуже, когда начинают развиваться интенсивные каскадные процессы). Ожидаемая пороговая энергия для солнечных нейтрино составляет около 5 МэВ.

Более низкий порог детектора ICARUS I позволит изучать важ-

ную область энергий вблизи максимума энергетического спектра борных нейтрино (см. разд. 6.2), которая недоступна для детектора Камиоканде II. Такой более низкий порог компенсирует тот недостаток, что количество электронов в опорном объеме ICARUS I составляет примерно 1/4 их числа в опорном объеме Камиоканде II (а именно 2,71 · 10<sup>32</sup> электронов на 1 кт жидкого аргона).

Число событий, происходящих в детекторе, равно

$$(\phi\sigma)_{\nu B}(> 5 \text{ МэВ}) = 179 \left( \frac{\phi(^8\text{B})}{5,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \text{ кт}^{-1} \cdot \text{год}^{-1} \quad (13.11)$$

для нейтрино электронного типа и примерно в 7 раз меньше для мюонных и тау-нейтрино с тем же энергетическим распределением. Для потока борных нейтрино, составляющего 1/3 ожидаемого по стандартной модели значения 5,8 · 10<sup>6</sup> см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>, детектор должен регистрировать около 60 событий в год с летящими вперед электронами отдачи за счет одних лишь электронных нейтрино, что достаточно для получения ценной информации о спектре солнечных нейтрино.

### 13.8. Низкотемпературные детекторы

Несколько впечатляющих предложений было выдвинуто по обнаружению низкоэнергетических солнечных нейтрино, особенно нейтрино от фундаментальной  $pp$ -реакции, с помощью низкотемпературных детекторов (см., в частности, работы [235, 155, 401] и сборник статей [500]).

Основной принцип такого детектирования состоит в том, что небольшая энергия может вызывать большой эффект при низких температурах. Эта работа находится на ранней стадии развития, но является многообещающей и, возможно, позволит расширить исследование солнечных нейтрино до измерений спектра потоков  $pp$ - и борных нейтрино в реальном времени. Проблемы, связанные с фоном, остаются трудными из-за того, что максимальная энергия электронов отдачи при рассеянии  $pp$ -нейтрино составляет всего 260 кэВ; многие ненайтринные источники могут давать электроны отдачи с такой же энергией. В настоящее время большие усилия прилагаются для развития технологий, которая позволила бы обнаружить упругое рассеяние при взаимодействиях нейтрино с ядрами, также представляющих собой низкоэнергетические события ( $\sim 10^2$  эВ) (см. обзор соответствующих работ в сборнике [500]).

но в 200 раз ниже, чем для детектора Камиоканде II. Поэтому фон от космических лучей должен быть незначительным. Такое расположение обеспечивает ряд преимуществ — превосходную защиту от космических лучей, неизменное и однородное распределение окружающих горных пород, управляемый уровень фона от земной радиоактивности и легкий доступ благодаря близости к действующей, полностью обслуживаемой части шахты. Подземная лаборатория будет занимать полость диаметром около 20 м и высотой 32 м для нейтринного детектора на тяжелой воде D<sub>2</sub>O и помещения для выполнения экспериментальных работ.

Детектор будет состоять из 1000 т чистой тяжелой воды со степенью очистки 99,92% в прозрачном акриловом сосуде, окруженном 5000 т H<sub>2</sub>O (из которых около 2000 т будут просматриваться ФЭУ). Этот сосуд, сделанный из панелей толщиной 5 см, будет пропускать ультрафиолетовый свет и будет окружен 4 м воды H<sub>2</sub>O с высокой степенью очистки и 0,9 м бетона с низким уровнем радиоактивности. Вокруг акрилового резервуара на расстоянии 2,5 м от поверхности сосуда будут равномерно размещены около 2000 или более ФЭУ диаметром 50 см, что обеспечит фотокатодным покрытием по меньшей мере 40% его поверхности. Обычная вода H<sub>2</sub>O защищает D<sub>2</sub>O от радиоактивности из окружающих пород и ФЭУ. Кольцо ФЭУ чувствительно к черенковскому свету, генерируемому релятивистскими электронами и мюонами в центральных областях детектора. Тяжелую воду D<sub>2</sub>O на взаимобразной основе поставит компания AECL (Atomic Energy of Canada Limited), которая должна обменять свой избыток D<sub>2</sub>O с низким содержанием трития на девственно чистую воду D<sub>2</sub>O с предприятия Ontario Hydro, поскольку содержание трития в тяжелой воде D<sub>2</sub>O производства AECL будет создавать нежелательный фон в детекторе.

Работа детектора SNO будет проходить параллельно с проведением экспериментов на детекторе Камиоканде II (см. разд. 13.2), хотя между двумя экспериментами будут сохраняться важные научные и технические различия. Глубина размещения детектора SNO будет вдвое больше, чем у детектора Камиоканде II, что приведет к более существенному снижению фона в эксперименте Садбери. В обоих экспериментах используются большие ФЭУ для детектирования электронов отдачи в процессе  $\nu$ - $e$ -рассеяния, однако детектор SNO будет, кроме того, чувствительным к поглощению нейтрино [см. ниже реакцию (14.1)]. Наконец, детектор SNO имеет не зависящую от флейвора моду, которая чувствительна к взаимодействиям через чисто нейтральные токи [см. ниже реакцию (14.3)]. Рассеяние ней-

трино на электронах, которые можно изучать в обоих детекторах SNO и Камиоканде II, чувствительно к нейтрино со всеми флейворами, но эта чувствительность к неэлектронным флейворам обычно в 7 раз меньше, чем к электронному флейвору.

Поглощение нейтрино дейтерием (d) через заряженный ток является в SNO-детекторе реакцией типа “бутерброда”



В первоначальных обсуждениях эксперимента с <sup>2</sup>H по детектированию солнечных нейтрино это была единственная рассмотренная реакция [355, 38–40, 363, 245, 253]. Давая высокие ожидаемые скорости счета (тысячи событий в год, см. ниже), эта реакция должна обеспечить непосредственное определение энергетического спектра детектируемых  $\nu_e$ . Энергия падающих нейтрино  $E_\nu$  связана с энергией электронов отдачи  $E_e$  соотношением  $E_\nu = E_e + 1,442$  МэВ. Угловое распределение электронов отдачи относительно направления падающих нейтрино определяется соотношением (8.6а) при  $\alpha = -1/3$ , что соответствует асимметрии рассеяния назад и вперед примерно 2:1.

Детектор SNO будет чувствительным также к упругому рассеянию нейтрино на электронах:



Использование детектора SNO для изучения  $\nu$ - $e$ -рассеяния уже обсуждалось в разд. 13.6. Выход реакции рассеяния (14.2) примерно на порядок величины меньше, чем выход реакции поглощения (14.1). Однако рассеянные электроны сильно сфокусированы в направлении вперед, и по их угловому распределению можно отделить случаи рассеяния от случаев поглощения.

Коллаборация SNO будет измерять фон для реакции поглощения сначала в эксперименте с легкой водой, в которой происходит только  $\nu$ - $e$ -рассеяние. Сигнал от рассеяния нейтрино на электронах будет сильно сфокусирован в направлении вперед; число событий при больших углах (по отношению к направлению на Солнце) является непосредственной мерой фона, которого следует ожидать для процесса поглощения.

Эксперимент на легкой воде можно рассматривать как “беспучковый”, поскольку реакция поглощения (14.1) не будет иметь места с нейтрино  $\nu_e$ , когда дейтроны замещаются свободными протонами. Последние поглощают антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , но не  $\nu_e$ .

Группа в Станфордском университете сосредоточила усилия на кремниевых детекторах, которые регистрируют энергию, накопленную в виде баллистических фононов [155, 156, 425]. Многокилограммовые кремниевые монокристаллы при температуре, равной нескольким сотням милликельвинов (мК), можно было бы использовать для детектирования фононов, создаваемых электронами при отдаче от единичных упругих рассеяний нейтрино. Такая схема может потенциально обеспечить хорошее временное, пространственное и энергетическое разрешение.

Прямой счет солнечных  $\nu$ -нейтрино, взаимодействующих в кремнии прежде всего с помощью  $\nu$ - $e$ -рассеяния, по-видимому, возможен при соблюдении нескольких условий [425]. Кремний должен быть приготовлен из неорганического кремнезема (кварца), добытого глубоко под землей. Облучение космическими лучами во время очистки должно быть сведено к минимуму. Кроме того, высокоэнергетический фон в таких детекторах необходимо сделать значительно ниже, чем это достигается при пересчете имеющихся лабораторных результатов. Требуемого уровня фона можно достигнуть либо улучшением радиационной чистоты, либо развитием новых электронных методов для отсекаания фона.

Группа из университета Брауна [401] предложила использовать в качестве калориметра жидкий гелий, чтобы наблюдать  $\nu$ - $e$ -рассеяние при падении  $\nu$ -нейтрино по измерениям энергии, накапливаемой в гелии электронами отдачи. В той мере, в какой это касается радиоактивного фона, жидкий гелий является идеальным веществом для детектора. При низких температурах ( $T < 1$  К) все примеси вымораживаются на стенках контейнера. Однако удельная теплоемкость гелиевого детектора очень велика при любой разумной температуре. Например, ниже 0,5 К удельная теплоемкость гелия примерно в  $10^5$  раз больше, чем у кристаллического кремния при той же температуре. Поэтому обычное калориметрическое детектирование энергии отдачи электронов в жидком гелии невозможно.

Авторы работы [401] предложили подход, позволяющий избежать проблемы большой удельной теплоемкости. Большую массу сверхтекучего гелия можно было бы поддерживать при температуре около 20 мК. При рассеянии нейтрино на атомарном электроны в гелии доля  $f$  энергии отдачи электрона  $E_{\text{отдача}}$  превращается за короткое время в энергию низкоэнергетических элементарных возбуждений в гелии, преимущественно ротон. Из-за очень большого объема гелия детектировать эти ротонны трудно. Однако ротонны в сверхтекучем гелии имеют два замечательных свойства, которые делают их

обнаружение возможным. При температурах ниже примерно 0,1 К, при которых плотность тепловых возбуждений пренебрежимо мала, ротонны представляют собой стабильные возбуждения. Поэтому образовавшиеся ротонны будут баллистически распространяться в жидкости без распада. Кроме того, ротонны, достигая свободной поверхности жидкости, индуцируют испарение атомов гелия. Измерения показывают [340, 672], что ротон, падающий на поверхность жидкости, приводит к испарению атома гелия с вероятностью около 1/3. Испарившиеся атомы можно детектировать с помощью силиконовых пластинок, подвешенных над поверхностью гелия на расстоянии нескольких миллиметров. Авторы работы [401] считают, что с помощью сверхпроводящих болометров следовало бы непосредственно измерять величину  $\Delta t$  при температуре 20 мК с амплитудой шумового сигнала менее 0,02 мК. Это позволило бы измерить энергию электрона с неопределенностью около 1,5 кэВ при условии, что соотношение между энергией, получаемой болометром, и энергией отдачи электрона хорошо установлено.

Полномасштабный детектор  $\nu$ -нейтрино, основанный на этих физических принципах, мог бы состоять из подземного резервуара жидкого  ${}^4\text{He}$  массой около 10 т ( $\approx 70 \text{ м}^3$ ), причем 2/3 этого объема использовались бы в качестве опорного объема, а оставшаяся внешняя часть — для измерения фоновых излучений (по-видимому, низкоэнергетических гамма-лучей и нейтронов), проникающих в гелий извне. Гелий можно было бы разделить на  $10^3$ – $10^4$  ячеек, каждая из которых имела бы свою силиконовую пластинку (или пластинки). Чтобы предотвратить прохождение ротоннов из одной ячейки в другую, можно в качестве разделителей использовать тонкие пластиковые полоски; таким образом, не считая силиконовых пластинок, никаких других больших масс, кроме гелия, нет нужды помещать в опорный объем. Скорость счета, ожидаемая согласно стандартной модели от  $\nu$ -нейтрино, составляет около 8 событий в сутки — разумный сигнал по стандартам экспериментов по детектированию солнечных нейтрино. Более того, темп счета  $\nu$ -нейтрино защищен от многих неопределенностей, которым подвержен сигнал от борных нейтрино, изучаемых с помощью черенковских детекторов в воде (и тяжелой воде).

## Библиографические примечания

1. Статьи [155, 401] представляют собой два воодушевляющих предложения по регистрации солнечных нейтрино низких энергий.
2. В работе [235] предлагается использовать болометрические детекторы для регистрации солнечных нейтрино низких энергий.
3. Работа [443] — это прекрасно написанная диссертация, содержащая множество информации и идей о детектировании солнечных нейтрино в эксперименте Камиоканде II. Этой работе следует выставить высшую оценку A<sup>+</sup>.

## 14. Эксперименты прямого счета

---

### Краткое содержание

Следующее поколение экспериментов по солнечным нейтрино будет использовать в подавляющем большинстве случаев электронную технику современной физики ускорителей — для того, чтобы в реальном времени выполнять измерения энергетического спектра электронов отдачи, направления на источник падающего пучка и, — если нынешние планы окажутся успешными, — флейвора нейтрино. В стадии конструирования находятся большие детекторы для измерения поглощения и рассеяния нейтрино, а также для регистрации возбужденных состояний, которые являются уникальными для взаимодействий через нейтральные токи. Реакции поглощения позволяют измерять энергии отдельных нейтрино  $E_\nu$  с помощью соотношения  $E_\nu = E_e + \text{const}$ , где  $E_e$  — энергия генерированного электрона, а константа равна разности начальной и конечной ядерных масс. Это простое соотношение справедливо в силу того, что при захвате солнечных нейтрино ядра поглощают импульс, но очень мало энергии, поскольку ядра намного тяжелее электронов и нейтрино.

В нейтринной обсерватории Садбери (SNO) в шахте провинции Онтарио (Канада) планируется установить детектор на тяжелой воде массой 1 кт<sup>1)</sup>. Этот детектор будет в состоянии измерять спектр борных нейтрино посредством их поглощения дейтронами через заряженные токи, а также полное число падающих нейтрино безот-

<sup>1)</sup> См. примечание на с. 437. — Прим. ред.



носителю к их флейвору, используя расщепление дейтерия через нейтральные токи. В качестве первой стадии программы фундаментальных низкоэнергетических экспериментов по физике в подземной лаборатории Гран-Сассо будет установлен детектор массой 0,2 кт жидкого аргона (ICARUS). Детектор ICARUS I будет оптимально приспособлен для изучения солнечных нейтрино и обеспечивать высокое пространственное разрешение и низкие уровни фона. Детектор на жидком аргоне представляет собой время-проекционную камеру, которая позволит измерять спектр борных нейтрино высокой энергии с помощью поглощения, которое переводит  $^{37}\text{Ar}$  в аналоговое состояние  $^{40}\text{K}$ . Последующий гамма-распад возбужденного аналогового состояния будет служить уникальным признаком поглощения нейтрино. В конечном счете при замене аргона метаном можно будет осуществить тест “в отсутствие” пучка нейтрино. Оба детектора — и на тяжелой воде, и на жидком аргоне — смогут измерять направление на источник нейтрино, используя рассеяние нейтрино на электронах (см. разд. 13.6 и 13.7 в предыдущей главе).

Настоящая глава содержит обзор планов сооружения многоцелевого детектора на тяжелой воде — SNO (разд. 14.1), время-проекционной камеры на жидком аргоне — ICARUS (разд. 14.2), детектора на индии  $^{115}\text{In}$ , который сможет регистрировать  $\bar{\nu}$ - и борные нейтрино (разд. 14.3), многофасетного детектора на боре  $^{11}\text{B}$  (разд. 14.4), детектора на фторе  $^{19}\text{F}$ , эффективного для регистрации борных нейтрино (разд. 14.5), и детекторов когерентного рассеяния нейтрино на ядрах (разд. 14.6).

## 14.1. Детектор SNO: тяжелая вода ( $\text{D}_2\text{O}$ )

Международная коллаборация строит обсерваторию с детектором на тяжелой воде SNO, главной физической целью которой будет изучение борных и  $\bar{\nu}$ -нейтрино из солнечных недр. Обсерватория SNO<sup>1)</sup> сможет проводить четыре эксперимента на одной установке: поглощение нейтрино дейтронами (чисто заряженный ток), нейтринное расщепление дейтрона  $^2\text{H}$  (чисто нейтральный ток), рассеяние нейтрино на электроны (комбинация нейтрального и заряженного токов) и (для сравнения)  $\nu$ - $e$ -рассеяние в обычной воде (заряженный и нейтральный токи). Детектор будет содержать 1 кт  $\text{D}_2\text{O}$  и будет размещен глубоко под землей в шахте Крейтон (принадлежащей компании

<sup>1)</sup> SNO — аббревиатура англ. слов Sudbury Neutrino Observatory. — Прим. ред.

Таблица 14.1. Характеристики SNO-детектора

Расположение	Шахта Крейтон, Садбери (Онтарио)
Глубина	2070 м (5900 м в.э.)
Резервуар	Акриловый сосуд
Жидкость детектора	$\text{D}_2\text{O}$
Полная масса жидкости	1 кт
Порог	$\sim 5$ МэВ
Число атомов D	$6,02 \cdot 10^{31}$
Чувствительность к нейтрино	$^8\text{B}$ , $\text{He}$

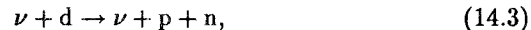
INCO Limited), которая находится вблизи Садбери (провинция Онтарио). Канада в настоящее время располагает избытком тяжелой воды (в связи с понижением спроса на реакторы на тяжелой воде), что делает эксперимент экономически возможным. Частоты событий, эффективности регистрации и уровень фона в предлагаемом килотонном детекторе уже были широко исследованы и было показано, что предлагаемый эксперимент возможен и обеспечит решающей информацией об энергетическом спектре, распределении по флейвору и временной зависимости потока падающих нейтрино.

Экспериментальные и теоретические аспекты эксперимента SNO были описаны в ряде важных и подробных публикаций, включая работы Девидсона и др. [205], Чена [167], Синклера и др. [587], Буавена и др. [129], Эрла и др. [240] и Аардсмы [1]. Исчерпывающее обсуждение всех аспектов предлагаемой обсерватории содержится в проекте “Sudbury Neutrino Proposal”, представленном Эваном и др. [250]. Некоторые характеристики детектора приведены в табл. 14.1.

Детектор должен быть размещен в полости шахты Крейтон на глубине<sup>1)</sup> 2070 м. На этой глубине единственными проникающими компонентами космических лучей являются мюоны и нейтрино. Интенсивность мюонов в месте расположения детектора SNO пример-

<sup>1)</sup> Ствол №9 этой шахты глубиной 2175 м является вторым по глубине среди непрерывно действующих шахт западного мира. Руководство компании INCO надеется продолжать разработку на глубине 2100 м и ниже в течение следующих двух десятилетий, и вспомогательные службы будут поддерживаться в шахте на высоком уровне. Нейтринный детектор будет размещен на глубине 1800 м в коренной породе (норите), на достаточном удалении от горнорудных работ, так что они не будут мешать ни сохранности полости, ни работе детектора.

Полный поток нейтрино, безотносительно к их типу, можно измерить с помощью реакции с нейтральным током



порог которой равен 2,225 МэВ. Эффективное сечение реакции (14.3) не зависит от флейвора падающего нейтрино. Признаком того, что ядро дейтерия подверглось расщеплению (14.3), служит появление свободного нейтрона, который будет приводить к гамма-извлечению при его захвате веществом мишени. Одним из наиболее перспективных методов детектирования нейтронов является регистрация гамма-лучей, возникающих при усиленном захвате нейтронов ядрами атомов  $^{35}\text{Cl}$ , которые можно ввести в  $\text{D}_2\text{O}$  в виде  $\text{NaCl}$ . К сожалению, генерация свободного нейтрона является не очень специфическим признаком, и коллаборация SNO должна придумать разумные способы подтверждения того, что лишь небольшая доля фоновых событий может сопровождаться генерацией нейтронов.

Чен [167] и Вайнберг [650] подчеркнули, что реакция с нейтральным током особенно важна для разрешения проблемы солнечных нейтрино, поскольку она определяет не зависящую от флейвора долю суммарного потока нейтрино, что обеспечивает проверку солнечных моделей, даже если имеют место осцилляции нейтрино. Отношение числа случаев поглощения к количеству расщеплений в реакциях с нейтральным током накладывает ограничение на характеристики распространения нейтрино независимо от суммарного потока солнечных нейтрино. К счастью, отношение эффективных сечений реакций с нейтральным и заряженным токами было вычислено с точностью  $\pm 1/2\%$  (см. [70]).

Детектор на  $^2\text{H}$  чувствителен только к борным и  $\eta$ -нейтрино. Ожидаемая скорость захвата зависит от принятой минимальной энергии отдачи образующихся электронов, хотя и не очень сильно (см. табл. 8.3). Для правдоподобного порога по кинетической энергии 5 МэВ стандартная модель дает скорость захвата [83]

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 6,01(1 \pm 0,38) \text{ SNU}, \quad (14.4)$$

в которую основной вклад (за исключением 0,02 SNU) вносят борные нейтрино. Расчетная скорость захвата возросла бы всего на 11%, если бы порог реакции был снижен до 3 МэВ.

Эффективное сечение захвата нейтрино дейтерием  $^2\text{H}$  может быть точно вычислено (см. разд. 8.1.Г в настоящей книге). Поэтому

неопределенность в ожидаемой скорости захвата почти полностью обусловлена 37%-ной неопределенностью расчетного потока борных нейтрино (см. гл. 6, особенно табл. 6.5 в настоящей книге).

Сколько событий можно ожидать в детекторе с массой 1 кт тяжелой воды? Задавая пороговую кинетическую энергию 5 МэВ и предполагая, что с нейтрино ничего не происходит за время с момента их генерации до прихода на Землю, получаем

$$\begin{aligned} (\text{Темп счета})_{\nu} > 5 \text{ МэВ} &= \\ &= 1,2 \cdot 10^4 [\phi(^8\text{B}) / (6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})] \text{ событий/кт} \cdot \text{год}. \end{aligned} \quad (14.5)$$

При том же пороге число случаев  $\nu$ - $e$ -рассеяния составляет около 9% числа случаев поглощения, т. е. при тех же предположениях должны иметь место  $1,0 \cdot 10^3$  случаев рассеяния в год в детекторе массой 1 кт при потоке нейтрино, рассчитанном по стандартной модели.

Если значительная доля высокоэнергетических борных нейтрино достигает Земли без превращений, то можно хорошо измерить форму спектра борных нейтрино по реакции их поглощения (14.1). Если же МСВ-эффект превращает подавляющую часть высокоэнергетических электронных нейтрино в нейтрино с различными флейворами, то наибольшая скорость счета будет обусловлена расщеплением ядер дейтерия в реакциях с нейтральным током.

Коллаборация SNO рассчитывает добиться чувствительности к борным нейтрино на уровне  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  примерно за год работы детектора массой 1 кт, что будет в  $10^2$  раз меньше потока нейтрино, предсказываемого стандартной моделью.

Какова минимальная скорость счета, которую можно было бы ожидать на начальных стадиях эксперимента, прежде чем будет добавлен  $\text{NaCl}$  к тяжелой воде  $\text{D}_2\text{O}$  для облегчения детектирования нейтронов? Если все борные нейтрино приобретают различные флейворные состояния, то процесс поглощения не будет иметь места и будет наблюдаться только  $\nu$ - $e$ -рассеяние. В этом пессимистическом случае ожидаемая скорость счета понижается до  $1,5 \cdot 10^2$  событий рассеяния в год на 1 кт (см. соответствующее эффективное сечение в табл. 8.6). Эту скорость счета можно считать правдоподобным нижним пределом, которого следует ожидать в предлагаемом дейтериевом эксперименте при единственном условии, что стандартная солнечная модель не является катастрофически неверной.

Будет ли коллаборация SNO в состоянии уверенно детектировать  $\eta$ -нейтрино? Для предсказаний стандартной солнечной модели ответ является положительным при условии, что значительная доля

высокоэнергетических солнечных нейтрино не меняет свой флейвор на пути к Земле и что новые измерения эффективного сечения поглощения тепловых нейтронов гелием-3 не приведет (см. гл. 3 в настоящей книге) к существенному уменьшению сечения генерации столь высокоэнергетических нейтрино. Рассмотрим пороговую энергию электронов отдачи, которая является достаточно большой для того, чтобы ожидаемое число событий от  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино во много раз превышало ожидаемое число событий от борных нейтрино. Такой порог можно найти, поскольку эффективные сечения поглощения при данном энергетическом спектре нейтрино чувствительно зависят от разницы между принятой минимальной энергией отдачи и максимальной энергией спектра нейтрино (см. табл. 8.3); у  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино энергия на конце спектра больше, чем у борных нейтрино. При минимальной кинетической энергии отдачи электрона 13,5 МэВ  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино, как ожидают, вызовут значительно больше событий, чем борные нейтрино, если считать, что множители  $S_0$  при эффективных сечениях, приведенных в строке 10 табл. 3.2<sup>1)</sup>, для нейтринного потока, определяемого стандартной моделью (табл. 6.5), и эффективные сечения поглощения нейтрино, приведенные в табл. 8.3, являются правильными. В этой относительно "чистой" области спектра электронов отдачи стандартная солнечная модель дает 10 событий в год на 1 кт детектора от поглощения  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино и 2 события за счет поглощения борных нейтрино<sup>2)</sup>. При указанных выше предположениях следует ожидать, что рассеяния нейтрино на электронах будут настолько редкими, что их не удастся обнаружить в рассматриваемом энергетическом диапазоне.

Допустим, что стандартная солнечная модель катастрофически ошибочна и что поток нейтрино от распада  $^8\text{B}$ , генерирующего нейтрино в недрах Солнца, меньше, чем расчетное значение, на несколько порядков величины. Удастся ли в подобном случае наблюдать  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино? Да, если поток борных нейтрино не ослабляется после их генерации за счет каких-либо процессов. Подсчитано, что в килотонном детекторе на тяжелой воде, рассчитанном на регистра-

<sup>1)</sup> Здесь было использовано значение эффективного сечения, которое вычислили Вернц и Бреннан [654]. Эффективное сечение для  $\bar{\nu}_e$ -реакции приблизительно пропорционально эффективному сечению радиационного захвата тепловых нейтронов в  $^3\text{He}$  (см. [618]). Эксперимент по захвату тепловых нейтронов следует повторить с более высокой точностью.

<sup>2)</sup> Эксперименты на детекторах с  $^{37}\text{Cl}$  и Каммоканде показывают, что действительное загрязнение борными нейтрино будет по меньшей мере в 2 раза меньше, чем приведенная выше оценка, которая получена для потоков нейтрино, предсказываемых стандартной солнечной моделью.

цию потока  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино, который дает стандартная солнечная модель, в течение года должно быть зафиксировано 43 случая поглощения и 9 случаев рассеяния с энергиями электронов отдачи выше 5 МэВ. Поскольку поток  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино относительно нечувствителен к изменениям солнечной модели, можно быть уверенным, что всего в течение года в килотонном детекторе будет зарегистрировано около 50 событий от  $\bar{\nu}_e$ -нейтрино с энергиями электронов отдачи выше 5 МэВ, если только МСВ-эффект или какой-то другой процесс слабого взаимодействия не выводит из общего потока высокоэнергетические нейтрино с электронным флейвором.

Частота случаев расщепления ядер дейтерия за счет нейтрального тока, согласно стандартной модели, равна [70]

$$\sum_i (\phi_i \sigma_i) = 2,4(1 \pm 0,38) \text{ SNU}. \quad (14.6)$$

Почти все события с нейтральным током вызываются борными нейтрино. Суммарное число взаимодействий с нейтральным током за год наблюдений составляет  $4,5(1 \pm 0,38)10^3$  событий на килотонну.

## 14.2. ICARUS: $^{40}\text{Ar}$

В подземной лаборатории Гран-Сассо в северной части Италии будет размещен детектор на жидком аргоне массой 0,2 кт. Этот детектор, известный под названием ICARUS I, оптимально приспособлен для детектирования солнечных нейтрино и будет установлен в течение 1990 г., если существующие планы будут реализованы (см. обзор "Коллаборация ICARUS" [351])<sup>1)</sup>. Детектор ICARUS I будет начальным этапом в создании подземной лаборатории ICARUS (аббревиатура англ. слов Imaging Cosmic And Rare Underground Signals — космические и редкие подземные сигналы с изображением), которая спроектирована для проведения разнообразных низкофоновых экспериментов по фундаментальным проблемам физики. В окончательном виде детектор ICARUS, как предполагается, будет иметь массу в несколько килотонн, анализирующее магнитное поле и возможность частичной или полной замены аргона метаном.

Детекторы ICARUS радикально отличаются от водных детекторов (на тяжелой и легкой воде), в которых используются ФЭУ для идентификации нейтрино по черенковскому свечению электронов отдачи.

<sup>1)</sup> К настоящему времени эти планы остаются нереализованными. —  
Прим. ред.

Вместо этого в детекторе ICARUS электроны отдачи будут регистрироваться время-проекционной камерой с жидким аргоном, как это впервые предложил для нейтринных наблюдений Раббиа [546].

Детектор ICARUS будет формировать трехмерное электронное изображение с помощью электронов, дрейфующих в однородном электрическом поле к плоскости считывания, в которой происходит регистрация заряда. Места прихода дрейфующих электронов на плоскость считывания дают две пространственные координаты точек исходного трека. Третья координата определяется временем дрейфа. Детектор будет иметь хорошее энергетическое и угловое разрешение и позволит анализировать данные в реальном времени. Фундаментальным требованием к детектору на жидком аргоне с формированием изображения является способность электронов ионизации к дрейфу на большие расстояния. Испытания, выполненные в ЦЕРНе, показали, что детектор ICARUS I вполне осуществим (см. препринт [351] и статью [547]). Осуществимость эксперимента была продемонстрирована предварительно на малых количествах жидкого аргона (см., например, работы [286, 420]). Фоновые эффекты, по-видимому, требуют дальнейшего изучения.

Детектор ICARUS большей массы можно использовать для того, чтобы с помощью реакции поглощения измерять спектр падающих высокоэнергетических борных и гер-нейтрино. Главную роль для поглощения играет переход из основного состояния ядра  $^{40}\text{Ar}$  к аналоговому возбужденному состоянию ядра  $^{40}\text{K}$  (см. [74]):



Поскольку аналоговое состояние находится при энергии возбуждения  $4,38 \text{ МэВ}^1$ , а разность ядерных масс равна  $1,505 \text{ МэВ}$ , эффективный порог для поглощения довольно высок и равен  $5,9 \text{ МэВ}$  ( $E_\nu = E_e + 5,9 \text{ МэВ}$ ).

Угловое распределение электронов отдачи от реакции (14.7) является медленноменяющейся функцией [см. выражение (8.6a)]:

$$P(\theta) = [1 + (v_e/c) \cos \theta], \quad (14.8)$$

где  $v_e$  — скорость электронов отдачи, а  $\theta$  — угол между направлением прихода нейтрино и импульсом образовавшегося электрона отдачи. Это широкое угловое распределение отличается от узкого, направленного вперед распределения, которое является результатом рассеяния нейтрино на электронах.

<sup>1)</sup> Важность этого перехода подчеркивал Рагхаван [508].

Аналоговое состояние ядра  $^{40}\text{K}$  распадается, испуская гамма-излучение с энергией  $2,09 \text{ МэВ}$  (на долю этого канала приходится 76% излучения) или  $1,65 \text{ МэВ}$ , которое сопровождается характеристическим гамма-излучением более низких энергий. Суммарная энергия гамма-лучей равна энергии возбуждения аналогового состояния  $4,38 \text{ МэВ}$ . Примерно в 65% событий испускание электрона отдачи совпадает с фотонным каскадом с полной энергией, равной  $2,74 \text{ МэВ}$ , который сопровождается испусканием запаздывающего одиночного фотона с энергией  $1,644 \text{ МэВ}$ . В подавляющем большинстве случаев, как ожидают, фотоны будут создавать скопления комптоновских треков, хорошо отодвинутых от треков электронов отдачи, что позволяет уверенно определить энергию электронов. Максимальная энергия комптоновского трека от какого-нибудь из гамма-лучей составляет мене  $2,1 \text{ МэВ}$ . Рагхаван [509] приходит к выводу, что надежная идентификация треков быстрых электронов и оценка значения энергии нейтрино проводятся уверенно при энергиях нейтрино выше  $8 \text{ МэВ}$ . Поэтому достаточно самого скромного пространственного и временного разрешения [509], чтобы определить совпадающие (или запаздывающие) события, отделить их от фона, характеризовать захват  $\nu_e$  и измерить энергию падающего нейтрино.

Гамма-распады представляют собой “дымящееся ружье”, указывающее на то, что поглощение нейтрино с переходом к аналоговому состоянию  $^{40}\text{K}$  действительно имело место.

Большая масса детектора ICARUS позволит осуществить решающую проверку эксперимента. Если заменить жидкий аргон в детекторе на метан, то можно выполнить эффективную “беспучковую” проверку процесса поглощения [74]. Порог для поглощения нейтрино углеродом  $^{12}\text{C}$  составляет  $17,3 \text{ МэВ}$ , что очень близко к номинальной ( $14 \text{ МэВ}$ ) конечной точке энергетического спектра борных нейтрино. Тщательные расчеты с использованием детального спектра борных нейтрино, полученного Бакалом и Холстейном [68], показывают, что эффективное сечение поглощения пренебрежимо мало ( $\ll 10^{-47} \text{ см}^2$ ) даже тогда, когда учитывается широкий характер конечного состояния  $^8\text{B}$ . Кроме того, эффективное сечение поглощения борных нейтрино ядрами  $^{13}\text{C}$  также мало и составляет  $7 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$  при энергии обрезания  $W_{\text{обр}} = 5 \text{ МэВ}$ . Если бы жидкий аргон был заменен метаном, то во время-проекционной камере не было бы генерировано практически ни одного события с поглощением солнечного нейтрино.

Для процесса поглощения замена аргона метаном была бы равнозначна тому, что Солнце прекратило испускать нейтрино.

Для типичных значений минимально регистрируемой энергии отдачи электрона  $T_{\min}$  сумма  $E_{\text{пор}} + T_{\min}$  находится сразу за максимумом (6,4 МэВ) энергетического спектра борных нейтрино. Ожидаемая скорость счета поэтому чувствительно зависит (см. табл. 8.3) от принятого порогового значения  $T_{\min}$ . При правдоподобной пороговой кинетической энергии 5 МэВ стандартная модель дает скорость захвата [83]

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 1,70(1 \pm 0,38) \text{ SNU}, \quad (14.9)$$

в которой основная доля (за исключением 0,02 SNU) принадлежит борным нейтрино. Эффективное сечение поглощения нейтрино на  $^{40}\text{Ag}$  можно рассчитать точно (см. разд. 8.1.Г в настоящей книге). Следовательно, почти вся неопределенность в ожидаемой скорости захвата обусловлена 37%-ной неопределенностью расчетного потока нейтрино.

Частота событий за счет поглощения борных нейтрино, предсказываемая стандартной моделью, дается выражением

$$(\phi\sigma)_{\text{B}}(> 5 \text{ МэВ}) = 831[\phi(^8\text{B})/(6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})] \text{ кт}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}. \quad (14.10)$$

Если наблюдаемый поток составляет 1/3 значения, предсказываемого стандартной моделью, то в детекторе ICARUS I в течение года должно регистрироваться 55 событий. После 1–2 лет работы результатов ICARUS I было бы достаточно, чтобы сделать важное заключение относительно формы спектра падающих нейтрино.

Относительно высокий порог для преобладающей моды поглощения нейтрино приводит к тому, что для наиболее разумных значений минимально принятой энергии отдачи электрона число событий с рассеянием нейтрино на электроны должно превышать число событий с поглощением [74]. При  $T_{\min} = 5$  МэВ частота событий  $\nu$ -e-рассеяния примерно на 11% больше, чем частота поглощения, т. е. в детекторе массой 3 кт за год должно произойти около  $3 \cdot 10^3$  событий с рассеянием. Отношение частоты событий с рассеянием к частоте событий с поглощением быстро растет с увеличением  $T_{\min}$ ; для сравнительно умеренного значения  $T_{\min} = 8$  МэВ это отношение составляет около 13,5.

В разд. 13.7 настоящей книги ICARUS рассматривается как детектор для регистрации солнечных нейтрино с помощью  $\nu$ -e-рассеяния.

Что произойдет, если какой-нибудь процесс взаимодействия (например, МСВ-эффект, см. разд. 9.2) трансформирует флейвор солнечных нейтрино? Если допустить полную флейворную конверсию всех борных нейтрино, то ожидаемая частота рассеяния при

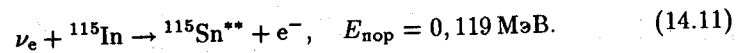
$T_{\min} = 5$  МэВ понизится в 6,64 раза (см. табл. 8.6) до уровня около 140 событий рассеяния на 1 кт за год. Это значение можно рассматривать как правдоподобный нижний предел для ожидаемой скорости счета при условии, что стандартная солнечная модель не является катастрофически ошибочной.

Нейтрино от  $\text{hep}$ -взаимодействий будут генерировать в детекторе ICARUS уникальные сигналы. При минимальной энергии отдачи электрона 9 МэВ ожидаемое число событий с поглощением на 1 кт в год составляет 3,4 от  $\text{hep}$ -нейтрино и всего 0,8 от борных нейтрино. Поэтому можно ожидать, что в окончательном варианте детектор ICARUS сможет регистрировать наблюдаемый, хотя и небольшой сигнал от  $\text{hep}$ -нейтрино при условии, что солнечные нейтрино самой высокой энергии не меняют свой флейвор на пути к Земле и что эффективное сечение захвата теплового нейтрона ядром  $^3\text{He}$  имеет приблизительно такое значение, как указано в табл. 3.1. Если даже стандартная солнечная модель по потоку редких борных нейтрино отличается от истинной на порядок величины или более, то все еще можно ожидать, что удастся наблюдать поток  $\text{hep}$ -нейтрино, значительно менее чувствительный к модели. Стандартная модель предсказывает около 7 событий с поглощением  $\text{hep}$ -нейтрино на 1 кт за год при кинетических энергиях отдачи электронов выше 5 МэВ.

### 14.3. Детектор на $^{115}\text{In}$

В стадии разработки находятся два больших проекта для проведения эксперимента по регистрации солнечных нейтрино с помощью детектора на  $^{115}\text{In}$  [111, 130–132, 249]. Этот эксперимент по измерению энергетического спектра падающих  $\text{pp}$ - и (или) борных нейтрино предъясвляет серьезные запросы к технологии и связан с огромными расходами. Текущая работа вдохновляется пионерскими статьями Рагхавана и его сотрудников [505–508], а также Пфейффера, Миллса и Чендросса [481].

Реакция, в которой должны регистрироваться нейтрино, имеет вид



Поглощение нейтрино вызывает в большинстве случаев (см. ниже) переход Гамова — Теллера из основного  $9/2^+$ -состояния  $^{115}\text{In}$  во второе возбужденное  $7/2^+$ -состояние  $^{115}\text{Sn}$  при энергии возбуждения 0,61 МэВ. Эффективный порог этой реакции равен 119 кэВ. Угловое

распределение электронов отдачи дается выражением (8.6) с параметром  $\alpha = -1/3$ .

Естественный изотоп  $^{115}\text{In}$  является радиоактивным; испытывая распад с испусканием электрона с максимальной энергией 485 кэВ, он превращается в  $^{115}\text{Sn}$  с периодом полураспада  $4 \cdot 10^{14}$  лет. Этот радиоактивный распад является самым мощным источником фона в эксперименте.

Возбужденное состояние изотопа  $^{115}\text{Sn}$  с энергией 0,61 МэВ, возникающее при захвате нейтрино, сохраняется около 3 мкс с последующим одновременным испусканием пары гамма-квантов с энергиями 115 и 498 кэВ. Примерно в половине случаев захвата гамма-квант с энергией 115 кэВ претерпевает внутреннюю конверсию с испусканием электрона 90 кэВ и характеристических рентгеновских лучей. Поэтому уникальным признаком регистрации нейтрино является импульс от электрона, сопровождаемый в среднем через 3 мкс двумя совпадающими импульсами, один из которых пространственно очень близок электрону с энергией 115 кэВ, а другой — электрону с энергией 498 кэВ.

Основная трудность, которую необходимо преодолеть в эксперименте на  $^{115}\text{In}$ , — это избавиться от высокого уровня фона за счет естественного  $\beta$ -распада  $^{115}\text{Sn}$ . Отношение числа естественных  $\beta$ -распадов к числу поглощений солнечных нейтрино слишком велико:

$$\frac{\text{Естеств. радиоактивность}}{\text{Солнечные нейтрино}} = 6 \cdot 10^6. \quad (14.12)$$

Восемьдесят процентов электронов от  $\beta$ -распада перекрывают диапазон энергий электронов от нейтрино, родившихся в процессе  $pp$ -реакции. Следовательно, необходимо добиваться полного использования характерного признака реакции на  $^{115}\text{In}$ , а именно временной задержки между импульсом от электрона и совпадающими импульсами от двух гамма-квантов. Этот признак можно распознать над уровнем фона, разделив детектор на  $10^4$  или более сегментов, если имеется достаточно хорошее время разрешения между двумя гамма-квантами и очень хорошее разрешение по энергиям (см. [249] и ссылки к этой работе, а также статью [506]).

Были опробованы различные конфигурации, в том числе жидкий скинтиллятор, нагруженный индием [481], и сверхпроводящие образцы индия [131, 111, 249]).

Дрюкье и Нест [234] предложили эксперимент, в котором детектируются нейтрино от распада  $^7\text{Be}$  и более высокоэнергетические нейтрино, а  $pp$ -нейтрино не регистрируются. Принятие этой ограничен-

14.3. Детектор на  $^{115}\text{In}$ 

Таблица 14.2. Скорости захвата, предсказываемые стандартной солнечной моделью для детектора на  $^{115}\text{In}$

Источник нейтрино	Скорость захвата, SNU
$pp$	468
$pep$	8,1
$hep$	0,05
$^7\text{Be}$	116
$^8\text{B}$	14,4
$^{13}\text{N}$	13,6
$^{15}\text{O}$	18,5
$^{17}\text{F}$	0,2
<hr/>	
Суммарная скорость захвата	639

ной цели исключило бы значительную долю фона, поскольку энергии электронов отдачи от бериллиевых нейтрино превышают энергию наиболее интенсивного естественного фона. Эту идею следует рассматривать серьезно, поскольку бериллиевые нейтрино невозможно регистрировать отдельно в каком-либо другом эксперименте из числа ныне разрабатываемых. Детектирование бериллиевых нейтрино, которые дают большую скорость захвата (116 SNU) в  $^{115}\text{In}$  (см. табл. 14.2), позволило бы получить важную диагностическую информацию относительно ядерных реакций в недрах Солнца и характеристик распространения нейтрино со значительно меньшей энергией, чем у борных нейтрино.

Скорость захвата, предсказываемая стандартной солнечной моделью [83], для детектора на  $^{115}\text{In}$  равна

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 639_{-321}^{+640} \text{ SNU}. \quad (14.13)$$

Вклады различных источников нейтрино, предсказываемые стандартной моделью, приведены в табл. 14.2. Основная  $pp$ -реакция дает около 73% скорости захвата, ожидаемой согласно стандартной солнечной модели, что составляет наибольший процент для любой из мишеней, которые мы обсуждали в статье [83].

Почти все теоретические неопределенности для детектора на  $^{115}\text{In}$  малы. Неопределенности от всех источников, кроме эффективных

сечений поглощения нейтрино, составляют всего 28 SNU. Поэтому общая неопределенность в предсказаниях обусловлена в основном неопределенностью эффективных сечений поглощения нейтрино, которые теперь необходимо оценить с помощью (p,n)-реакций.

Все разрешенные переходы при поглощении приводят к возбужденным состояниям (см. обсуждение трудностей вычисления скоростей захвата для  $^{115}\text{In}$  в работах [43, 44]). Наилучшая оценка, обеспечиваемая экспериментами с (p,n)-реакциями [516] для матричного элемента перехода в низшее возбужденное состояние  $^{115}\text{Sn}$  при энергии 0,61 МэВ, находится в замечательно хорошем согласии с проницательной оценкой, полученной Рагхаваном в его оригинальной статье [505] на эту тему. Тем не менее имеющиеся данные по (p,n)-реакциям для всех рассматриваемых переходов обременены большими ошибками измерений с неопределенностями  $1\sigma$  порядка 30%. Кроме того, неопределенность вносит калибровка (см. разд. 7.3.В в настоящей книге). Таким образом, полный интервал теоретических неопределенностей в ожидаемой скорости захвата для данного детектора за счет эффективных сечений поглощения нейтрино характеризуется множителем около 2.

Если необходимо реализовать весь потенциал эксперимента, то существенной является калибровка чувствительности детектирования с помощью радиоактивного источника, поскольку неопределенности в эффективных сечениях поглощения значительно больше, чем любая из астрофизических неопределенностей. К счастью, необходимую информацию мог бы с определенностью обеспечить калибровочный эксперимент с источником  $^{51}\text{Cr}$  или  $^{37}\text{Ar}$ . Каждый из этих источников лабораторных нейтрино может возбуждать только уровень 0,61 МэВ в  $^{115}\text{Sn}$  в допустимом приближении. Бериллиевые и pp-нейтрино, которые в соответствии со спектром нейтрино, предсказываемым стандартной моделью, дают около 91% ожидаемой скорости захвата в детекторе на  $^{115}\text{In}$ , также возбуждают только уровень 0,61 МэВ. Источники нейтрино, обеспечивающие оставшиеся 9% ожидаемой скорости захвата, лишь случайно возбуждают уровень выше уровня 0,61 МэВ. Суммарный вклад состояний выше уровня 0,61 МэВ в скорость захвата обусловлен в первую очередь борными нейтрино и, согласно расчетам, составляет порядка 2%, если спектр нейтрино определяется из стандартной модели. Измерение эффективного сечения поглощения нейтрино от источников  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$  на  $^{115}\text{In}$  обеспечило бы также ценную проверку надежности метода (p,n)-реакций для определения элементов матрицы Гамова — Теллера. Используя данные по (p,n)-реакциям, полученные Рапапортом и

др. [516], Бакал и Улрик [83] дают следующую оценку эффективного сечения.

$$\sigma(^{51}\text{Cr на } ^{115}\text{In}) = 222_{-111}^{+222} \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (14.14)$$

Аналогичный расчет для источника  $^{37}\text{Ar}$  дает сечение

$$\sigma(^{37}\text{Ar на } ^{115}\text{In}) = 257_{-129}^{+257} \cdot 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (14.15)$$

Эксперимент с  $^{115}\text{In}$  может обеспечить уникальную и важную диагностическую информацию при условии, что эффективные сечения поглощения могут быть точно определены. Калибровочный эксперимент с  $^{51}\text{Cr}$  или  $^{37}\text{Ar}$  является прямым и потенциально точным методом определения эффективного сечения.

#### 14.4. BOREX: детектор на $^{11}\text{B}$

Мишень из  $^{11}\text{B}$  могла бы обеспечить возможность осуществления нескольких одновременных экспериментов с солнечными нейтрино от распада  $^8\text{B}$  [511, 512]. Одним и тем же детектором можно изучать возбуждения, вызываемые нейтральными токами, для трех возбужденных ядерных состояний  $^{11}\text{B}$  и поглощения, обусловленные заряженными токами, для четырех ядерных уровней в зеркальном ядре  $^{11}\text{C}$ .

Расчеты [510] на основе оболочечной модели ядра и данных экспериментов по электромагнитному возбуждению позволили оценить матричные элементы переходов с нейтральными токами. Возбуждения всех флейворов будут обозначаться моноэнергетическими гамма-квантами с энергиями 4,5 и 5 МэВ.

Переходы с заряженными токами могут определить энергетический спектр борных нейтрино с электронным флейвором. Пороги для реакций с заряженными токами занимают интервал 2–7 МэВ, что позволяет перекрыть различные участки в спектре электронных нейтрино от распада  $^8\text{B}$ . Отношения соответствующих переходов с нейтральными и заряженными токами должны указывать на связь между спектром нейтрино электронного флейвора и спектром всех нейтрино (которые вносят вклад в возбуждения, вызываемые нейтральными токами).

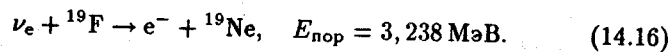
Рагхаван и др. [513] предложили концептуальный проект нейтринного эксперимента с  $^{11}\text{B}$ . Они предполагают использовать жидкий сцинтиллятор, нагруженный бором, который просматривался бы большим числом ( $\sim 10^3$ ) ФЭУ. Стальной резервуар должен содержать около 2 кт обогащенного бором жидкого сцинтиллятора.

Электроны отдачи будут детектироваться по их сцинтилляционному свечению, как в детекторе LVD (см. разд. 13.4 в настоящей книге), а не по их черенковскому свечению, как в детекторах Камиоканде II и SNO. Радиоактивная чистота сцинтиллятора будет определять степень, с которой могут быть достигнуты на практике физические цели эксперимента. Если бы удалось добиться весьма низких уровней радиочистоты, то стало бы возможным наблюдать низкоэнергетические солнечные нейтрино от захвата электрона бериллием  ${}^7\text{Be}$  (см. гл. 6). Международная коллаборация американских и итальянских ученых BOREX была сформирована для того, чтобы исследовать, в какой мере достижимы описанные выше научные цели.

### 14.5. Детектор на ${}^{19}\text{F}$

Возможность использования изотопа  ${}^{19}\text{F}$  для выполнения точных измерений энергетического спектра потока солнечных нейтрино  $\nu_e$  от распада  ${}^8\text{B}$  была рассмотрена двумя группами — в СССР [95] и США [523]. В качестве мишени для нейтрино фтор имеет несколько преимуществ, которые оправдывают дальнейшее изучение возможности использования  ${}^{19}\text{F}$  в детекторах следующего поколения. Одной из привлекательных особенностей  ${}^{19}\text{F}$  является то обстоятельство, что он имеет большое и точно известное эффективное сечение захвата нейтрино ( $\sigma_0 = 69,9 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$ , см. разд. 8.1.Б в настоящей книге), поскольку основные состояния ядер  ${}^{19}\text{Ne}$  и  ${}^{19}\text{F}$  являются изотопными аналогами<sup>1)</sup>. Другие преимущества состоят в том, что фтор имеет только один стабильный изотоп, является недорогим веществом по сравнению с некоторыми из предлагаемых нейтринных мишеней и может быть включен в сцинтиллятор в качестве главного компонента. Было бы весьма желательным выполнить подробное изучение практической осуществимости сооружения фторного нейтринного детектора.

Преобладающий переход с поглощением является сверхразрешенным и происходит между основными состояниями  ${}^{19}\text{F}$  и  ${}^{19}\text{Ne}$ . Реакция имеет вид



<sup>1)</sup> Разрешенный переход Гамова — Теллера может происходить к  $3/2^+$ -состоянию  ${}^{19}\text{Ne}$  при энергии возбуждения 1,536 МэВ. Этот переход имеет малый фактор эффективного сечения ( $\sigma_0 = 0,230 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$ ) и дает вклад, равный всего лишь 0,1% скорости захвата для борных и гер-нейтрино.

Таблица 14.3. Эффективные сечения захвата борных и гер-нейтрино, падающих на детектор из  ${}^{19}\text{F}$ . Сечения даны для различных значений минимальной принятой кинетической энергии  $T_{\text{мин}}$  электронов отдачи. Значения  $T_{\text{мин}}$  приведены в эВ, а эффективные сечения — в  $10^{-42} \text{ см}^2$

$T_{\text{мин}}$	$\sigma({}^8\text{B})$	$\sigma(\text{гер})$	$T_{\text{мин}}$	$\sigma({}^8\text{B})$	$\sigma(\text{гер})$
0.0	1.825	4.77	8.0	0.36	3.29
1.0	1.82	4.77	9.0	0.15	2.73
2.0	1.78	4.75	10.0	0.035	2.11
3.0	1.69	4.70	11.0	0.0032	1.48
4.0	1.52	4.60	11.5	0.0007	1.19
5.0	1.27	4.41	12.0	0.0001	0.92
6.0	0.97	4.14	13.0	0.0000	0.46
7.0	0.65	3.77	13.5	0.0000	0.29

Продукт поглощения нейтрино —  ${}^{19}\text{Ne}$  — является радиоактивным, с периодом полураспада 19 с. Распад изотопа  ${}^{19}\text{Ne}$  путем испускания позитрона коррелирует во времени и пространстве (внутри сцинтилляционной мишени) с событием поглощения, которое генерирует быстрый высокоэнергетический электрон; генерацию быстрого электрона в сочетании с задержанным распадным испусканием позитрона можно было бы использовать для отсекаания многих неприятных источников фона. Корреляция задержанного распада с быстрыми электронами представляет собой характеристический сигнал, который можно было бы использовать для идентификации событий, вызванных нейтрино. Вероятно, детектор на  ${}^{19}\text{F}$  можно построить; это позволило бы определить энергетический спектр  $\nu_e$  с энергией падающих нейтрино выше 4 или 5 МэВ при условии, что порог регистрации нейтрино будет ниже, чем в большинстве предлагаемых нейтринных экспериментов.

Угловое распределение электронов отдачи от реакции (14.16) является по существу изотропным [см. выражение (8.6a)]:

$$P(\theta) = [1 + 0,04(\nu_e/c) \cos \theta]; \quad (14.17)$$

здесь  $\nu_e$  — скорость электрона отдачи и  $\theta$  — угол между направлением падающего нейтрино и импульсом образованного электрона отдачи.



**Таблица 14.4. Эффективные сечения поглощения для нейтрино отдельных энергий, падающих на детектор  $^{19}\text{F}$ . Энергия нейтрино  $q$  дана в МэВ, а эффективные сечения для нейтрино — в  $10^{-42}\text{ см}^2$ . Значения сечений относятся к переходам между основными состояниями  $^{19}\text{F}$  и  $^{19}\text{Ne}$ , которые являются изотопными аналогами**

$q$	$\sigma$	$q$	$\sigma$	$q$	$\sigma$	$q$	$\sigma$	$q$	$\sigma$
4.0	0.12	8.0	2.21	12.0	6.77	16.0	13.7	25.0	37.2
5.0	0.41	9.0	3.12	13.0	8.29	18.0	18.0	30.0	54.2
6.0	0.85	10.0	4.18	14.0	9.95	20.0	22.9		
7.0	1.45	11.0	5.40	15.0	11.8	22.0	28.2		

Для удобства оценки возможностей фторного детектора в табл. 14.3 приведены эффективные сечения поглощения борных и гер-нейтрино. Сечения, указанные в табл. 14.3, соответствуют высокой скорости счета, а именно  $10^4$  событиям в год на одну килотонну фтора при потоке борных нейтрино, рассчитанном по стандартной солнечной модели. Детектор можно было бы использовать в качестве эффективного телескопа для наблюдения нейтрино от коллапса звезд, как об этом свидетельствуют значения эффективных сечений для отдельных энергий нейтрино, которые приведены в табл. 14.4.

## 14.6. Детекторы когерентного рассеяния

В честолюбивые программы по использованию когерентного рассеяния нейтрино на ядрах для разработки чувствительных детекторов солнечных нейтрино и темной материи вовлекаются несколько европейских и американских групп (см., например, статьи [155, 235, 425, 500, 551]). Этот процесс можно представить в виде реакции

$$\nu + A \rightarrow \nu + A. \quad (14.18)$$

Эффективное сечение когерентного рассеяния приблизительно пропорционально  $N^2$  — квадрату полного числа нейтронов в ядре мишени (см. разд. 8.3.A в настоящей книге). При когерентном рассеянии все нейтроны действуют вместе. Для практически интересных случаев эффективное сечение может быть в  $10^3$  раз больше, чем для соответствующих процессов поглощения и рассеяния нейтрино на

электронах. Поскольку энерговыделение реакции (14.18) мало, подавляющее большинство предлагаемых экспериментов может быть осуществлено лишь при низких температурах.

Когерентное рассеяние в равной мере чувствительно ко всем нейтрино, описываемым стандартной моделью электрослабых взаимодействий, что открывает еще одну возможность создания детектора, не чувствительного к флейвору нейтрино (в дополнение к расщеплению дейтерия и возбуждению изотопа  $^{11}\text{B}$ ).

Темп когерентного рассеяния в расчете на одно ядро мишени намного больше, чем темпы некогерентных процессов, обсуждавшихся выше (поглощение нейтрино,  $\nu$ - $e$ -рассеяние). Большое эффективное сечение означает, что для эксперимента по солнечным нейтрино можно использовать относительно малые количества вещества ( $\geq 0,1$  кт); возможности использования различных сред или тяжелых ядер сейчас проверяются. Детекторы можно было бы калибровать подходящим образом с помощью относительно небольших мишеней, которые детектировали бы антинейтрино от реактора. Главная трудность в конструировании такого детектора с нейтральными токами состоит в том, что наблюдаемый сигнал создается ядерной отдачей, которая имеет низкую энергию (обычно кэВ или ниже, отсюда — низкая температура предполагаемого детектора) и является относительно неспецифической (это означает, что фон должен быть известным и поддерживаться на низком уровне). В первоначальном предложении наблюдать когерентное рассеяние [235] изменение состояния сверхпроводящей структуры служило бы сигналом появления ядерной отдачи, вызванной нейтрино. В этом случае нейтринное событие можно было бы отличить от многих событий фона, поскольку одна и только одна структура изменила бы свое состояние.

В принципе когерентное рассеяние можно было бы использовать для детектирования нейтрино от всех солнечных источников. В действительности легче всего можно было бы детектировать борные нейтрино высоких энергий, поскольку эффективное сечение когерентного рассеяния и величина ядерной отдачи пропорциональны квадрату энергии нейтрино.

## Библиографические примечания

1. В прекрасной статье [130] подводятся итоги достижений в деле подготовки эксперимента с детектором  $^{115}\text{In}$ .
2. Работа [250] — подробное и убедительное обсуждение экспери-

ментов по детектированию солнечных нейтрино и теоретических результатов.

3. В докладе [253] обсуждается эксперимент по регистрации поглощения солнечных нейтрино в тяжелой воде  $D_2O$  с применением черенковских счетчиков.

4. В неопубликованной работе [355] Т. Дженкинс предлагает эксперимент с попыткой использовать детектор на тяжелой воде  $D_2O$  объемом 2000 л. Электроны отдачи предполагалось регистрировать по их черенковскому излучению, как и в современных экспериментах. Этот эксперимент в университете Кейса (Кливленд, шт. Огайо) был прекращен из-за высокого уровня фона, с которым столкнулись экспериментаторы. Детектор был размещен в соляной шахте на глубине всего 610 м (некоторые детали этого раннего эксперимента можно найти в работе [520].)

5. В статье [505] приводится оригинальное предложение о проведении эксперимента с изотопом  $^{115}In$ . Прекрасный образец творчества в области эксперимента.

6. Отчет [508] представляет собой проницательное предложение об использовании детектора на жидком аргоне для регистрации нейтрино от мезонных фабрик и коллапсирующих звезд.

7. В работе [546] предлагается использовать основные параметры время-проекционной камеры на жидком аргоне в новом массивном детекторе нейтрино.

## 15. Звездный коллапс

### Краткое содержание

Старые массивные звезды угасают не постепенно; они коллапсируют со взрывом. В течение миллионов лет звезды эволюционируют спокойно и квазистатически, проходя через узнаваемые стадии развития до тех пор, пока они окончательно не исчерпают ядерное горючее и больше не смогут поддерживать свое существование. Когда это случается, ядро звезды коллапсирует под действием собственной тяжести за время менее секунды. Ожидается, что на конечных стадиях коллапса почти всю свою энергию связи они излучают в виде нейтрино (и антинейтрино) различных флейворов. Это импульсное высвобождение нейтрино может дать сигнал, достаточный для регистрации в нейтринных детекторах на Земле, как это впервые наблюдалось в астрономическом Событии Десятилетия — вспышке SN 1987A.

Для моделирования процессов, происходящих во время звездного коллапса, требуются численные расчеты большой точности и сложности. Физические условия при этом являются экстремальными: плотность вещества в центре звезд может превышать ядерные значения, а температуры могут подниматься выше миллиарда кельвинов. В отличие от эволюции звезд главной последовательности, которая характеризуется умеренными изменениями за времена порядка миллиардов лет, драматические изменения, происходящие в звездном коллапсе, протекают быстрее, чем мигание глаза. Решающее значение здесь принадлежит неравновесным процессам, при этом важную

роль играют также ударные волны. В современных динамических моделях звездного коллапса и взрывов по необходимости используются приближенные описания вещества при ядерных плотностях; при этом обычно пренебрегают ролью конвекции, магнитных полей, вращения и исходят из сферической симметрии задачи.

Результаты детальных расчетов звездного коллапса для нейтрино можно подытожить в виде нескольких параметров, доступных наблюдениям. Простых физических аргументов оказывается достаточно, чтобы получить приблизительные численные значения полной излученной энергии, температуры нейтрино и длительности импульса излучения.

Благодаря исключительно счастливой случайности во время наблюдений SN 1987A, которая взорвалась в соседней галактике — в Большом Магеллановом Облаке, — работали два детектора (IBM и Камиоканде II) по изучению распада протона. Один из этих детекторов, Камиоканде II, был сконструирован таким образом, чтобы регистрировать и солнечные нейтрино, которые имеют приблизительно те же энергии, что и нейтрино от сверхновых. Энергии нейтрино от Солнца и сверхновых гораздо ниже тех значений, которые относятся к изучению распада нуклона.

Расчеты, проведенные ранее, находятся в согласии с наблюдениями нейтрино от SN 1987A, знаменуя большой триумф 50-летнего развития астрофизической теории и построения гипотез. Однако многие важные аспекты теории не удалось проверить, поскольку число зарегистрированных нейтрино оказалось мало ( $\sim 20$ ). Предполагается, что основная энергия выделилась в форме мюонных и тау-нейтрино и антинейтрино более высокой температуры, но с уверенностью были зарегистрированы только  $\bar{\nu}_e$ . Проводимые в настоящее время эксперименты по солнечным нейтрино могли бы дать больше диагностической информации, если бы звездный коллапс произошел в нашей Галактике во время работы детекторов.

Звездные коллапсы могут происходить без оптического фейерверка, извещающего о вспышке сверхновой. Частота коллапса отличается от частоты оптически наблюдаемых вспышек сверхновых неизвестным, но, вероятно, большим множителем. Только путем длительных непрерывных наблюдений нейтрино можно определить частоту, с которой происходят коллапсы звезд с генерацией нейтрино.

Наблюдения нейтрино от звездных коллапсов в других галактиках являются более трудными, а для соседних галактик — еще и более редкими, чем в нашей Галактике.

Регистрация нейтрино от SN 1987A привела к важным выводам

относительно свойств этих частиц. Получены новые ограничения на массу, заряд, магнитный момент, время жизни, предельную скорость и геодезические линии электронных нейтрино, а также на полное число флейворов нейтрино.

В начале этой главы (разд. 15.1) мы излагаем общие представления о звездном коллапсе, опираясь в основном на качественное описание Бете и Брауна [118]. Следующий разд. 15.2 суммирует результаты исследований различных теоретических групп. Характеристики нейтринного излучения, получаемые из модели стандартного звездного коллапса, приведены в табл. 15.1. В разд. 15.3 оценена частота появления “нейтринных бомб” в Галактике, т. е. звездных коллапсов, которые не сопровождаются излучением большого количества света (фотонов). В следующем разд. 15.4 дана сводка ожидаемой частоты коллапса и флюенсов (число на  $\text{см}^2$ ) нейтрино, излучаемых в звездных коллапсах других галактик Местной группы. Раздел 15.5 содержит описание События Десятилетия — регистрации нейтрино от SN 1987A. Сначала в этом разделе приводятся данные наблюдений нейтринных детекторов Камиоканде II, IMB и Баксанской нейтринной обсерватории (БНО), а также подводятся итоги феноменологических исследований, которые дают (в числе других параметров) оценку температуры нейтрино, полной энергии и времени охлаждения. В последней части разд. 15.5 обсуждаются ограничения на свойства нейтрино, которые могут быть получены из наблюдений SN 1987A. В заключительном разд. 15.6 представлены оценки числа событий, которые могут быть зарегистрированы от стандартного звездного коллапса в Галактике с помощью проектируемых детекторов солнечных нейтрино.

Физические процессы звездного коллапса просто и ясно описаны в работах Бете и Брауна [118] и Берроуза [148]. Помимо этого имеются прекрасные детальные обзоры, выполненные рядом авторов, включая Арнетта [20], Боуэrsa и Вильсона [135], Номото [450], Брюенна [145], Берроуза и Латимера [152], Вусли и Уивера [670], Бете [117], Мейла, Вильсона и Шрамма [429], а также Куперстейна [185] (см. также Труды Института перспективных исследований НАТО “Сверхновые: Обзор современных исследований” — о текущих исследованиях сверхновых; см. библиографические примечания в конце этой главы).

## 15.1. Как со звездой случается коллапс

В течение почти всего времени жизни звезды теплота, выделяемая в результате цепочки реакций ядерного синтеза, создает тепловое давление, противодействующее гравитационному сжатию, которое в противном случае привело бы к коллапсу звезды. В предыдущих главах этой книги была рассмотрена только первая серия реакций синтеза, в которых четыре протона превращаются в  $\alpha$ -частицу, сопровождаемую двумя позитронами и двумя нейтрино электронного типа [см. выражение (1.3)]. Это горение протонов является энергетически выгодным: масса атома гелия несколько меньше суммарной массы четырех атомов водорода, а энергетический эквивалент избытка массы превращается в теплоту.

Горение протонов происходит до тех пор, пока в звездном ядре не израсходуется весь водород. В дальнейшем ядро сжимается, поскольку выделение энергии больше не противодействует гравитации, и в результате этого как само ядро, так и окружающее вещество нагреваются. В окружающих слоях при этом начинается слияние водорода. Тем временем ядро становится достаточно горячим, чтобы подождлись другие реакции синтеза — горение гелия с образованием углерода, далее горение углерода с образованием неона и кислорода и, наконец, кремния. Каждая из этих реакций выделяет энергию. В последнем цикле синтеза ядра кремния объединяются, образуя железо, в частности обычный изотоп железа  $^{56}\text{Fe}$ . Железо представляет собой последнюю стадию спонтанного синтеза. Ядро  $^{56}\text{Fe}$  обладает наибольшей энергией связи из всех ядер, и дальнейшие реакции синтеза элементов скорее поглощали бы, а не выделяли энергию<sup>1)</sup>.

На этой стадии звезда имеет структуру, напоминающую структуру луковичы. Ядро из железа и родственных элементов окружено оболочкой из кремния и серы, а за ними следуют оболочки из кислорода, неона, углерода и гелия. Внешний слой состоит в основном из водорода.

Только самые большие звезды проходят весь путь эволюционного развития до конечной стадии железного ядра. Звезда размером с Солнце не достигает других стадий эволюции далее горения гелия, а самые малые звезды останавливаются на фазе горения водорода. Кроме того, звезда большей массы расходует свой запас горючего

<sup>1)</sup> Важная роль ядер  $^{56}\text{Fe}$  в качестве конечного продукта ядерного синтеза была четко проиллюстрирована кривой блеска SN 1987A после первых 5 месяцев наблюдений; эта кривая очень хорошо согласуется с периодом полураспада цепочки  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ .

значительно быстрее, чем малые звезды, хотя первоначально она и имела больше материала для горения. Поскольку в массивной звезде внутреннее давление и температура выше, то и топливо горит быстрее. Расчетное время жизни Солнца на главной последовательности составляет около  $10^{10}$  лет, тогда как звезда с массой в 10 раз больше может закончить свою эволюцию за время порядка нескольких десятков миллионов лет. Независимо от длительности горения все пригодное топливо в ядре будет в конце концов израсходовано. С этого момента генерация теплоты в ядре прекращается и звезда должна сжиматься.

Когда синтез ядер в малой звезде заканчивается, она медленно сжимается, превращаясь в **белый карлик** — выгоревшую звезду, в которой сила гравитации уравнивается давлением вырожденных электронов, а ее излучение ограничивается лишь слабым свечением.

Представляется, что звездные коллапсы, которые дают измеримые количества нейтрино, и особенно сверхновые типа II, являются следствием коллапса более массивных звезд. В настоящее время принято считать, что нижний предел массы таких звезд составляет примерно восемь масс Солнца.

В последний день перед вспышкой сверхновой типа II в центре звезды впервые становится возможным синтез кремния с образованием железа. К этому времени звезда уже прошла через последовательные стадии горения водорода, гелия, углерода, кислорода и неона и приобрела структуру типа луковичы, в которой самые внутренние области содержат наиболее тяжелые ядра, а внешняя поверхность состоит из первичного водорода. Процесс синтеза элементов продолжается и на границе между железным ядром и кремниевой оболочкой, что приводит к постоянному увеличению массы ядра звезды. Однако внутри ядра больше не происходит генерации энергии за счет ядерных реакций; ядро представляет собой инертную сферу, находящуюся под большим давлением. Типичной массивной звезде требуется несколько миллионов лет, чтобы пройти путь от рождения на главной последовательности до появления в ее центре железного ядра.

Масса внутреннего ядра, содержащего главным образом элементы типа железа, находится вблизи предела массы Чандрасекара, т. е. максимальной массы звезды у которой давление вырожденных электронов уравнивается гравитацией. Численно этот предел равен  $M_{\text{Ch}} = 5,8 Y_e^2 M_{\odot} \approx 1,4 M_{\odot}$ , где  $Y_e \approx Z/A$  представляет собой отношение числа электронов к числу барионов. Температура в

центре ядра оказывается не больше 0,7 МэВ. Ядро поддерживается давлением Ферми сильно вырожденного электронного газа  $E_F \approx 8$  МэВ, а его плотность близка к  $10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , что на четыре порядка величины меньше плотности обычной ядерной материи.

Теперь ядро сжимается под действием собственной тяжести. Благодаря этому сжатию возрастает центральная температура, что, как можно было бы ожидать, повышает давление и замедляет коллапс. Однако в действительности при этих экстремальных температурах нагрев приводит к противоположному эффекту.

Давление определяется двумя факторами — числом частиц в системе и их средней энергией. Давление в звездном ядре создается электронами, ядрами и фотонами. Когда оно разогревается, часть ядер железа распадается на меньшие ядра, увеличивая число ядерных частиц и повышая долю ядерной компоненты в полном давлении. Однако одновременно с этим диссоциация ядер поглощает энергию фотонов; поскольку в процессе образования ядра железа выделяется определенная энергия, равноценное количество энергии требуется и для разрушения такого ядра. За счет диссоциации ядер железа падение давления оказывается большим, чем прирост в ядерной компоненте давления. В конечном итоге коллапс ускоряется.

Ядро начинает коллапсировать, так как фоторасщепление железа приводит к уменьшению результирующего давления (см. [147]). Затем коллапс ускоряется за счет падения давления, обусловленного быстрым захватом свободных электронов ядрами и свободными протонами (согласно гипотезе Гамова и Шёнберга [278]). Устойчивость недавно рассчитанных моделей для предвспышечной стадии сверхновой нарушается главным образом захватом электронов, а не фотодиссоциацией Fe (которой приписывалась основная роль в аналогичных моделях несколько лет назад). Скорость коллапса достигает заметной доли скорости свободного падения, плотности растут, ядра сливаются в ядерную материю, которая вследствие захвата электронов содержит приблизительно по два нейтрона на каждый протон. Сопrotивление ядерной материи дальнейшему сжатию останавливает коллапс; ядро превратилось бы прямо в черную дыру, если бы ядерная материя не была достаточно плотной.

При столкновении падающей к центру и выходящей наружу материи в момент отскока генерируется ударная волна, движущаяся наружу; последняя в конечном счете и создает видимый фейерверк, который мы называем «сверхновой».

Легко понять почти равномерное распределение по числу частиц между различными типами легких нейтрино и антинейтрино. Ней-

тронная звезда, сформированная в результате звездного коллапса, состоит в основном из нейтронов при плотности, близкой к ядерной, и поддерживается за счет давления вырожденных нейтронов. Вырождающаяся звезда содержит примерно  $2 \cdot 10^{57}$  барионов. Поскольку материя стартует с нормального соотношения между барионами, т. е. половины нейтронов и половины протонов, а заканчивает процесс как нейтронная, то потеря соответствующего числа лептонов должна сопровождаться испусканием электронных нейтрино в количестве чуть меньше  $10^{57}$ . Даже если принять для нейтрино довольно большую среднюю энергию  $\sim 15$  МэВ, то их суммарная энергия составит всего  $25 \cdot 10^{51}$  эрг, или около 10% полного энерговыделения звезды. Подавляющая часть этих  $\nu_e$  диффундирует наружу из центра звезды, где они имеют энергии вырождения  $\sim 150$  МэВ. Таким образом, их деградация по энергии по мере их выхода из звезды дает каскад примерно из 10 пар нейтрино на каждое  $\nu_e$ , которое уносит одну единицу лептонного числа.

По-видимому, все нейтрино, образованные на самых ранних стадиях коллапса, представляют собой результат реакций захвата электронов. В звездном ядре имеется слишком мало позитронов, пригодных для образования заметного числа электронных антинейтрино, а температура является слишком низкой для тепловой генерации каких-либо нейтрино других флейворов. Эти ранние  $\nu_e$  возникают из реакций захвата электронов как свободными протонами, так и связанными в ядрах.

Нейтрино начинают генерироваться непрерывно, как только звезда достигает плотности около  $10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , но частота захвата электронов быстро нарастает, когда плотность приближается к значению  $\rho_{\text{захв}} \sim 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , при котором средний свободный пробег нейтрино становится много меньше размера внутреннего ядра звезды.

Полная энергия, высвобождаемая на начальной стадии сжатия в виде нейтрино, зависит от тонкостей модели сверхновой на предвспышечной фазе и от физических процессов, использованных при моделировании, но в общем по оценкам она составляет порядка 1% энергии связи нейтронной звезды при типичной энергии частиц  $\sim 10$  МэВ (см., например, [135, 145, 146]).

Поскольку доля энергии, выделяемая на ранней стадии, мала, будет нелегко однозначно идентифицировать нейтринные события, ассоциируемые с ней. Однако эти начальные нейтрино имеют уникальную характеристику: все они являются электронными нейтрино  $\nu_e$  (на этой стадии другие типы нейтрино в большом числе не образуются). При этом детекторы солнечных нейтрино, регистрирующие

поглощение нейтрино в реальном времени, такие, как SNO и ICARUS, описанные в разд. 14.1 и 14.2, могут отчетливо выделить начальную вспышку ранних нейтрино.

Многое из деталей того, что следует за ранней фазой, не очень хорошо понятно из-за переплетения слабого взаимодействия, ядерной физики, гидродинамики и радиационной физики, которое имеет место в процессе коллапса и взрыва. Существуют многочисленные трудности фундаментального характера, включая следствия уравнения состояния ядерной материи, большое разнообразие возможных процессов ядерного и слабого взаимодействий, не полностью понятая роль конвекции, магнитных полей, вращения и отклонений от сферической симметрии, а также технические сложности исследования всех обменов энергии и импульса, которые происходят при взаимодействии нейтрино с веществом на их пути после выхода из звездного ядра.

К счастью, многие из этих трудностей не являются решающими, пока мы не требуем высокой точности наших теоретических предсказаний<sup>1)</sup>. Для детектируемого нейтринного излучения общие предсказания не зависят от наиболее трудных физических проблем. Различные теоретические группы предсказывают примерно одинаковые потоки нейтрино для наблюдений.

Следующий раздел посвящен упрощенному количественному описанию испускания нейтрино от звездного коллапса, который приводит к образованию нейтронной звезды. Эти результаты могут быть использованы как базисные в оценке того, что можно надеяться увидеть в экспериментах по солнечным нейтрино и других подземных экспериментах.

## 15.2. Нейтринное излучение при стандартном коллапсе звезды

Большая часть энергии связи, которая освобождается при образовании нейтронной звезды, как считают, излучается в виде нейтрино. Расчетная энергия связи нейтронной звезды составляет по порядку величины около 10% гравитационной массы звезды. Точное значение зависит от этой массы и от используемого ядерного уравнения состояния. Как наблюдения, так и теория указывают на то, что мас-

<sup>1)</sup> В вопросе о том, как при взрыве сверхновой сбрасывается звездная оболочка, эти трудности являются решающими.

са остатка звезды лежит между  $\sim 1M_{\odot}$  и  $2M_{\odot}$  (см., например, [43, 44, 357, 578, 617]). Для этой области допустимых гравитационных масс полная энергия связи  $E_b$  нейтронной звезды имеет умеренные значения (см. [20, 184]):

$$E_b = (2,5 \pm 1,5)10^{53} \text{ эрг}, \quad (15.1)$$

что в несколько сот раз больше той энергии, которую выделит Солнце в течение всего времени жизни на главной последовательности ( $10^{10}$  лет).

Что можно надеяться увидеть, когда такая огромная энергия высвободится в виде нейтрино? Каковы характеристики излучения, которыми будет определяться частота событий в нейтринных детекторах?

Для описания нейтринного излучения требуется много различных параметров. Для каждого из шести типов нейтрино (3 флейвора, нейтрино и антинейтрино) существует функция, которая описывает форму энергетического спектра и абсолютное значение полной интенсивности данного типа частиц — всего шесть неизвестных функций и шесть абсолютных значений. Форма спектра определяется сложной физикой взрыва, и, кроме того, на нее влияют неравновесные и равновесные процессы, в том числе ядерные и слабые взаимодействия, гидродинамические и радиационные аспекты генерации и переноса нейтрино. Разные авторы получают несколько различных формы спектров в зависимости от используемых ими численных схем и включенных в анализ физических процессов. В противоположность этому форма спектра солнечных нейтрино, получаемая в стандартной солнечной модели, хорошо определяется процессами, изучаемыми в лабораториях ядерной физики (см. разд. 6.3).

Результаты детальных расчетов звездного коллапса можно приближенно подытожить в виде нескольких физически значимых величин. (По поводу расчетов нейтринного излучения от звездного коллапса, проведенных на самом современном уровне и опубликованных до наблюдения SN 1987A, можно обратиться, например, к работам [152, 429, 671].) Полное число событий, которое будет наблюдаться в действующем детекторе, определяется флюенсом нейтрино каждого типа, т. е. числом частиц на единицу площади, зарегистрированных в течение всего импульса от сверхновой, а также их типичной энергией. Нейтрино, возникающие в результате звездного коллапса, можно грубо разделить на два класса: начальные нейтрино, образованные в динамической фазе коллапса и ранней фазе отскока (длительность

$\sim 10$  мс), и основная доля нейтрино, генерированных в течение более длительной стадии теплового охлаждения (порядка нескольких секунд). Нейтрино из динамической фазы уносят малую долю ( $\epsilon$ ) полной энергии связи звезды. В большинстве опубликованных моделей получается значение  $\epsilon \simeq 0,01$ . Почти вся остальная энергия связи  $(1 - \epsilon)$  излучается в виде нейтрино, которые охлаждают звезду за время порядка нескольких секунд. Форма энергетического спектра может быть приближенно описана распределением Больцмана с фиксированной температурой  $T$ :

$$\frac{dF}{dq} = \frac{F_{\text{полн}}}{2T^3} q^2 \exp\left(-\frac{q}{T}\right) dq, \quad (15.2)$$

где  $F(q)$  представляет собой флюенс (число на  $\text{см}^2$ ) как функцию энергии нейтрино  $q$ . Это распределение является адекватным приближением к форме полного спектра, получаемого из детальных численных моделей коллапса сверхновой. Некоторые авторы предпочитают описывать энергетический спектр распределением Ферми — Дирака. Детальная форма спектра не может быть рассчитана с уверенностью, поскольку результат зависит от таких физических процессов, как нейтринная конвекция (см. [148]), которые еще недостаточно поняты. В настоящей главе для простоты спектры описываются распределениями Больцмана.

Во время охлаждения звезды температуры нейтрино несколько понижаются, обычно на величину порядка 20% за период 5–10 с. При точности, которая требуется для приближенных оценок скорости счета в будущих экспериментах, можно считать, что температуры остаются постоянными.

Среди различных групп, выполняющих численные расчеты звездных коллапсов, имеется значительное согласие по поводу флюенсов нейтрино, которые образуются в доминантной тепловой фазе. Результаты можно параметризовать следующим образом:

$$F(\nu_j, T_j) = \frac{f_j(1 - \epsilon)E_b}{12\pi D^2 k T_j}, \quad j = 1, \dots, 6, \quad (15.3)$$

где  $f_j$  — доля энергии связи, которая уносится шестью типами нейтрино (три флейвора, нейтрино и антинейтрино) и  $D$  — расстояние до коллапсирующей звезды.

Для динамической фазы в выражении (15.3) вместо  $1 - \epsilon$  следует записать  $\epsilon$ , причем по существу вся энергия излучается в виде электронных нейтрино  $\nu_e$ . В качестве грубого приближения оценку ожидаемой частоты событий в различных детекторах можно получить в

предположении, что в динамической фазе температура примерно такая же, как в фазе охлаждения.

Детальные численные расчеты в простейшем приближении указывают на то, что в фазе теплового охлаждения каждый тип нейтрино уносит почти одинаковое количество энергии. В пределах вероятной точности будущих экспериментов можно ожидать, что температуры  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  будут примерно равны  $T(\nu_e)$ , и то же самое относится к температурам  $T(\nu_\mu)$  всех нейтрино неэлектронного типа ( $j = 3, \dots, 6$ ). В соответствии с этим можно сделать правдоподобные оценки ожидаемой частоты событий в нейтринных детекторах, если предположить, что

$$f_{\text{охл}, j} \equiv 1/6, \quad T_{\text{охл}}(\nu_e) \equiv T_{\text{охл}}(\bar{\nu}_e)$$

и

$$T_{\text{охл}, j} \equiv T_{\text{охл}, \mu}, \quad j = \nu_\mu, \dots, \bar{\nu}_\tau. \quad (15.4)$$

Выражая флюенсы через характерные значения параметров для галактической сверхновой (см. разд. 15.3 и 15.4), можно записать

$$F_{\text{охл}}(\nu_j) = 1,5 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2} \left(\frac{10 \text{кпс}}{D}\right)^2 \left(\frac{5 \text{МэВ}}{T_{\text{охл}, j}}\right) (6f_{\text{охл}, j}). \quad (15.5)$$

Много меньший поток нейтрино излучается в динамической фазе:

$$F(\nu_e)_{\text{динам}} = 9 \cdot 10^9 \text{см}^{-2} \left(\frac{10 \text{кпс}}{D}\right)^2 \left(\frac{5 \text{МэВ}}{T_{\text{динам}, j}}\right). \quad (15.6)$$

В табл. 15.1 приведена сводка основных характеристик нейтринного излучения, полученных на основе рассмотренной выше упрощенной модели звездного коллапса.

Из простых физических соображений (см. [200, 568]) можно получить полезную численную оценку температуры антинейтрино электронного типа, которые наиболее доступны для наблюдений в существующих водных детекторах. При температуре и плотности, при которых  $\bar{\nu}_e$  окончательно уходит из звезды, средняя длина свободного пробега нейтрино до поглощения по определению составляет некоторую долю  $\alpha$  радиуса нейтронной звезды  $R$ , т. е.

$$\frac{1}{n_p \sigma_{\text{погл}}} \equiv \alpha R, \quad (15.7)$$

где  $n_p$  — концентрация протонов. Основным источником непрозрачности для этих  $\bar{\nu}_e$  является их поглощение протонами:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (15.8)$$

Таблица 15.1. Характеристики звездного коллапса

Энергия связи ( $E_b$ )	$(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{53}$ эрг
Энергия ранней фазы, выделенная в $\nu_e$	$0,01 E_b$
Средняя энергия ранних $\nu_e$	10 МэВ
Энергия, выделенная при охлаждении в каждый из шести типов нейтрино	$0,99 E_b / 6$
$T_{\text{охл}}(\nu_e) = T_{\text{охл}}(\bar{\nu}_e)$	5 МэВ
$T_{\text{охл}}(\mu) = T_{\text{охл}}(\tau)$	10 МэВ
$\Delta_{\text{охл}}$	1–10 с

Сечение поглощения  $\bar{\nu}_e$  равно<sup>1)</sup>

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p) = 2,23 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2 (pW/m_e c^3), \quad (15.9a)$$

где  $p$ ,  $W$  — соответственно импульс и энергия образованного позитрона [ср. с выражением (15.8)]. Для энергии позитронов, много больших 1 МэВ, этот результат можно записать в более удобных единицах:

$$\sigma(\bar{\nu}_e + p) = 8,5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2 (W/10 \text{ МэВ})^2. \quad (15.9б)$$

Здесь первичная энергия налетающего нейтрино  $q$  связана с наблюдаемой энергией позитрона соотношением

$$q = 1,293 \text{ МэВ} + W. \quad (15.9в)$$

Усредняя сечение поглощения по тепловому спектру Больцмана, получаем

$$\sigma = 12\sigma_0 (T/10 \text{ МэВ})^2, \quad (15.9г)$$

где  $\sigma_0 = 8,5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$ . В области звезды, из которой  $\bar{\nu}_e$  выходят наружу, плотность материи и температура связаны следующим соотношением:  $\rho \approx 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} (T/4,46 \text{ МэВ})^3$ . По определению концентрации протонов равна  $Y_p \rho N_A$ , где  $N_A$  — число Авогадро. Отсюда следует, что  $n_p \sigma \propto T^5$ . Подставляя типичные значения различных переменных, получаем

$$T \approx 4,8 \text{ МэВ} \left[ \left( \frac{0,1}{\alpha} \right) \left( \frac{20 \text{ км}}{R} \right) \left( \frac{0,3}{Y_p} \right)^{1/5} \right]. \quad (15.10)$$

<sup>1)</sup> В выражениях (15.9a) и (15.9б) численные коэффициенты получены при допущении, что  $G_A/G_V = 1,245$  (см. [133]).

Главный урок, который следует усвоить из выражения (15.10), состоит в том, что простые физические соображения дают для  $\bar{\nu}_e$  приблизительно ту же температуру, которая получается в детальных вычислениях. Кроме того, из этого выражения видно, что выведенная конечная температура нечувствительна к входным параметрам, поскольку ее зависимость от указанных числовых параметров определяется показателем степени всего  $1/5$ <sup>1)</sup>. Изменение одного из параметров в 2-раза меняет выведенную температуру только на  $\sim 15\%$ . Аналогичные аргументы приводят к температуре для  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  около 7 МэВ, если в предыдущем выражении использовать подходящие сечения для рассеяния нейтрино на нуклонах через нейтральные токи (см. [201]).

Временной интервал  $\Delta t$ , в течение которого испускаются нейтрино, определяется временем их диффузии из внутренних областей сколлапсировавшей звезды. Достаточно большая нейтринная непрозрачность (см. [33–36]) приводит к тому, что нейтрино задерживаются внутри нейтронной звезды. Наблюдаемая длительность антинейтринного всплеска во много раз превышает время коллапса, поскольку захваченные внутри звезды нейтрино только постепенно диффундируют наружу ([20, 21, 152, 154, 430, 559]). Для обычных численных моделей имеем

$$\Delta t \approx 1 - 10 \text{ с}. \quad (15.11)$$

Берроуз [149] выполнил некоторые расчеты коллапсов массивных звезд, которые ведут прямо к образованию черных дыр, и показал, что в этом случае полное излучение может быть несколько меньше ( $\sim 50$ – $90\%$  энергии связи), чем при образовании нейтронных звезд ( $\sim 99\%$  энергии связи). В моделях образования черной дыры, рассчитанных Берроузом, нейтринное излучение обрывается довольно резко спустя несколько секунд.

### 15.3. Нейтринные бомбы: как часто и где они взрываются?

Существуют два решающих вопроса, на которые нужно ответить при планировании экспериментов по регистрации нейтрино от звездных

<sup>1)</sup> Экспоненциальная зависимость, найденная в детальных моделях, может несколько отличаться от степенной функции с показателем  $1/5$ , что связано с точной зависимостью плотности от температуры вблизи  $\rho_{\text{вых}}$ .



коллапсов. Это следующие вопросы. 1) На каком вероятном расстоянии от Солнца произойдет следующий коллапс? 2) Как часто случаются звездные коллапсы? Определенный ответ с приемлемой надежностью может быть дан только на первый вопрос. Второй вопрос и труднее, и важнее, поскольку придется выбирать между различными экспериментальными подходами, если известно, что следующий коллапс произойдет в течение года, а не в течение 100 лет. В самом лучшем случае можно назвать цифру где-то между этими двумя крайними значениями с удручающе большой неопределенностью.

Большинство опубликованных ответов на вопросы о том, как часто и где происходят звездные коллапсы, основаны на предположении, что возникновение звездного коллапса и вспышка сверхновой являются синонимами. Это может быть и не так: многие коллапсы могут сопровождаться лишь умеренным оптическим излучением, в то время как нейтрино уносят почти всю энергию связи. Длительное время теоретики сталкивались с большими трудностями при моделировании взрыва звезд даже в тех случаях, когда они находили коллапсы с мощным нейтринным излучением. Возможно, решение проблемы не связано с их расчетными схемами. Может быть, только малая доля происходящих звездных смертей ведет к видимым взрывам с достаточно ярким оптическим фейерверком, которые называются сверхновыми.

Согласно двум недавним и признанным оценкам, частота вспышек галактических сверхновых типа II находится в диапазоне значений от 1 события каждые 30 лет (см. [611]) до 1 события каждые 80 лет (см. [539]). В первой из этих работ Тамманн [611] предполагал, что ожидаемое время между сверхновыми в Галактике может быть около 25 лет и даже 10 лет, если Галактика является спиралью типа Sbc. Эти оценки основаны на наблюдениях частоты вспышек сверхновых в других галактиках; экстрагалактические частоты включают в себя большие поправки для учета неопределенных эффектов затемнения (пыль и газ могут скрывать много сверхновых) и угла зрения (сверхновые легче обнаруживать на лицевой стороне спиральных галактик, когда выходящему световому излучению не нужно проходить через большое количество межзвездного вещества). Помимо этого, полученная галактическая частота зависит от квадрата ненадежного значения постоянной Хаббла  $H_0^2$ , так как частота для нашей Галактики вычисляется путем нормировки данных наблюдений для других галактик на единицу светимости (которая зависит от их удаленности и, значит, от  $H_0$ ). И наконец, неизвестна вероятность того, что сверхновая имеет определенную светимость. Даже

с помощью систематических статистических обзоров неба, которых было выполнено несколько, не удалось должным образом подправить соответствующие частоты, чтобы учесть оптически слабые (но яркие в нейтринном излучении) звездные коллапсы, поскольку неизвестны относительные числа ярких и слабых сверхновых. В целом неточности в оценке частоты галактических сверхновых по данным наблюдений других галактик могут изменить результат по крайней мере в несколько раз.

Частоту звездных коллапсов можно оценить также исходя из частоты образования галактических пульсаров, которые представляют собой вращающиеся намагниченные нейтронные звезды. Совсем недавно в результате систематического исследования Нараян [445] нашел среднее время  $P$  между формированиями нейтронных звезд, которое в зависимости от принятой модели равно

$$20 \text{ лет} \lesssim P \lesssim 60 \text{ лет} \quad (15.12)$$

с предпочтительным значением 56 лет. Самая высокая частота образования пульсаров, полученная из систематического анализа полных обзоров неба, равна одному событию каждые 6 лет (см. [616]). Частота звездных коллапсов, определяемая по наблюдениям характеристик пульсаров, подвержена влиянию многих существенных эффектов селекции, включая долю нейтронных звезд, которые доступны наблюдениям в качестве пульсаров (их число неизвестным способом зависит от периода пульсара), и периоды, с которыми рождаются пульсары.

Другой метод вычисления частоты звездных коллапсов побуждает использовать известное распределение звезд в Галактике и относительно хорошо установленную скорость, с которой они эволюционируют. В этом методе удастся избежать некоторых из неопределенностей, возникающих при поисках экстрагалактических сверхновых, например, отсутствует параметр  $H_0$  и нет необходимости вводить поправки на угол зрения или на оптически слабую сверхновую. Но, к сожалению, при этом появляются другие неопределенности.

Частота гибели звезд (число звездных коллапсов в единицу времени в Галактике),  $D(M_{\text{мин}})$  может быть записана следующим образом [75]:

$$D(M_{\text{мин}}) = N \int_{M_{\text{мин}}}^{\infty} \frac{dM q[R(M)] f(M) \Phi(M)}{T(M)} \quad (15.13)$$

Здесь  $M_{\text{мин}}$  представляет собой минимальную массу звезды, коллапс которой происходит с превращением в нейтринное излучение основной части энергии связи остатка. Эта масса должна быть определена

из теоретических расчетов; она остается одной из главных неопределенностей оценки, хотя в данный момент и существует удивительное согласие относительно численного значения  $M_{\text{мин}}$ . Функция  $q(R)$  представляет собой долю звезд галактического диска, которые находятся в пределах расстояния  $R$  от Солнца;  $N$  — полное число звезд в диске ( $\sim 7 \cdot 10^{10}$ );  $f(M)$  — доля звезд с массой  $M$ , испытывающих коллапс;  $\Phi(M) dM$  — вероятность того, что звезда диска имеет массу между  $M$  и  $M + dM$ ;  $T(M)$  — эволюционное время жизни звезд с массой  $M$ . При выводе формулы (15.13) предполагалось, что распределение галактических звезд остается приблизительно постоянным в течение времени жизни тех звезд (обычно от  $10^7$  до  $10^8$  лет), которые дают наибольший вклад в интеграл.

В этой модели функция  $q(R)$  дает распределение вероятностей для расстояний до звездных коллапсов. В табл. 15.2 приведены численные значения  $q(R)$ , предсказанные Бакалом и Сонеирой [80] на основе их модели Галактики. В этой феноменологической модели подытожено все, что известно о популяции звезд в Галактике на основе подсчета числа звезд и оптических спектров. Результаты расчетов по этой модели согласуются с наблюдениями звезд, выполненными по различным направлениям, для различных длин волн и диапазонов яркости (см. [47]).

Предполагаемое среднее расстояние до галактической сверхновой, которое соответствует величине  $q = 0,5$ , составляет около 10 кпс, что несколько превышает расстояние до галактического центра. Этот результат отвечает на первый вопрос, поставленный в начале данного раздела.

Время эволюции звезд  $T(M)$  было рассчитано многими авторами с помощью различных численных методов. Бакал и Пиран [75] предлагают удобные формулы, которые суммируют опубликованные значения  $T(M)$ .

Форма функции масс  $\Phi(M)$  для интересующего нас интервала ( $\sim 5M_{\odot}$ – $15M_{\odot}$ ) известна неточно. Функция, используемая в работах Бакала, Сонеиры и Пирана [47, 75, 80], взята из наблюдательных каталогов Мак-Каски [431], Лютена [418] и Вайелена [653].

Полная частота коллапсов, вычисленная по галактической модели Бакала — Сонеиры при  $M_{\text{мин}} \simeq 10M_{\odot}$  и в предположении, что любой коллапс в Галактике может быть зарегистрирован ( $f = q = 1$ ), равна [75]

$$D_{\text{Галак}} \simeq 0,09 \text{ год}^{-1}. \quad (15.14)$$

Для крупных экспериментов прямого счета, рассматриваемых в гл. 13

**Таблица 15.2.** Доля звезд в галактическом диске внутри определенного интервала расстояний от Солнца. Доля звезд  $q$  в галактическом диске на расстоянии  $R$  от Солнца дана для галактической модели Бакала и Сонеиры [80]. При малых  $R \leq 3$  кпс величина  $q = 0,0028 \cdot (R/\text{кпс})^2$

$R$ (кпс)	$q (\leq R)$	$R$ (кпс)	$q (\leq R)$
1.0	0.003	10.0	0.53
2.0	0.012	12.0	0.68
3.0	0.028	14.0	0.79
4.0	0.056	16.0	0.87
5.0	0.10	18.0	0.92
6.0	0.16	20.0	0.95
7.0	0.24	25.0	0.98
8.0	0.34	30.0	1.0

и 14 настоящей книги, любой стандартный звездный коллапс (см. табл. 15.1) в пределах Галактики мог бы быть легко зарегистрирован; следовательно, значение (15.14) применимо к этим экспериментам. На основе оптических наблюдений звезд и теории звездной эволюции оценка (15.14) дает ответ на второй вопрос, поставленный в начале настоящего раздела. Согласно этой оценке, полная частота смертей звезд в Галактике составляет 1 событие каждые 11 лет. Поскольку данная частота значительно выше, чем та, которая получается по наблюдениям вспышек сверхновых, большинство звездных коллапсов могут быть нейтринными бомбами, у которых нет каких-либо оптических наблюдаемых двойников. Ратнатунга и ван ден Берг [517] повторили расчет Бакала и Пирана [75], используя другое предполагаемое распределение масс  $\Phi(M)$ , и получили частоту коллапсов 1–2 в столетие, что согласуется с оценкой ван ден Берга и др. [639] для частоты вспышек галактических сверхновых. Разница между этими двумя результатами является мерой неопределенности исходных данных. При современной технике оптических наблюдений можно было бы улучшить данные по ярким массивным звездам, хотя многие из них могут находиться в молекулярных облаках и поэтому будут скрыты от оптических детекторов.

Лучший верхний предел для частоты галактических звездных коллапсов был получен на подземной Баксанской нейтринной обсерватории (иногда ее называют БНО), описанной в разд. 15.5.Б (см. 31–1669

также [9]). Сцинтилляционный детектор ВНО работал в течение полных 5,5 лет и за это время зарегистрировал не более семи нейтринных всплесков (при активной массе детектора около 200 тонн). Стандартный нейтринный коллапс на расстоянии 10 кпс мог бы породить в этом детекторе около 73 событий поглощения протонами антинейтрино с температурой 5 МэВ. Следовательно, детектор чувствителен к звездным коллапсам в любом месте Галактики. Верхний предел, получаемый из наблюдений в Баксанской обсерватории, на 90%-ном уровне доверия равен

$$D_{\text{Галак}} \lesssim 0,42 \text{ год}^{-1}, \quad (15.15)$$

что всего в 4 раза выше частоты коллапсов (15.14).

Традиционными астрономическими наблюдениями фотонов нельзя точно определить частоту звездных коллапсов в Галактике. Правдоподобные оценки дают частоту где-то в интервале между одним событием каждые 10 лет и одним событием каждые 100 лет. Осмотрительному экспериментатору следует спроектировать такой детектор, который в процессе наблюдений мог бы давать другие интересные результаты (по невзрывающимся источникам) в том случае, если за время работы детектора не будет звездного коллапса, причем детектор должен быть пригодным также для проведения диагностических измерений, если вспышка сверхновой произойдет вскоре после включения аппаратуры.

#### 15.4. Нейтрино из других галактик

Насколько доступны наблюдениям нейтрино от звездных коллапсов в других галактиках?

В табл. 15.3 приведены отношения потоков нейтрино из ярких галактик Местной группы к потокам от стандартного коллапса в Большом Магеллановом Облаке (см. разд. 15.5, где обсуждается нейтринный сигнал от СН 1987А). Потоки, указанные в табл. 15.3, обратно пропорциональны квадратам расстояний (данные взяты из монографии Ходжа [335]). Количество звездных коллапсов было вычислено в предположении, что их частота пропорциональна полной светимости в голубой области, поправленной на затемнение и наклон (каталог [225]), причём величина полной светимости Галактики в голубой области принималась равной  $-20,1$  [80]. В этот список не включены приблизительно две дюжины других членов Местной группы, которые являются слишком слабыми, чтобы быть зарегистрированными

Таблица 15.3. Потоки нейтрино и интервалы между звездными коллапсами для галактик Местной группы. Потоки нейтрино обозначены буквой  $\phi$ , а средний интервал между коллапсами обозначается как  $\langle t \rangle$

Название галактики	$\phi/\phi_{\text{ВМО}}$	$\langle t \rangle$ , годы
Млечный путь	25	10
Большое Магелланово Облако	1	40
Малое Магелланово Облако	0,5	91
М31 (туманность Андромеды)	$8 \cdot 10^{-3}$	6
М33 (туманность Треугольника)	$6 \cdot 10^{-3}$	33

обсуждаемыми в этой книге детекторами. В менее ярких галактиках Местной группы звездный коллапс происходит, по-видимому, только один раз в несколько лет.

Для регистрации нейтрино из туманности Андромеды (М31) потребовались бы нейтринные детекторы, чувствительность которых примерно в  $10^2$  раз превосходит чувствительность существующих детекторов. Обнаружение звездных коллапсов в других галактиках, кроме перечисленных в табл. 15.3, не представляется возможным на современных установках.

#### 15.5. Сверхновая 1987А

Оптически яркая Сверхновая в Большом Магеллановом Облаке — СН 1987А — возникла в результате единственного звездного коллапса, от которого были зарегистрированы нейтрино (см. исторические статьи Хираты и др. [330] и Бионты и др. [124]; см. также статью Алексеева и др. [9]). Как мы увидим ниже, полученные результаты удовлетворительно согласуются с общепринятыми представлениями о “стандартном звездном коллапсе”, которые отражены в разд. 15.2 и табл. 15.1. Расстояние до Большого Магелланова Облака составляет приблизительно 50 кпс, что в 5 раз превышает среднее ожидаемое расстояние до галактической сверхновой (см. разд. 15.3).

Настоящий раздел посвящен обзору основных выводов из наблюдений СН 1987А.

## А. Детекторы

Первая регистрация нейтрино от источника, расположенного за пределами Солнечной системы, была осуществлена на водно-черенковских детекторах Камиоканде II [330] и IMB [124]; полученные данные, по-видимому, подтверждаются наблюдениями на Баксанском телескопе, мишенью которого является жидкий сцинтиллятор [9].

Описание детектора Камиоканде II было приведено в разд. 13.2 в связи с регистрацией солнечных нейтрино по рассеянию нейтрино на электронах. В табл. 13.1 перечислены те характеристики этого детектора, которые относятся к изучению солнечных нейтрино. К счастью, сверхновые излучают нейтрино с энергиями ( $\sim 10$  МэВ), близкими к энергиям солнечных  ${}^8\text{B}$ -нейтрино, которые исследовались на детекторе Камиоканде II в то время, когда взорвалась SN 1987A. Единственное изменение в чувствительности детектора, которое имеет место при переходе от наблюдений солнечных нейтрино к регистрации нейтрино от сверхновой, состоит в том, что мгновенный поток этих частиц от сверхновой гораздо больше (примерно в  $10^3$  раз для SN 1987A), чем непрерывный поток солнечных нейтрино высокой энергии.

При регистрации интенсивного всплеска коллапсных нейтрино проблемы фона не являются столь важными, как при детектировании непрерывного потока солнечных нейтрино. Для наблюдений SN 1987A можно было использовать больший объем детектора массой 2,14 кт ( $1,4 \cdot 10^{32}$  свободных протонов), тогда как для регистрации солнечных нейтрино используется лишь внутренняя часть детектора массой 0,7 кт.

Детектор IMB [123, 308, 427] был сконструирован, подобно первоначальному детектору Камиока, для поиска распада протона. Детектор IBM расположен в соляной шахте Мортон-Тиоколь вблизи Фэрпорт, штат Огайо ( $41,7^\circ\text{N}; 81,3^\circ\text{W}$ ), на глубине 1570 м водного эквивалента. Прямоугольная емкость заполнена очищенной водой; ее шесть сторон покрыты 2048 фотоумножителями с диаметром фотокатода  $\sim 20$  см, размещенных на решетке с шагом около 1 м. Как и в эксперименте Камиоканде II, вода служит одновременно мишенью для приходящих нейтрино и радиатором черенковского света для заряженных продуктов реакций взаимодействия. Время, амплитуда и геометрия распределения отсчетов фотоумножителей используются для восстановления точки взаимодействия, направления и энергии треков заряженных частиц.

Основные различия между детекторами Камиоканде II и IMB сво-

дятся к величине используемых масс мишени и порогов для регистрации нейтринных событий. Детектор IMB имеет большую массу, чем можно было использовать (6,8 кт) для регистрации частиц от импульсного источника типа SN 1987A. Однако этот детектор менее чувствителен к низкоэнергетическим событиям из-за более высокого уровня фона и меньшей эффективности сбора черенковского света. Порог регистрации IMB для импульсных нейтринных событий, подобных всплеску нейтрино от SN 1987A, составляет  $\sim 20$  МэВ (отсюда ясно также, почему детектор IMB не используют для изучения солнечных нейтрино).

Институт ядерных исследований (ИЯИ) Академии наук СССР имеет нейтринный телескоп для поиска звездных коллапсов в Галактике, действующий с июня 1980 г. [9, 10]<sup>1)</sup>. Этот телескоп, который упоминается в разд. 13.4 в связи с экспериментами по  $\nu$ -рассеянию солнечных нейтрино, расположен на Северном Кавказе под горой Андырчи на глубине 850 м водного эквивалента. Детектор содержит примерно 330 т жидкого сцинтиллятора из минерального масла, которым заполнены 3156 стандартных элементов, причем каждый из них просматривается одним фотоумножителем, чувствительным к черенковскому свету. Электроны отдачи или позитроны остаются внутри единичного элемента. Следовательно, события, в которых срабатывает только один элемент, относительно свободны от фона. Для регистрации вспышки SN 1987A могла быть использована полная масса мишени около 200 т ( $1,9 \cdot 10^{31}$  протонов).

Итало-советская коллаборация запустила в действие в конце 1984 г. детектор на жидком сцинтилляторе, известный как LSD, в лаборатории Монблан. Нейтринный телескоп LSD был создан для наблюдения звездных коллапсов Галактики и размещен глубоко под землей ( $5,2 \cdot 10^5$  г  $\cdot$  см<sup>-2</sup> обычных горных пород). Полная активная масса детектора составляет 90 т жидкого сцинтиллятора, содержащего  $8,4 \cdot 10^{30}$  свободных протонов. Сцинтиллятором наполнены 72 отдельных счетчика, каждый из которых просматривается тремя ФЭУ. Аппаратура была подробно описана в работах Бадино и др. [28] и Аглиетты и др. [4].

Во всех трех детекторах основной реакцией для регистрации нейтрино является поглощение антинейтрино протонами, описываемое выражением (15.8). Сечение этой реакции, определяемое выражениями (15.9), примерно на два порядка величины превышает сечение

<sup>1)</sup> Баксанский нейтринный телескоп начал действовать с осени 1977 г., а с июня 1980 г. начато непрерывное наблюдение за Галактикой по программе "Коллапс" — *Прим. перев.*

рассеяния нейтрино на электроне [см. формулу (8.39) и табл. 8.8]:

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e'. \quad (15.16)$$

При более высоких температурах ( $T > 5$  МэВ) поглощение  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  ядрами  $^{16}\text{O}$  сравнимо с рассеянием нейтрино на электроне [321].

## Б. Данные

**Камиоканде II и IMB.** В табл. 15.4 приведены измеренные характеристики нейтринных событий от СН 1987А, полученные на водно-черенковских детекторах Камиоканде II и IMB, включая время события, энергию электрона отдачи и направление импульса электрона относительно вектора, связывающего Большое Магелланово Облако и Землю. Указанные ошибки соответствуют стандартным отклонениям  $1\sigma$ , взятым из оригинальных статей [124, 330], и включают поправки из более поздних исследований [141, 331]. Первые события, зарегистрированные детекторами Камиоканде II и IMB, оказались одновременными с точностью до известной нулевой точки времени (около 1 мин). Эффективности регистрации, энергетические пороги и другие экспериментальные характеристики описаны в оригинальных статьях.

Последующее детальное исследование, выполненное коллаборацией Камиоканде II [331], показало, что в течение 10-часового периода с 2:27 UT до 12:27 UT 23 февраля не было других статистически значимых нейтринных всплесков. Более того, не было найдено никаких признаков наличия много большего сигнала при энергиях ниже первоначально определенного порога. При понижении порога до 5,6 МэВ наблюдаемое число событий-кандидатов было равно  $138 \pm 12$  по сравнению с ожидаемым их числом 127, если исходить из среднего фонового темпа счета. В результате повторного анализа появилось одно значительное уточнение, а именно: характеристический угол для второго события относительно направления на БМО вырос с 15 до 40°. После этой ревизии данных Камиоканде II предположение о том, что некоторые из наблюдаемых событий вызваны  $\nu$ -e-рассеянием, представляется менее убедительным.

Шестимесячные наблюдения на Камиоканде II после открытия СН 1987А наложили сильные ограничения на поток нейтрино очень высоких энергий ( $q > 10^{19}$  эВ) от сверхновой (см. [460]). Поиск идущих снизу вверх мюонов, образованных высокоэнергетическими нейтрино, позволил установить экспериментальный верхний предел светимости таких нейтрино между  $10^{41}$  эрг  $\cdot$  с $^{-1}$  и  $10^{42,5}$  эрг  $\cdot$  с $^{-1}$ . Точное

**Таблица 15.4.** Измеренные характеристики нейтринных событий от СН 1987А, зарегистрированных водно-черенковскими детекторами. Первые события были зарегистрированы 23 февраля 1987 г. около 7 ч 36 мин мирового времени. В последней колонке указан угол относительно направления на БМО. Ошибки соответствуют оцененным неопределенностям на уровне  $1\sigma$

Событие	Время события, с	Энергия электрона, МэВ	Угол электрона, град
<b>Камиоканде II:</b>			
1	0	$20.0 \pm 2.9$	$18 \pm 18$
2	0.107	$13.5 \pm 3.2$	$40 \pm 27$
3	0.303	$7.5 \pm 2.0$	$108 \pm 32$
4	0.324	$9.2 \pm 2.7$	$70 \pm 30$
5	0.507	$12.8 \pm 2.9$	$135 \pm 23$
6	0.686	$6.3 \pm 1.7$	$68 \pm 77$
7	1.541	$35.4 \pm 8.0$	$32 \pm 16$
8	1.728	$21.0 \pm 4.2$	$30 \pm 18$
9	1.915	$19.8 \pm 3.2$	$38 \pm 22$
10	9.219	$8.6 \pm 2.7$	$122 \pm 30$
11	10.433	$13.0 \pm 2.6$	$49 \pm 26$
12	12.439	$8.9 \pm 1.9$	$91 \pm 39$
<b>IMB:</b>			
1	0	$38 \pm 7$	$80 \pm 10$
2	0.412	$37 \pm 7$	$44 \pm 15$
3	0.650	$28 \pm 6$	$56 \pm 20$
4	1.141	$39 \pm 7$	$65 \pm 20$
5	1.562	$36 \pm 9$	$33 \pm 15$
6	2.684	$36 \pm 6$	$52 \pm 10$
7	5.010	$19 \pm 5$	$42 \pm 20$
8	5.582	$22 \pm 5$	$104 \pm 20$

значение верхнего предела зависит от показателя спектра и от энергии обрезания предполагаемого энергетического спектра нейтрино; большее значение верхнего предела относится к предполагаемому показателю  $\gamma = 2, 7$  и энергии обрезания  $10^{12}$  эВ, тогда как меньшее зна-

чение соответствует  $\gamma = 2,1$  и энергии обрезания  $10^{15}$  эВ. Некоторые модели генерации космических лучей в остатках сверхновых дают светимость высокоэнергетических нейтрино выше, чем  $10^{43}$  эрг  $\cdot$  с $^{-1}$  (см. [276]).

Антинейтрино от реликтовых сверхновых из других галактик являются потенциально наблюдаемыми, поскольку, согласно некоторым моделям, наибольший поток ожидается от галактик с умеренным красным смещением ( $Z \lesssim 1$ ). Используя наблюдения Камиоканде II, выполненные между январем 1986 и январем 1988 гг., Жанг и др. [679] установили верхний предел на первичный поток антинейтрино с энергиями в интервале 19–35 МэВ:

$$\Phi \leq 212 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.17)$$

Из этого результата можно получить интересующий нас верхний предел на тепловой поток антинейтрино, зависящий от их предполагаемой температуры. При эффективной температуре 2 МэВ предельное значение потока равно  $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Оценки разных авторов, использующих различные предположения, дают значения от  $10^0$  до  $10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (см. [125, 229, 380, 671, 677]).

*Другие детекторы.* Баксанский нейтринный телескоп зарегистрировал всплеск из шести событий, который, как первоначально считали (см. [9]), произошел на 25 секунд позднее первого события в детекторе IMB, причем абсолютная ошибка в отсчете времени в БНО равнялась 2 с, а в лаборатории IMB была значительно меньше 1 с. Впоследствии во временных измерениях на Баксанском детекторе была найдена дополнительная неточность, равная 54 с, в направлении примирения противоречия с данными детектора IMB (см. [10])<sup>1</sup>. Детектор БНО имел активную массу (200 т,  $1,9 \cdot 10^{31}$  свободных протонов), которая на порядок величины меньше массы детекторов Камиоканде II и IMB; фоновый темп счета в советском детекторе был много выше, чем в экспериментах Камиоканде II и IMB. Баксанская группа считает, что примерно одно событие во всплеске обусловлено фоном и предполагает, без убедительных или детальных аргументов, что первое событие, зарегистрированное детектором БНО (его энергия составляла 17,5 МэВ), было фоновым. Пять событий, которые

<sup>1</sup>) Дополнительная неточность, равная 54 с, была найдена не позже, а сразу, однако потребовалось время для выяснения причины такого сдвига и попыток найти точное абсолютное время. Последнее сделать не удалось, поэтому результат с ошибкой времени 54 с + 2 с был опубликован позднее [10]. — Прим. перев.

группа рассматривает как реальные, имели следующие времена начала (измеренные в секундах относительно первого импульса) и энергии позитронов (в МэВ) соответственно: 0,0,  $12 \pm 2$ , 4; 0,45,  $18 \pm 3$ , 6; 1,73,  $23,3 \pm 4$ , 7; 7,75,  $17 \pm 3$ , 4; 9,12, 20,  $1 \pm 4$ , 0.

В хлорном детекторе не наблюдалось событий выше фона от солнечных нейтрино, которые можно было бы приписать взрыву СН 1987А. Отсутствие сигнала накладывает верхний предел (на 90%-ном уровне достоверности), равный двум атомам  $^{37}\text{Ar}$ , образованным от взрыва [210].

Сцинтилляционный детектор LSD с 90-тонной активной массой, расположенный в тоннеле под Монбланом, зарегистрировал пять событий, которые, согласно предположению Алиетты и др. [5, 6], могли быть связаны с СН 1987А. События были зафиксированы в 2 ч 53 мин мирового времени, т. е. на 4,7 ч раньше, чем одновременные всплески в детекторах Камиоканде II и IMB.

Серия событий, отмеченных детектором Монблан, является необычной; всплеск наблюдался относительно близко во времени к звездному коллапсу, зарегистрированному детекторами Камиоканде II и IMB, но я полагаю, что события в детекторе Монблан не связаны с СН 1987А. Доводами в пользу такого мнения являются следующие.

1. Черенковские счетчики в более крупных детекторах Камиоканде II и IMB не зафиксировали нейтринных событий в более раннее время (см. [124, 330] и особенно [331]). Число свободных протонов в детекторе Монблан, равное  $0,08 \cdot 10^{32}$ , более чем на порядок величины меньше, чем в детекторах Камиоканде II ( $1,4 \cdot 10^{32}$  протонов) и IMB ( $4,5 \cdot 10^{32}$  протонов).

2. Ожидаемое число событий в детекторе Монблан составляет всего  $\sim 1$  для стандартной модели коллапса (см. табл. 15.1) в предположении 100%-ной эффективности регистрации [60]. Удовлетворительное согласие между априорными модельными предсказаниями и наблюдениями на детекторах Камиоканде II и IMB усиливает этот аргумент.

3. Значения энергии наблюдавшихся событий близки к энергетическому порогу регистрации, который находится между 5 и 7 МэВ (в зависимости от того, какие именно счетчики были возбуждены, см. [5]). Измеренные энергии равны (в МэВ) 7, 8, 11, 7 и 9. Теоретически можно ожидать большего разброса по энергиям, поскольку сечение поглощения растет как квадрат энергии нейтрино в случае реакции поглощения через заряженные токи, а численные модели дают среднюю энергию антинейтрино более 10 МэВ.

4. Не существует правдоподобного астрофизического сценария,

который допускал бы два различных нейтринных всплеска (ср. [113, 221]).

5. Трудно получить удовлетворительную световую кривую для визуально наблюдаемой сверхновой, если более раннее время, указанное сцинтилляционными экспериментами<sup>1)</sup>, считать моментом коллапса звезды (см. [22, 669]).

## В. Феноменологический анализ

Появилось много различных статей, в которых анализируются наблюдавшиеся нейтринные события от вспышки SN 1987A. Здесь мы перечисляем представительную серию из большого списка этих статей: Арафьюн и Фукуджита [18], Арафьюн и др. [19], Бакал, Дар и Пиран [60], Берроуз [148], Берроуз и Латтимер [153], Гайссер и Станев [276], Краусс [378], Лэмб, Мелиа и Лоредо [395], Сато и Судзуки [560, 561], Шеффер, Деклейс и Джуллиан [563].

Читатель может найти аналогичные результаты анализа и в других статьях, указанных в списке цитируемой литературы.

В значительной доле статей, указанных выше, делаются далеко идущие выводы, опирающиеся на две характеристики данных Камиоканде II, — угловое распределение и временную зависимость событий. Поскольку первые два электрона отдачи двигались в направлении вперед, то многие авторы допускали, что они образованы в результате  $\nu_e$ -рассеяния, а не поглощения  $\bar{\nu}_e$ . Для такого допущения нет серьезных статистических оснований (см. ниже), тем более что направление второго события было исправлено на  $40^\circ$  вместо  $15^\circ$  (см. [331]). Данные обоих детекторов IMB и Камиоканде II указывают на направленность событий вперед, что и следовало бы ожидать в среднем. Моделирование по методу Монте-Карло показывает, что вероятность совместного углового распределения событий составляет порядка процента — уже очень мало, но недостаточно для того, чтобы утверждать, что требуется нечто выходящее за пределы традиционного физического описания.

В ряде статей обсуждаются следствия предположения о том, что в данных Камиоканде II существует временной “зазор” между последними тремя событиями и всеми остальными (см. табл. 15.4). Число наблюдавшихся событий слишком мало, чтобы придавать чересчур большое значение отдельным особенностям временной последователь-

<sup>1)</sup> Здесь автор, очевидно, оговаривается, так как из двух сцинтилляционных детекторов, работавших 23 февраля 1987 г. (БНО и LSD), более ранний всплеск зафиксирован только детектором LSD. — *Прим. перев.*

ности зарегистрированных импульсов (см., например, [79, 483]). Подавляющая часть феноменологических выводов, описанных далее в настоящей главе, основана на результатах работ Бакала и др. [65], Бакала, Спергеля и Пресса [79], Спергеля и др. [590]. Для получения умеренных ограничений на параметры моделей в этих статьях используются строгие статистические методы.

Для простоты рассмотрим сначала в предположении о постоянной температуре результаты анализа всех восьми событий, зарегистрированных коллаборацией IMB, и первых восьми событий, отмеченных детектором Камиоканде II. Последующие три события в детекторе Камиоканде II имели несколько меньшую среднюю энергию, что, возможно, отражает охлаждение нейтринной фотосферы со временем<sup>1)</sup>.

Для описания малого количества данных, к сожалению, оказалось достаточным использовать “минимальную” модель<sup>2)</sup>. В этой упрощенной модели (мюонные и тау) нейтрино и антинейтрино “рассеяния” имеют одинаковую температуру (без обрезания при высоких энергиях). Шесть типов нейтрино в этой модели разделены всего на два первичных потока. В водно-черенковских детекторах электронные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  имеют самые большие сечения взаимодействия (см. разд. 15.2). При рассматриваемых здесь температурах  $\nu_e$  так же, как и  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  и их античастицы, в водных мишенях могут только рассеиваться на электронах. Сечения рассеяния, приведенные в табл. 8.8 и определяемые формулой (8.39) для  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ , примерно в  $10^2$  раз меньше сечения поглощения  $\bar{\nu}_e$  протонами (последнее приведено в разд. 15.2); для мюонных и тау нейтрино и антинейтрино сечения рассеяния почти в  $10^3$  раз меньше, чем сечение поглощения  $\bar{\nu}_e$ . Поскольку рассеяние гораздо менее вероятно, чем поглощение  $\bar{\nu}_e$ , то все частицы, кроме  $\bar{\nu}_e$ , образуют один поток “средних” рассеивателей. Большинство детальных модельных расчетов приводят к соотношению  $F_{\nu_e} \sim 0,5 F_{\text{расс}}$ .

Лучшее значение для постоянной температуры, выведенное из этой упрощенной двухкомпонентной модели, равно [65]

$$T = 4,1 \text{ МэВ.} \quad (15.18)$$

Соответствующее значение флюенса для антинейтрино составляет  $F_{\bar{\nu}_e} = 0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

<sup>1)</sup> Все 19 событий включены в “решение с охлаждением”, которое будет обсуждаться в следующем разделе. Для полной излученной энергии и максимальной температуры в обоих случаях получаются по существу одинаковые результаты.

<sup>2)</sup> См. Бакал и др. [65].

Модель с единой температурой удовлетворительно согласуется с наблюдениями. Если принять  $T = 4,1$  МэВ и  $F_{\text{расс}}/F_{\bar{\nu}_e} = 10$ , то вероятность получить меру Колмогорова — Смирнова (КС), худшую, чем было найдено для наблюдаемого энергетического распределения, составляет 33% для данных Камиоканде II и 65% для данных IMB.

Моделирование по методу Монте-Карло показывает, что из первых восьми событий в детекторе Камиоканде II от трех до семи событий были вызваны поглощением электронных антинейтрино (на 95%-ном уровне достоверности). Тест КС может только отвергнуть возможность отсутствия событий с рассеянием при 2%-ной значимости, которая мала, но не абсолютно ничтожна<sup>1)</sup>. На детекторе IMB было отмечено от 6 до 8 событий, вызванных реакцией поглощения нейтрино (95%-ный уровень достоверности).

Статистический анализ показывает [65], что существует хорошо определяемый диапазон флюенсов антинейтрино

$$F_{\bar{\nu}_e} = (0,15 - 0,7)10^{10} \text{ см}^{-2} \quad (15.19)$$

(95%-ный уровень достоверности), который согласуется с наблюдаемой скоростью счета в обоих детекторах. Если потребовать, чтобы темпы счетов в детекторах IMB и Камиоканде II были совместимыми, и допустить, что эффективности детекторов точно известны, то температура нейтрино должна превышать 3,7 МэВ.

Для диапазонов температур и флюенсов, полученных по данным детекторов Камиоканде II и IMB, ни в одном из сцинтилляционных детекторов Монблан или БНО не следовало ожидать сигнала, заметно возвышающегося над фоном. Допуская 100%-ную эффективность регистрации, Бакал и др. [65] оценили полное число событий от реакций поглощения антинейтрино, которое можно ожидать в 100 т жидкого сцинтиллятора:

$$\text{Полное число нейтринных событий} = 0,8 \left( \frac{T}{4,1 \text{ МэВ}} \right)^2 \times \left( \frac{F_{\bar{\nu}_e}}{0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}} \right) \text{ на } 0,1 \text{ кт.} \quad (15.20)$$

<sup>1)</sup> По моему мнению, 2% — это достаточно большая вероятность, чтобы нельзя было обосновать никакого заключения о природе нейтрино, опираясь на предположение, что по крайней мере одно из наблюдаемых событий вызвано рассеянием нейтрино на электроны. Эта позиция делает меня скептиком в отношении многих прекрасных статей, которые были написаны в предположении, что одно или более из наблюдаемых событий было обусловлено рассеянием нейтрино на электроны.

В соответствии с этим выражением наиболее вероятный сигнал составлял менее одного события на детекторе Монблан и менее двух событий на Баксанском детекторе.

Поток  $\nu_{\text{расс}}$  определяется плохо, поскольку экспериментально он ограничен небольшим числом событий, направленных вперед, на детекторах Камиоканде II и IMB. Разумеется, можно ожидать, что поток  $\nu_{\text{расс}}$  определяется труднее, чем поток  $\bar{\nu}_e$ , еще и потому, что сечение рассеяния много меньше сечения поглощения. Самое сильное экспериментальное ограничение на  $F_{\text{расс}}$  вытекает из факта регистрации от одного до пяти (направленных вперед) событий рассеяния в детекторе Камиоканде II. Это соответствует следующему значению потока:

$$F_{\text{расс}} = (0,1 - 5)10^{10} \text{ см}^{-2}. \quad (15.21)$$

Для хлорного детектора Дэвиса соответствующее число событий, вызванных вспышкой сверхновой, мало. Расчетное число событий в <sup>37</sup>Cl-детекторе изменяется от 0,02 до 2 в зависимости от того, как выбираются пределы в последнем равенстве. Согласно априорной оценке [60], при использовании модели стандартного звездного коллапса в хлорном детекторе следовало ожидать образования только одного атома <sup>37</sup>Ar. В соответствии с этими оценками получается, что сигнал от сверхновой в детекторе Дэвиса должен утонуть в шумовом фоне от солнечных нейтрино!<sup>1)</sup>

В нейтринных данных от сверхновой БМО существует одна неожиданная особенность — временной зазор длительностью 7,3 с между первыми восемью и последними тремя событиями в детекторе Камиоканде II. Детектор зарегистрировал восемь событий в первые 1,9 с, далее последовал спокойный период 7,3 с, а затем в течение 3,2 с были зарегистрированы три события.

Однако подобные промежутки обнаруживаются с заметной частотой при моделировании редких событий методом Монте-Карло с помощью “сигналов”, которые были образованы при случайной выборке из распределения, имеющего гладкую временную зависимость (см. [79, 404]). В данных моделирования есть замечательные и забавные результаты, а именно температура, растущая со временем,

<sup>1)</sup> В течение многих лет астрономы, изучающие солнечные нейтрино, страдали из-за низких темпов счета, в то время как оптические и радиоастрономы ежегодно регистрируют бесчисленное число фотонов. И вот теперь ученые, считающие фотоны, делают свои лучшие работы по наблюдениям эффективной оптической сверхновой, а для единственного действующего детектора по регистрации поглощения низкоэнергетических  $\nu_e$  этот фейерверк перекрывается потоком солнечных нейтрино.



огромные импульсы из стадии делептонизации, указание на периодичность начал нейтринных событий во времени, а также зазоры, соответствующие тому значению массы тау-нейтрино, которое как раз делает Вселенную закрытой (см. рис. 1-3 в работе Бакала и др. [79]).

Детектор IMB зарегистрировал шесть событий в первые 2,7 с, за которыми последовал спокойный период 2,4 с, а затем были отмечены два события за 0,6 с. Во "временном зазоре" детектора Камиоканде II зафиксированы два события в детекторе IMB.

Рисунок 1 из работы Спергеля и др. [590] показывает, что средняя энергия событий уменьшается со временем, и это свидетельствует о согласии данных с моделью охлаждения черного тела. Модель охлаждения горячей нейтронной звезды хорошо описывает все наблюдательные данные и дает оценку ее радиуса (см. [395] и [151]).

Спергель и др. [590] приняли упрощенную модель, в которой источником нейтрино является черное тело с экспоненциально падающей температурой:  $T = T_0 \exp(-t/4\tau)$ . (На поверхности плотность энергии пропорциональна  $T^4$ , так что  $\tau$  представляет собой характерное время охлаждения горячей нейтронной звезды.) Объединенная функция правдоподобия для детекторов Камиоканде II и IMB максимизируется при  $T_0 = 4,2$  МэВ,  $\tau = 4,6$  с и суммарном флюенсе, равном  $F = 1,3 \cdot 10^{10} \bar{\nu}_e \text{ см}^{-2}$ . Используя многомерный КС-тест и метод Монте-Карло для определения значимости этого решения, Спергель и др. [590] находят, что наблюдаемая КС-мера лучше, чем получается из модельных данных (55% случаев). На 95%-ном уровне достоверности они дают следующие значения:

$$T_0 = 4,2_{-0,8}^{+1,2} \text{ МэВ}, \quad \tau = 4,5_{-2,0}^{+1,7} \text{ с},$$

$$F_0 T_0^2 = 4,0_{-2,0}^{+2,4} \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{МэВ}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.22)$$

Между вычисленным потоком и температурой имеется сильная корреляция; именно поэтому флюенс оценивался только в комбинации  $F_0 T_0^2$ . Раздельно по данным детекторов Камиоканде II и IMB оценки максимальной температуры дают значения соответственно<sup>1)</sup>  $2,9_{-0,5}^{+1,3}$  МэВ и  $4,9_{-1,9}^{+4,2}$  МэВ.

Частота событий с поглощением  $\bar{\nu}_e$ , которые происходят в детекторах Камиоканде II и IMB, пропорциональна высокой степени температуры, если в рассмотрение включены сечения взаимодействий и

<sup>1)</sup> Данные Баксанского телескопа указывают на температуру теплового спектра электронных антинейтрино около  $3,3 \pm 0,4$  МэВ. — Прим. перев.

эффективности детекторов. Поскольку частота событий падает много быстрее, чем температура, простейшая модель с постоянной температурой (ср. с предыдущим обсуждением) дает разумное описание данных.

Светимость черного тела радиусом  $R$  можно приравнять произведению детектируемого потока  $F$  на среднюю энергию нейтрино  $\langle E \rangle$ :

$$L_{\bar{\nu}_e} = 4\pi D^2 F \langle E \rangle, \quad (15.23)$$

где  $D$  — расстояние до БМО. Отсюда можно найти грубую оценку радиуса охлаждающейся нейтринной сферы:

$$R = 27_{-15}^{+17} D_{50} \text{ км}, \quad (15.24)$$

где  $D_{50} \equiv D/50$  кпс. По мере охлаждения нейтронной звезды ее радиус будет уменьшаться. Интервал значений радиуса  $R$ , приведенный выше, согласуется с предсказаниями опубликованных численных моделей звездного коллапса (см., например, [184, 185]).

Полная тепловая энергия, выделенная горячей нейтронной звездой, равна

$$\begin{aligned} \int L_{\nu} dt &= N_{\nu} F_0 (3,15 T_0) (4\pi D^2) \tau = \\ &= 6,1_{-3,8}^{+3,5} \times 10^{52} N_a D_{50}^2 \text{ эрг}, \end{aligned} \quad (15.25)$$

где  $N_a$  представляет собой отношение энергии, переданной во все типы нейтрино, к энергии, содержащейся в электронных антинейтрино. Величина  $N_a$  составляет, по-видимому, около 6.

Результаты, касающиеся значений температуры, характерного времени спада и потока  $\bar{\nu}_e$ , согласуются с картиной стандартного звездного коллапса, опирающейся на детальные численные модели и аналитические соображения (табл. 15.1). Успех этой упрощенной "стандартной" модели означает, что нейтринные события, наблюдавшиеся от СН 1987А, трудно будет использовать для разработки более детализированных моделей. Наблюдения СН 1987А подтвердили общую картину коллапса звездного ядра; однако этих данных недостаточно для выбора между уравнениями состояния или для обоснования отдельных детализированных моделей. Обращаться к новой физике частиц или к усложненным астрофизическим сценариям пока нет необходимости. Когда сверхновая появится в нашей Галактике, нейтринные детекторы должны зарегистрировать много сотен событий, а нейтринная астрономия, возможно, подарит сюрпризы в звездных коллапсах и физике слабых взаимодействий.

## Г. Свойства нейтрино

**Масса нейтрино  $\nu_e$ .** Наблюдения нейтрино от сверхновой в БМО ставят интересный верхний предел на массу электронного нейтрино  $m_{\nu_e}$ . Впервые основная идея была выдвинута Зацепиным [674], который указал, что если нейтрино имеют конечную массу, то от взрыва сверхновой частицы с более высокой энергией придут раньше, чем медленно движущиеся низкоэнергетические нейтрино. Избыточное время  $\Delta t_i$ , необходимое для полета к Земле частицы с конечной массой по сравнению с частицей, имеющей нулевую массу, определяется выражением

$$\Delta t_i = 2,57 \text{ с} \left( \frac{D}{50 \text{ кпс}} \right) \left( \frac{10 \text{ МэВ}}{E_i} \right)^2 \left( \frac{m_{\nu_e}}{10 \text{ эВ}} \right)^2, \quad (15.26)$$

где  $E_i$  — энергия  $i$ -го нейтрино. Отличие массы от нуля приведет к тому, что частицы разных энергий будут приходить в разные времена, даже если они были испущены одновременно. Этот разброс по энергиям будет обычно растягивать вспышку во времени, причем частицы с самыми малыми энергиями придут последними, если не произойдет необычного обрезания или не будет специальных начальных условий.

Получить ограничение на массу нельзя без некоторого дополнительного предположения. При любом предполагаемом значении  $m_{\nu_e}$  дисперсионное соотношение для  $\Delta t_i$  определяет только время испускания каждого из наблюдаемых нейтрино. Мы не сможем вывести предел на массу, если не сделаем вспомогательного статистического или физического допущения. Эта ситуация напоминает многие лабораторные эксперименты, в которых окончательный ответ должен быть определен методом Монте-Карло.

Сразу после опубликования результатов наблюдений Арнетт и Рознер [24], а также Бакал и Глэшоу [66] получили верхний предел на  $m_{\nu_e}$  около 11 эВ в предположении, что природа не была злонамеренной, и поэтому наблюдаемая двухсекундная полуширина наблюдаемого нейтринного импульса не была сужена в полете более чем в 2 раза. Однако этот простой аргумент не обеспечивает статистически значимого уровня для полученного ограничения на массу. Если бы время задержки, обусловленное конечной массой нейтрино, было сравнимо с характеристической шириной импульса, то ожидаемое распределение событий показало бы корреляцию энергии со временем. Эта корреляция не наблюдается, откуда следует независимо от модели процесса, что данные наблюдений не содержат свидетельств

об измеримой массе  $\nu_e$ . Бакал и Глэшоу отметили, что можно получить более сильные ограничения, если быть склонным интерпретировать наблюдаемую структуру нейтринного всплеска в рамках специфических физических процессов. И действительно, многие авторы получили более сильные ограничения или особые значения массы, анализируя тонкую структуру нейтринного всплеска (или отвергая какой-то возможный способ, которым природа могла бы нас одурачить). Заинтересованный читатель может найти различные способы толкования этой проблемы, например, в работах Сато и Судзуки [560], Берроуза и Латтимера [153], Колба, Стеббинса и Тернера [372], Арафьюне и Фукуджиты [18], Такахары и Сато [608], Арафьюне и др. [19], Берроуза [150].

Спергель и Бакал [589] выполнили исчерпывающий статистический анализ ограничений на массу, опираясь на широкий набор моделей Монте-Карло. Они рассчитали доверительные пределы, конструируя такие модели Монте-Карло, в которых учтена сложность реальных экспериментальных измерений, включая эффективности детекторов и неопределенности в измеренных энергиях. В этом моделировании учтено возможное сатанинское стремление природы разрешить температуре сверхновой сначала расти со временем, а потом уменьшаться, что позволяет низкоэнергетическим нейтрино выйти из звезды первыми. Параметры моделей определялись отдельно для каждой имитации модельного наблюдения и для каждой модели с помощью метода максимизации совместной функции правдоподобия, которая представляет собой произведение соответствующих функций по всем событиям, наблюдаемым на детекторах Камиоканде II и IMB.

Основным в этом анализе было предположение о том, что температура нейтринного излучения является плавно меняющейся функцией времени. Используемые при этом формы функций хорошо согласуются с опубликованными значениями нейтринной светимости, вычисленными на основе детальных моделей взрывов сверхновых, но являются более общими и поэтому допускают более широкую область приемлемых масс нейтрино. Было исследовано шесть классов моделей, часть которых имела по шесть параметров, ограниченных имеющимися наблюдениями. Набор моделей и параметров, включенных в эти рассуждения, шире, чем в других исследованиях, цитированных выше, что делает полученное ограничение на массу до некоторой степени консервативным (заниженным).

Во всех исследованных моделях доля имитаций с конечной массой, лучше отвечающих моделям, чем данным наблюдений, падает

существенно ниже 5% при значении массы 16 эВ. Отсюда Спергель и Бакал [589] делают вывод, что на 5%-ном уровне значимости

$$m_{\nu_e} \leq 16 \text{ эВ}. \quad (15.27)$$

Этот результат не согласуется с некоторыми уже упоминавшимися данными лабораторных измерений массы нейтрино в экспериментах по распаду трития [134].

Ограничение на массу [выражение (15.27)], полученное по данным СН 1987А, показывает, что электронные нейтрино не могут восполнить недостаток вещества, которое сделало бы Вселенную замкнутой.

Можно ли обойти предел, поставленный соотношением (15.27), если, следуя Коусику [191] и Хузите [346], описывать наблюдаемую временную зависимость событий с помощью двух различных масс нейтрино? Кое-кто может подумать, что с дополнительными параметрами подгонку данных осуществить легче. Однако полная энергия, излученная в виде нейтрино, строго ограничена. Если бы действительно, как предположили Хузита [346] и Коусик [191], более ранние события были вызваны реакциями поглощения  $\bar{\nu}_e$  [с массой  $m(\bar{\nu}_e) \sim 3 \text{ эВ}$ ], то в этом случае позднее пришедшие нейтрино  $\bar{\nu}_x$  содержали бы только малую долю  $\bar{\nu}_e$ . Поскольку сечение поглощения (15.10) более чем на два порядка величины больше, чем соответствующие сечения рассеяния, то поздние события происходили бы от поглощения  $\bar{\nu}_e$  из их малой примеси среди  $\bar{\nu}_x$ . Пользуясь рассмотрением перемешивания нейтрино, аналогичным описанному в разд. 9.2, можно найти отношение энергий, излученных в виде  $\bar{\nu}_x$  и  $\bar{\nu}_e$ :

$$\frac{E(\bar{\nu}_x)}{E(\bar{\nu}_e)} = \frac{T(\bar{\nu}_x) \phi(\bar{\nu}_x)}{T(\bar{\nu}_e) \phi(\bar{\nu}_e)}, \quad (15.28)$$

где  $T(\bar{\nu}_x)$  представляет собой температуру  $\bar{\nu}_x$ ,  $\phi(\bar{\nu}_x)$  — поток  $\bar{\nu}_x$ . Пусть через  $r$  обозначено отношение наблюдаемого числа событий, образованных от  $\bar{\nu}_x$ , к числу событий от  $\bar{\nu}_e$ ; напомним также, что среднее сечение пропорционально  $T^2$ , тогда как унесенная в форме нейтрино энергия пропорциональна  $T$ . Теперь отношение энергий можно записать в виде

$$\frac{E(\bar{\nu}_x)}{E(\bar{\nu}_e)} = r \text{ctg}^2 \theta_{\nu} \frac{T(\bar{\nu}_e)}{T(\bar{\nu}_x)}. \quad (15.29)$$

В интересующей нас области масс нейтрино углы смешивания, как известно, очень малы. В случае смешивания типа  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ , как известно, значение  $\sin^2 2\theta_{\nu}$  меньше, чем 0,01 [126, 127]. Самое слабое

приемлемое ограничение можно получить в случае перехода  $\nu_{\tau} \rightarrow \nu_e$ , для которого предел равен  $\sin^2 2\theta_{\nu} \lesssim 0,13$ . Отношение температуры  $\bar{\nu}_x$  к температуре  $\bar{\nu}_e$  составляет около 2 (см. разд. 15.2 и табл. 15.1), а “наилучшая подгонка” отношения  $r$  для числа событий дает примерно единицу (см. [191, 346]). Самое слабое ограничение получается при рассмотрении перемешивания  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$ . Подставляя в (15.29) значения параметров, приведенные выше, находим

$$\frac{E(\bar{\nu}_x)}{E(\bar{\nu}_e)} \lesssim 14. \quad (15.30)$$

Если бы мы рассматривали перемешивание  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_e$ , то отношение (15.30) было бы равно по меньшей мере 140. Из минимального значения отношения, определяемого неравенством (15.30), которое получено из решения с двумя массами нейтрино, следует, что энергия, уносимая всеми типами нейтрино, на порядок величины больше энергии связи нейтронной звезды. Следовательно, на основании гипотезы о парности  $\bar{\nu}_x$  нельзя обойти ограничение на массу электронного антинейтрино, наложенное условием (15.27).

**Заряд  $\nu_e$ .** Используя аналогичное доказательство [96], можно найти ограничение на электрический заряд  $Q$  электронных нейтрино. Если  $Q$  отличен от нуля, то нейтрино различных энергий пройдут разные пути в галактическом магнитном поле. Нейтрино более высоких энергий будут двигаться по прямой линии и поэтому придут на Землю раньше, чем нейтрино более низких энергий, точно так же, как в случае нейтрино с ненулевой массой. Действительно, эта аналогия может быть характерной, поскольку как относительное время задержки для нейтрино с конечным зарядом<sup>1)</sup>

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{Q^2 B^2 x_G^2}{6c^2 p_1^2}, \quad (15.31)$$

<sup>1)</sup> Формула, полученная Барбиллини и Коччони [96], возможно, неприменима к интересующему нас случаю, поскольку в ней предполагается, что нейтрино движутся в постоянном магнитном поле вдоль всего их пути от Большого Магелланова Облака до Земли. Более консервативное предположение состоит в том, что магнитное поле является эффективным на ограниченном отрезке пути внутри Галактики. Приведенные формулы применимы к этому более консервативному случаю. Величина  $x_G B$ , которая появляется в выражении для относительной временной задержки, обусловленной конечным зарядом нейтрино, равна  $x_G B = \int_0^{z_{\text{макс}}} dz' B(z') / \sin |b|$ , где  $z$  — высота над плоскостью Галактики ( $z_{\text{макс}}$  — максимальная протяженность упорядоченного галактического поля порядка килопарсека), а  $b$  — галактическая широта Большого Магелланова Облака ( $b \approx -33^\circ$ ).

так и относительная задержка для нейтрино с конечной массой

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \frac{m_\nu^2 c^4}{E^2} \quad (15.32)$$

обратно пропорциональны квадрату энергии  $E$  (или поперечного импульса  $p_\perp$ ). Здесь  $B$  представляет собой галактическое магнитное поле, а  $x_G$  — длина пути в этом поле. Сравнивая выражения (15.31) и (15.32), мы находим, что верхний предел (ВП) на заряд  $Q$  (в единицах заряда электрона  $e$ ) можно записать через верхний предел для массы нейтрино:  $(Q/e)_{\text{ВП}} = \sqrt{3}(m_\nu c^2)_{\text{ВП}}/eBx_G$ . Используя этот изоморфизм и результаты статистического анализа Бакала, Спергеля и Пресса [79], имеем

$$\left(\frac{Q}{e}\right)_{\text{ВП}} \leq 3 \cdot 10^{-17} \left[ \left(\frac{1 \text{ мкГс}}{B}\right) \left(\frac{1 \text{ кпс}}{x_G}\right) \right]. \quad (15.33)$$

Это ограничение выражается через обычно используемые оценки: типичное значение галактического магнитного поля в окрестности Солнца может быть порядка 2–3 мкГс вдоль эффективной длины пути порядка килопарсека или более (см. [326]).

*Время жизни.* Сразу после регистрации нейтрино от СН 1987А многие исследователи отметили, что этот факт свидетельствует о том, что время жизни антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  с энергией 10 МэВ должно превышать  $10^5$  лет. В более формальном виде это утверждение можно выразить соотношением

$$t_0 \gtrsim 5 \cdot 10^5 \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}}\right) \text{ с}, \quad (15.34)$$

где  $t_0$  — время жизни  $\bar{\nu}_e$  в покое. Но в этом доводе существует лазейка. Если, например, антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  от СН 1987А представляет собой линейную комбинацию собственных состояний двух масс, то более тяжелое состояние могло бы распасться, а более легкое могло бы остаться стабильным и достичь Земли. Фримен, Хабер и Фриз [171] рассматривали модели, в которых быстрые распады  $\nu_e$  являются разрешенными, когда включены все эффекты МСВ-смешивания.

*Предельная скорость.* Скорость света играет двойную роль в специальной теории относительности. С одной стороны, она представляет собой предельную скорость для всех объектов независимо от их природы. С другой стороны, она является скоростью особой частицы, а именно фотона. Стодольский [598] пришел к выводу, что приближенное равенство времен прихода нейтрино и фотонов от СН 1987А

позволяет осуществить точную проверку гипотезы специальной теории относительности о том, что предельная скорость является одной и той же для всех видов излучения. С учетом большой величины неопределенности  $\sim 10$  ч в оценках совпадения времен прихода первых фотонов и интенсивного всплеска нейтрино Стодольский [598] отметил, что скорости фотонов и нейтрино не могут различаться более чем на  $10^{-8}$ , что близко к точности, с которой известна скорость света.

*Геодезические линии.* Регистрация нейтринного всплеска в пределах нескольких часов относительно оптической вспышки от СН 1987А служит новой проверкой принципа слабой эквивалентности и демонстрирует тот факт, что в гравитационном поле Галактики нейтрино и фотоны следуют по одним и тем же траекториям [381, 415]. Максимально возможное расхождение можно вычислить в предположении (неправдоподобном), что разница во времени прихода нейтрино и фотонов была вызвана исключительно прохождением через галактическое гравитационное поле. Нейтрино были зарегистрированы 23 февраля в 23,32 UT [124, 330], а первое увеличение оптической яркости наблюдалось в 23,443 UT [432], т. е. всего на 3 ч позже. Лонго [415], а также Краусс и Тримейн [381] рассмотрели область гравитационных потенциалов Галактики, которая перекрывает диапазон, допускаемый измерениями кривой галактического вращения. Их результаты показывают, что фотоны и нейтрино двигались по одним и тем же траекториям с точностью не хуже 0,5%.

*Число типов нейтрино.* В принципе наблюдения сверхновой дают ограничения на число различных флейворов нейтрино, испускание которых приводит к охлаждению нейтронной звезды, так как полная энергия, унесенная всеми типами нейтрино, не может превышать ее энергию связи. Учитывая (15.1) и (15.22), получаем

$$N_{\text{фл}} \cong \frac{E_b}{2E_{\text{набл}}(\bar{\nu}_e)} \lesssim \frac{(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^1}{2(6,1_{-3,6}^{+3,5})D_{50}^2}, \quad (15.35)$$

где  $N_{\text{фл}}$  — число флейворов нейтрино в предположении, что  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  рассматриваются как один флейвор. Используя крайние пределы неопределенностей, чтобы остаться на почве реальности, находим, что решения (15.35) имеются для всех значений  $N_{\text{фл}}$ , расположенных между 1 и 8. Этот вывод является более пессимистичным, чем многие опубликованные в литературе результаты.

*Динамические ограничения.* Некоторые авторы получили сильные

ограничения на магнитный момент электронных нейтрино, доказывая, что большие величины моментов привели бы к взаимодействиям внутри звезды, которые можно исключить на основе существующих наблюдений. При такой аргументации предполагается, что условия внутри SN 1987A во время коллапса и генерации нейтрино понятны достаточно хорошо, чтобы характеристики звездного ядра можно было использовать для выполнения приближенных расчетов частоты взаимодействий с переворачиванием спина. Если это допущение является верным, то имеем (см., например, [97, 291, 401])

$$\mu_{\text{эстр}} \lesssim 10^{-12} \mu\text{В}. \quad (15.36)$$

Раффелт и Секель [504] (см. также [97]) доказали, что наблюдаемую величину характерного времени нейтринного охлаждения SN 1987A можно использовать для получения сильных ограничений на отношение константы сцепления для правостороннего взаимодействия  $G_{RH}$  к обычной фермиевской константе сцепления для токов с левым вращением  $G_F$ . Если процесс охлаждения нейтронных звезд понят хорошо, то из этих аргументов следует, что для правосторонних взаимодействий

$$\epsilon = \frac{G_{RH}}{G_F} \lesssim 10^{-4} \quad (15.37)$$

в предположении о наличии либо нейтральных, либо заряженных токов.

До тех пор пока проблема солнечных нейтрино не решена, некоторые ученые будут с осторожностью относиться к выводам типа (15.36) и (15.37), которые основаны на предполагаемом понимании динамики звездного коллапса. Эволюция Солнца на временной шкале  $\sim 10^{10}$  лет при плотностях  $\sim 10^2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  слабо сравнима с коллапсом звезды (при характерных временах порядка миллисекунд и ядерных плотностях). Если мы не понимаем эволюцию звезд главной последовательности типа Солнца, то, возможно, не понимаем и неравновесные звездные коллапсы.

## 15.6. Ожидаемое число событий в детекторах

Сколько нейтринных событий наблюдалось бы от стандартного коллапса звезды в пределах Галактики? Необходимая для ответа на этот вопрос информация имеется в предшествующих главах и разделах, в

Таблица 15.5. Некоторые сечения, усредненные по тепловому спектру нейтрино. Температура  $T$  выражена в МэВ, а сечения — в  $10^{-46} \text{ см}^2$

$T$	$\sigma(^2\text{H})_{\text{abs}}$	$\sigma(^2\text{H})_{\text{nc}}$	$\sigma(^{37}\text{Cl})_{\text{abs}}$	$\sigma(^{40}\text{Ar})_{\text{abs}}$	$\sigma(^{71}\text{Ga})_{\text{abs}}$
3.0	3.3E+04	1.3E+04	4.5E+04	3.8E+04	8.5E+04
4.0	6.5E+04	2.7E+04	9.9E+04	8.4E+04	1.7E+05
5.0	1.0E+05	4.3E+04	1.7E+05	1.4E+05	2.6E+05
6.0	1.4E+05	5.7E+04	2.5E+05	2.1E+05	3.5E+05
4.1	6.8E+04	2.9E+04	1.05E+05	8.9E+04	1.75E+05

которых описывается то, как можно рассчитать нейтринные сечения (гл. 8), рассказано о детекторах, которые, вероятно, будут работать в будущем (гл. 10–14), и приведены характеристики стандартного звездного коллапса (разд. 15.1).

В табл. 15.5 представлены сечения поглощения нейтрино, которые вычислены для нескольких различных температур (включая наилучшую оценку для SN 1987A, равную 4,1 МэВ). Эти сечения получены усреднением по предполагаемому спектру Больцмана. Для более высоких температур следует рассмотреть энергии, значительно превышающие 30 МэВ, чтобы получить точные значения полных сечений; это означает, что окончательные результаты для  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{71}\text{Ga}$  остаются неопределенными из-за поправок на запрещенные слабые взаимодействия (см. разд. IV.D в работе [83]). Неопределенности сечений для  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{40}\text{Ar}$ , вероятно, меньше или порядка 25%, в то время как для  $^{71}\text{Ga}$  сечения известны с точностью по крайней мере до множителя 2. Относительно хорошо известно сечение поглощения на дейтерии (см. разд. 8.1.G), а также сечение поглощения антинейтрино в обычной воде.

Табл. 15.6 показывает число событий, которое образует галактическая нейтринная бомба в ряде детекторов солнечных нейтрино<sup>1)</sup>, рассмотренных в предыдущих главах. Параметры коллапса взяты из табл. 15.1, расстояние от Солнца до коллапсирующей звезды принято равным около 10 кпс (см. табл. 15.2), температура электронных нейтрино предполагается равной 5 МэВ.

<sup>1)</sup> Для рассматриваемых здесь энергий нейтрино сечения поглощения много меньше сечений рассеяния. Значит, надо рассчитывать число протонов в детекторах LVD и Супер-Камиоканде по числу электронов, указанному в гл. 14.

**Таблица 15.6.** Число событий от нейтрино и антинейтрино\* согласно модели стандартного звездного коллапса (см. табл. 15.1). Расстояние до коллапса предполагается равным 10 кпс. Детекторы LVD и H<sub>2</sub>O (Супер-Камиоканде) чувствительны в основном к  $\bar{\nu}_e$ ; другие детекторы чувствительны преимущественно к  $\nu_e$ . События, обусловленные взаимодействиями через нейтральные токи, сюда не включены

Детектор	Масса, кт	Число событий
<sup>71</sup> Ga	0,03	0,4
<sup>37</sup> Cl	0,62	6,0
D <sub>2</sub> O	1,0	1E + 0, 2
LVD	1,8	6E + 0, 2*
<sup>40</sup> Ar	3,0	10
H <sub>2</sub> O	22	6E + 0, 3*

\* Главным образом от антинейтрино.

Детекторы Супер-Камиоканде и LVD будут регистрировать наибольшее число событий. Эти два детектора чувствительны в основном к электронным антинейтрино, которые регистрируются через их поглощение протонами. В обозримом будущем хлорный детектор останется единственным, который сможет дать отчетливый сигнал от  $\nu_e$ , образованных в процессе коллапса звезды в Галактике.

Что можно сказать о мюонных и тау-нейтрино ( $\nu_\mu, \nu_\tau$ ), а также об их античастицах  $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ? Эти частицы дадут малый вклад в сигнал от рассеяния нейтрино  $\nu_e$  в детекторах с H<sub>2</sub>O, D<sub>2</sub>O и жидким аргонном, но даже высокая степень направленности, связанная с рассеянием нейтрино на электроны, может оказаться недостаточной для получения четко выделенного сигнала.

Наибольшую вероятность увидеть четкий сигнал от  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  дает, по-видимому, распад дейтрона через нейтральные токи, описываемый соотношением (14.3). При захвате нейтрона отдачи, например, ядром хлора <sup>35</sup>Cl, который можно ввести в мишень детектора, образуется характерный гамма-квант высокой энергии (см. обсуждение регистрации нейтральных токов в разд. 14.1). Бакал, Кубодера и Ногава [70] нашли, что при стандартном звездном коллапсе в Галактике

в одной килотонне дейтериевого детектора будет образовано около 10<sup>3</sup> событий от взаимодействий через нейтральные токи, почти все они будут обусловлены мюонными и тау-нейтрино и антинейтрино. Посредством анализа отчетливо выделенного хвоста во временной последовательности событий могут быть найдены также массы мюонных и тау-нейтрино, если они превышают 100 эВ.

## Библиографические примечания

1. Статья [9] представляет собой доклад о наблюдениях возможной вспышки нейтрино на Баксанском нейтринном телескопе (БНТ). Сначала многие астрономы и физики не верили, что сигнал связан с SN 1987A, поскольку время его регистрации на БНТ расходилось со временем, зафиксированным на большем детекторе IMB. Впоследствии исследователи обнаружили, что баксанские часы могли быть неточны.

2. Авторы работы [27] через два года после открытия нейтрона сделали изумляющее предположение, что вспышка сверхновой представляет собой коллапс нормальной звезды с превращением в звезду, состоящую из нейтронов. Была дана точная оценка энергии, высвобождаемой при образовании нейтронной звезды.

3. В работе [118] прекрасным языком дано ясное физическое описание того, как взрываются сверхновые. Это то, что каждый физик хочет знать, а каждому астроному следует знать.

4. Статья [147] — это библия ядерной астрофизики.

5. В статьях [124, 330] описана историческая регистрация нейтрино от сверхновой двумя водно-черенковскими детекторами.

6. Монография [578] представляет собой прекрасное физическое рассмотрение многих проблем, касающихся астрофизики высоких энергий.

7. *Supernovae: A Survey of Current Research* (eds. M. J. Rees, R. J. Stonehan), Dordrecht: Reidel, 1982. Этот сборник — настоящий клад. Он содержит проницательные статьи большинства лидеров в этой области науки.

8. Статья [674] — оригинальная работа, в которой делается вывод о том, что детекторы антинейтрино могли бы установить ограничения на массы нейтрино, образованных в сверхновых. Простая и прекрасная статья.

# 16. Краткий обзор и направления будущих исследований

## Краткое содержание

Нейтринная астрофизика находится на переходном этапе. Число действующих экспериментальных установок по регистрации солнечных нейтрино за предстоящие несколько лет возрастет по крайней мере до пяти по сравнению с двумя детекторами в течение последних 25 лет. Новые данные, возможно, позволят установить, кто “виноват” в расхождении между наблюдениями и теорией — астрофизика или новая физика. Энергетический спектр падающих нейтрино является главным экспериментальным признаком, который позволит сделать выбор между альтернативными способами объяснений. Информация о спектре будет получена с помощью сравнения результатов, извлекаемых из радиохимических экспериментов, которые имеют различные дифференциальные чувствительности к энергии, и из непосредственных наблюдений электронов, генерируемых при поглощении высокоэнергетических нейтрино.

За последние 25 лет удалось добиться значительных успехов. Достигнутое, однако, кажется несущественным по сравнению с тем, что предстоит совершить.

В настоящей главе дается краткий обзор ряда областей, в которых удалось добиться главных успехов, и наиболее острых проблем, которые требуют решения в ближайшем будущем.

## 16.1. В чем нуждается нейтринная астрофизика?

Нейтринная астрофизика нуждается в большем количестве экспериментов.

Для измерения энергетического спектра отдельных источников солнечных нейтрино требуются прецизионные эксперименты по изучению поглощения нейтрино. Необходимы тщательные измерения нейтральных токов для определения суммарного потока нейтрино независимо от их флейвора. Исследуя угловое распределение электронов отдачи в экспериментах по  $\nu$ - $e$ -рассеянию, можно показать, что нейтрино приходят от Солнца; те же эксперименты могут помочь в определении потоков нейтрино с различными флейворами. Получить информацию об отдельных нейтринных взаимодействиях, которые обеспечивают диагностику солнечных недр, помогут радиохимические эксперименты с различными дифференциальными энергетическими порогами. Геохимические эксперименты предоставляют уникальные возможности для того, чтобы установить пределы временной изменчивости потоков нейтрино на астрономической шкале времени.

Измерению подлежат многие величины. Для каждого источника нейтрино (например,  $p-p$ -реакция, распад  ${}^7\text{Be}$  или  ${}^8\text{B}$ ) следовало бы измерять суммарное число нейтрино, падающих на Землю, спектр нейтрино по энергиям, флейворное содержание входящего пучка и временную зависимость потока нейтрино. Кроме того, в проведении нейтринных экспериментов должна быть кратность (дублирование) для того, чтобы избежать ошибочных интерпретаций результатов из-за незнания систематических эффектов, которые могут испортить показания отдельных детекторов или технических устройств. До настоящего момента лишь два эксперимента по солнечным нейтрино были реализованы за всю 25-летнюю историю проблемы. За этот период уверенно наблюдалась лишь одна сверхновая. Эти пионерские эксперименты уже представляют собой большой успех (достаточный для того, чтобы оправдать написание целой книги по данной проблеме), однако они являются лишь каплей в ведре воды по сравнению с тем, что должно быть сделано.

В противоположность этому существует благоприятная ситуация в отношении лабораторных измерений массы  $\nu_e$ . Имеется примерно 20 высокоточных установок (действующих или планируемых), которые чувствительны к массе нейтрино в интервале 5–50 эВ. Много

других экспериментов было осуществлено в прошлом. Большая доля этих экспериментов сравнима по трудности выполнения с солнечным нейтринным экспериментом. Единственный физический параметр, который может быть измерен или ограничен в лабораторных условиях, — это масса  $m_{\nu_e}$ . Тем не менее экспериментальная ситуация остается противоречивой и продолжают развиваться новые важные направления лабораторных методов.

Для поиска распада протона или безнейтринного двойного  $\beta$ -распада осуществляются другие многочисленные эксперименты, требующие большой изобретательности и искусства. Эксперименты в обеих этих областях частично совпадают по некоторым физическим целям и техническим приемам с наблюдениями солнечных нейтрино.

Солнечные нейтрино помимо массы  $\nu_e$  характеризуются многими другими физическими параметрами, которые могут играть важную роль. На результаты наблюдений могут оказать влияние массы и углы смешивания по крайней мере трех нейтринных флейворов. Соответствующий диапазон масс занимает по меньшей мере четыре порядка величины — от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  эВ, а соответствующие углы смешивания занимают интервал шириной почти два порядка величины. Даже электромагнитные моменты нейтрино и частоты их распада соотносятся должным образом. Кроме того, измерения потоков и спектров нейтрино от индивидуальных источников необходимы для астрономической диагностики.

Чтобы солнечная нейтринная астрофизика выполнила свое обещание, чтобы хорошо измерить некоторые важные физические и астрофизические параметры, необходимо выполнить ряд различных экспериментов. Для получения ответов на уже поставленные вопросы о солнечных нейтрино и измерения некоторых самых важных физических и астрофизических параметров эксперименты должны включать в себя радиохимические измерения на современном уровне, установки по рассеянию электронов с хорошим угловым разрешением, спектральные измерения для борных и  $\nu_{pp}$ -нейтрино, эксперименты с нейтральными токами по измерению потоков нейтрино высокой и низкой энергий, точные измерения потока и формы линии в случае нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$ , тесты на временные вариации потока нейтрино и точные измерения потока и энергетического спектра  $\nu_{pp}$ -нейтрино. Если для измерения некоторых из тех же самых величин разными способами нужно использовать более чем один метод, то приведенный список показывает, что должно быть завершено минимум 10 экспериментов.

Чтобы использовать преимущества новых экспериментальных ме-

тодов, которые получают развитие в следующем десятилетии, и уникальные возможности, предоставляемые солнечными нейтрино для изучения как физики слабых взаимодействий, так и звездных недр, мощная программа наблюдений к концу текущего столетия должна включать в себя 20 и более экспериментов.

## 16.2. Детекторы солнечных нейтрино

Главным в будущей программе исследований солнечных нейтрино будут измерения энергетического спектра электронных нейтрино  $\nu_e$  (с помощью экспериментов по поглощению с заряженными токами) и суммарного потока нейтрино (по измерениям нейтральных токов). На более продолжительном масштабе времени можно построить детекторы для наблюдения отдельных низкоэнергетических источников, таких, как  $\nu_{pp}$ - и  $\nu_{pe}$ -реакции, а также распад  ${}^7\text{Be}$ . Наблюдения этих источников нейтрино обеспечат диагностику солнечных недр на большой глубине и позволят установить специфические ограничения на возможные физические процессы за пределами стандартной модели электрослабых взаимодействий.

### А. Спектральные измерения

Измерения энергий электронов, генерируемых при поглощении нейтрино, могут определить энергетический спектр падающих нейтрино. Электрон уносит с собой по существу всю имеющуюся энергию нейтрино (выше данного порога), поскольку барионные поглотители намного тяжелее электрона. Стандартную форму энергетического спектра нейтрино от каждого ядерного источника можно рассчитать точно. Нестандартная солнечная физика может изменить величину потока нейтрино от данного источника, но не форму энергетического спектра.

Если измеренная форма энергетического спектра борных нейтрино отличается от стандартной формы, то тогда должна вступать в свои права новая физика — за пределами модели электрослабых взаимодействий.

В экспериментах SNO (тяжелая вода), ICARUS (жидкий аргон), BOREX ( ${}^{11}\text{B}$ ) и  ${}^{115}\text{In}$  можно было бы измерять спектр борных нейтрино при энергиях электронов отдачи выше нескольких МэВ. Представляется вероятным, что два или более из этих экспериментов удастся осуществить в течение следующего десятилетия. В допол-



нение к четырем предложенным экспериментам, упомянутым выше, следует осуществить по меньшей мере одно измерение энергетического спектра нейтрино при высоком отношении сигнал/шум, используя другой детектор и новую наблюдательную технику. Необходимо исследовать возможность использования  $^{19}\text{F}$  в качестве мишени, поскольку фторный детектор обладает рядом преимуществ (экспериментальных и теоретических).

Все эксперименты с продемонстрированной способностью измерять энергетический спектр сконцентрированы на высокоэнергетическом хвосте (выше 5 МэВ) энергетического спектра солнечных нейтрино. Не существует ни одного эксперимента, выполнимость которого была бы продемонстрирована и который мог бы измерять энергетический спектр нейтрино от низкоэнергетических солнечных источников. Измерение энергетического спектра нейтрино от низкоэнергетических источников представляет собой наиболее трудный, но, возможно, потенциально самый продуктивный экспериментальный вызов.

## Б. Измерения нейтральных токов

Измерения нейтральных токов являются "слепыми" по отношению к флейвору нейтрино (идеальные эксперименты "равных возможностей"), но чувствительны к суммарному количеству нейтрино данной энергии, которые падают на детектор. Даже если флейвор нейтринного пучка изменяется за счет осцилляций в вакууме или в веществе, спектр энергий, приходящих на Землю, будет таким же, как спектр нейтрино в момент их генерации. Частота событий, индуцируемых нейтральными токами, является одинаковой как для пучка, который подвергся полному смешиванию, так и для пучка, который не испытал каких-либо изменений. Однако темп счета в экспериментах с поглощением или рассеянием нейтрино может сильно измениться из-за изменений флейворного содержания нейтрино в пучке.

Эксперименты по измерению нейтральных токов в сочетании с измерениями поглощения и рассеяния для определения нормировки потока  $\nu_e$  позволяют выяснить, существуют ли новые физические закономерности за пределами стандартной модели электрослабых взаимодействий.

В настоящее время в стадии развития находятся два эксперимента по изучению нейтральных токов — SNO и BOREX. Детектор SNO на тяжелой воде может выявить суммарное число борных нейтрино, которые расщепляют дейтерий. Такое расщепление за счет нейтраль-

ных токов можно откалибровать, используя поглощение нейтрино дейтерием; отношение эффективных сечений расщепления и поглощения может быть рассчитано с точностью до 1/2%. Эффективные сечения расщепления и поглощения отдельно могут быть вычислены с точностью до  $\sim 10\%$ . В эксперименте BOREX можно изучать как возбуждение  $^{11}\text{B}$  через нейтральные токи, так и поглощение нейтрино за счет заряженных токов. Эффективные сечения необходимо в некоторых случаях оценивать численно, используя оболочечную модель ядра. Ни угловое, ни энергетическое распределения не могут быть измерены в любом из двух указанных экспериментов по изучению нейтральных токов.

Для изучения нейтральных токов обнадеживающим является метод когерентной ядерной отдачи, который сейчас активно развивается. Для типичных рассматриваемых мишеней эффективные сечения для когерентного рассеяния могут быть в  $10^3$  раз больше, чем для некогерентного поглощения или возбуждения. В настоящее время исследуются несколько обещающих схем, которые могут работать при низких температурах и могут быть откалиброваны при помощи реакторных антинейтрино.

Дополнительные эксперименты по изучению нейтральных токов были бы в высшей степени необходимы.

## В. Детекторы pp- и pep-нейтрино

Детекторы на галлии  $^{71}\text{Ga}$  (их намереваются использовать коллаборации GALLEX и SAGE) являются единственными строящимися установками, которые смогут детектировать нейтрино от фундаментальной pp-реакции. Стандартная солнечная модель предсказывает, что около половины скорости счета в галлиевых экспериментах обусловлено pp- и pep-нейтрино. Наиболее нестандартные солнечные модели предсказывают скорости захвата в детекторах на  $^{71}\text{Ga}$ , которые близки к значению, вытекающему из стандартной модели. Минимальная ожидаемая скорость захвата, согласующаяся с ядерным синтезом, непрерывно поддерживающим светимость Солнца, составляет 61% значения, предсказываемого стандартной солнечной моделью, — при условии, что на нейтрино не действуют никакие физические процессы, выходящие за пределы стандартной модели электрослабых взаимодействий. Однако при некотором подборе параметров для MCB-эффекта в галлиевом эксперименте можно получить скорость счета, составляющую менее 10% величины, ожидаемой из стандартной солнечной модели.

Результаты двух галлиевых экспериментов позволят исключить ряд предлагаемых решений проблемы солнечных нейтрино, которые обсуждаются в настоящей книге. Нам остается подождать всего несколько лет, чтобы узнать, какие разделы книги следует вырезать.

Поток низкоэнергетических  $\bar{\nu}\nu$ - и  $\nu\nu$ -нейтрино можно рассчитать с точностью до нескольких процентов с помощью стандартной модели. Такое точное предсказание заслуживает и точной проверки.

Галлиевые детекторы чувствительны ко всем источникам солнечных нейтрино, так что можно ожидать, что в дополнение к  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино значительный вклад в скорость счета будут давать нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ . Отклик детекторов с галлием на борные нейтрино остается неясным из-за трудности вычисления эффективных сечений поглощения для переходов к возбужденным состояниям  ${}^{71}\text{Ge}$ . Суммарная теоретическая неопределенность для галлиевого детектора составляет при различных предполагаемых спектрах нейтрино  $\sim 10\%$ . Чтобы выполнить точное измерение потока  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино, необходимо построить низкоэнергетический детектор, который был бы в состоянии измерять энергии отдельных событий, инициированных нейтрино, или был бы чувствителен только к  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино.

Изучаются низкотемпературные детекторы, которые могли бы измерять суммарный поток  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино, достигающих Земли, и, возможно, измерять их энергетический спектр. Основной принцип подобного детектора состоит в том, что при низких температурах малая энергия способна вызвать большой эффект. Значительного прогресса удалось добиться в исследовании детекторов, которые могут быть чувствительными к когерентному рассеянию нейтрино на ядрах. В параллельной серии исследований изучаются прототипы силиконовых детекторов, которые могли бы регистрировать энергию, накапливаемую при рассеянии нейтрино на электронах в виде баллистических фононов. Многообещающим является детектор  $\nu$ - $e$ -рассеяния  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино, работающий на сверхтекучем гелии.

Низкотемпературные детекторы предлагают перспективу большого прорыва, хотя, возможно, пройдет лет десять, прежде чем их использование приведет к полномасштабному эксперименту по солнечным нейтрино.

Эксперимент на  ${}^{115}\text{In}$  мог бы детектировать как  $\bar{\nu}\nu$ -, так и  $\nu\nu$ -нейтрино, хотя фон от естественной радиоактивности индия трудно устранить. Эффективные сечения поглощения нейтрино изотопом  ${}^{115}\text{In}$  следует откалибровать с помощью мощного лабораторного источника  ${}^{51}\text{Cr}$ .

## Г. Детекторы бериллиевых нейтрино

Линия в спектре нейтрино с энергией 0,86 МэВ несет в себе много информации. Измерение интенсивности потока бериллиевых нейтрино позволило бы определить относительную частоту двух главных мод на конце цепочки  $\bar{\nu}\nu$ -взаимодействий в солнечных недрах. Ширина указанной линии нейтрино определяется распределением температуры и плотности в солнечном ядре. В свою очередь от ширины линии зависит форма энергетического спектра электронов отдачи. Нормировка потока бериллиевых нейтрино была бы решающим диагностическим средством при выборе тех модификаций стандартных электрослабых моделей, которые являются предпочтительными (если это имеет место). Разброс по энергиям мал по сравнению со средней энергией нейтринной линии. Если бы поток бериллиевых нейтрино  $\nu_e$  можно было измерить, то на модификации теории электрослабых взаимодействий можно было бы наложить жесткие ограничения, поскольку ожидаемый эффект не нужно усреднять по широкому спектру энергий (как это имеет место в случае борных нейтрино).

Детектор для поглощения нейтрино на  ${}^{115}\text{In}$  мог бы определить суммарный поток бериллиевых нейтрино. Энергия электронов отдачи при поглощении нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$  является более высокой, чем у электронов интенсивного фона от естественной радиоактивности  ${}^{115}\text{In}$ . Эффективное сечение поглощения бериллиевых нейтрино можно откалибровать с помощью лабораторного источника  ${}^{51}\text{Cr}$ .

Осуществимым и недорогим (по сравнению с другими экспериментами по солнечным нейтрино) является радиохимический эксперимент, использующий бром  ${}^{81}\text{Br}$ . Относительный вклад нейтрино от распада  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  в экспериментальную скорость счета зависит от неизвестного отношения их потоков вблизи Земли. Если поток борных нейтрино уменьшается в 4 раза по сравнению со стандартным уровнем, а поток бериллиевых нейтрино не испытывает заметного уменьшения, то частота событий от бериллиевых нейтрино в детекторе  ${}^{81}\text{Br}$  в 2 раза превышает частоту событий от борных нейтрино. Для точной интерпретации результатов ядерные матричные элементы следовало бы определить в лаборатории, используя в качестве калибровочного источника  ${}^{51}\text{Cr}$  и тщательно исследуя метастабильное состояние криптона  ${}^{81}\text{Kr}$  с энергией 190 кэВ.

Эксперименты по  $\nu$ - $e$ -рассеянию могут обнаружить характерный излом в распределении электронов отдачи вблизи максимальной энергии отдачи 0,665 МэВ. Вместо обрывистого падения интенсивности до нуля, как это показано на иллюстративном рис. 8.5 в настоящей

книге, распределение по энергиям отдачи имеет небольшую тепловую ширину порядка 1 кэВ, которая может быть в будущем обнаружена низкотемпературным детектором.

#### Д. Детекторы нейтрино от цикла CNO

Реакции синтеза CNO ответственны лишь за 1,6% всей генерируемой энергии в рамках стандартной солнечной модели, однако по общему убеждению они являются основным источником энергии синтеза в звездах главной последовательности, которые несколько массивнее Солнца. Измерение одного или более потоков нейтрино от цикла CNO было бы полезной проверкой стандартной солнечной модели. Экспериментальный верхний предел на потоки нейтрино, даже более строгий, чем получается из наблюдений на хлорном детекторе, послужил бы ценным ограничением для звездных моделей. Большой интерес представляет поток нейтрино от  $^{17}\text{F}$ , поскольку он пропорционален исходному содержанию кислорода, однако в настоящее время неизвестны методы наблюдений, которые позволили бы измерить этот поток.

Детектор на  $^7\text{Li}$  мог бы обеспечить полезное измерение потоков нейтрино от цикла CNO, особенно потока нейтрино от  $^{15}\text{O}$ . Для литиевой мишени эффективные сечения поглощения нейтрино можно вычислить точно, химические реакции в детекторе не являются сложными, а сам детектор стоит недорого. Трудности эксперимента связаны с тем, что необходимо разработать метод счета образующихся атомов  $^7\text{Be}$ . Относительный вклад нейтрино от цикла CNO и  $^8\text{B}$  в скорость поглощения литием зависит от того, какой из потоков подавлен сильнее. Если, например, поток нейтрино  $\nu_e$  от  $^8\text{B}$  в 4 раза меньше по сравнению с предсказанием стандартной солнечной модели и если низкоэнергетические нейтрино от цикла CNO не подавляются, то эти нейтрино будут вызывать в детекторе примерно в 3 раза больше событий, чем борные нейтрино.

#### Е. Временные вариации

Данные наблюдений на хлорном детекторе массой 0,6 кт допускают то, что скорость захвата нейтрино может изменяться со временем, возможно, с циклом 11 лет. К сожалению, существующий детектор мал и не позволяет накапливать большое число событий в год (в самом лучшем случае порядка  $10^2$  событий в течение года). Чтобы определить, соответствуют ли реальным вариациям интригующие

предположения об изменчивости темпа счета детектора, необходимо выполнить тщательное слежение за скоростью захвата в существующем детекторе еще по меньшей мере в течение второй половины текущего солнечного цикла. Если вариации будут установлены, то почти все интерпретации средней частоты событий 2 SNU придется пересмотреть. Единственное из предлагаемых теоретических объяснений проблемы солнечных нейтрино, в котором предсказываются вариации с временным масштабом порядка нескольких лет, опирается на предположение о том, что нейтрино обладает большим магнитным моментом — на много порядков величины больше, чем ожидают на основе стандартных представлений о физике частиц, а также больше, чем следует из астрофизических ограничений.

Для того чтобы осуществить строгую проверку вариабельности потока нейтрино, требуются детекторы с высокой скоростью счета. Ожидаемая скорость счета для предлагаемого детектора SNO составляет  $\sim 10^4$  событий в год при поглощении борных нейтрино дейтерием — скорость, которая представляется достаточно большой для выполнения точных проверок временных зависимостей. Некоторые из детекторов следующего поколения по изучению  $\nu$ - $e$ -рассеяния (например, LVD и Супер-Камиоканде) и ряд детекторов прямого счета поглощенных нейтрино (например, большой ICARUS-детектор и BOREX) также могут иметь достаточно высокие скорости счета для точного изучения вариабельности. К сожалению, Камиоканде II и галлиевые детекторы (GALLEX и SAGE) имеют довольно малые массы для исследований вариабельности, хотя детектор Камиоканде II может обеспечить верхние пределы, сравнимые или превосходящие темп счета существующего хлорного детектора. Значительно превосходящий по своим размерам хлорный детектор некоторое время разрабатывался советской группой исследователей солнечных нейтрино; детектор больших размеров мог бы послужить средством для полезной проверки существующего эксперимента и как полезное контролирующее устройство для возможных временных зависимостей потока нейтрино<sup>1)</sup>.

Регенерация  $\nu_e$  в Земле за счет MCB-эффекта может привести к тому, что нейтринная светимость Солнца ночью будет казаться ярче, если вести регистрацию электронных нейтрино. Это явление можно эффективно исследовать с помощью детекторов, работающих в реальном времени, которые регистрируют индивидуальные события,

<sup>1)</sup> Этот детектор на базе ВНО пока находится в стадии планирования. — Прим. ред.

детекторов  $\nu$ - $e$ -рассеяния и детекторов поглощения, а также с помощью хлорного детектора (путем продувания резервуара 2 раза в сутки). Вероятность наблюдения временных эффектов за счет регенерации  $\nu_e$  в Земле *a priori* невелика, поскольку доступные наблюдениям вариации имеют место лишь для небольшой доли возможного пространства решений относительно параметров МСВ-эффекта. Однако произведение вероятности на статистическую значимость велико. Если бы эффект "день — ночь" или эффекты, обусловленные регенерацией, удалось наблюдать, то параметры нейтрино (углы смешивания и разности масс) для МСВ-эффекта можно было бы точно определить.

Всегда существует возможность для сюрпризов. Детекторы реального времени могут осуществлять интересные поиски возможных корреляций нейтринных событий с известными астрономическими явлениями, включая вспышки на Солнце и в звездных системах галактик.

### 16.3. Коллапсы звезд

Частота коллапсов звезд в Галактике является неопределенной и может быть оценена из наблюдений лишь при длительных исследованиях нейтрино. Среднее число коллапсов может быть где-то между единицей за каждые 10 лет до единицы за каждые 100 лет — в зависимости от того, какая доля коллапсов сопровождается оптически яркими явлениями, и от неопределенного числа массивных звезд в Галактике.

Наблюдения звездных коллапсов могут быть осуществимы вплоть до расстояний, где находится галактика Мессье 31 (туманность Андромеды), однако лишь при условии повышения чувствительности детекторов на два порядка величины по сравнению с чувствительностью ныне работающих детекторов. Даже если с помощью следующего поколения детекторов можно будет наблюдать коллапсы звезд в туманности Андромеды, ожидаемая полная частота регистрируемых коллапсов все еще будет оставаться неприемлемо малой, вероятно порядка одного коллапса каждые 5–50 лет.

Из-за неопределенности частоты, с которой могут наблюдаться события, детектор звездных коллапсов должен быть частью общей подземной наблюдательной установки. В идеальном случае в подземной лаборатории можно будет осуществить низкофоновые эксперименты в различных областях, включая изучение физики частиц (например,

распад протона или обнаружение монополя), исследования космических лучей, поиски источников нейтрино и гамма-квантов высокой энергии, проверки на предмет осцилляций с помощью нейтрино-от вторичных космических лучей и, конечно, солнечные нейтрино.

Исторические наблюдения сверхновой SN 1987A подтвердили три главные оценки, полученные с помощью стандартных моделей звездного коллапса. Наблюдения показывают, что полная выделенная энергия нейтрино  $\bar{\nu}_e$  ( $\sim 10^{53}$  эрг), средняя энергия на одну частицу (15 МэВ) и временная шкала теплового излучения (секунды) оказались приблизительно в пределах значений, ожидаемых из стандартных моделей звездного коллапса. Всего было зарегистрировано около 20 электронных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Этот скудный ряд данных позволил вычислить также полезные пределы для массы и заряда  $\nu_e$ , причем эти данные позволили получить некоторую информацию с целью проверки постулатов специальной и общей теории относительности. Однако единственными нейтрино, которые определено наблюдались, оказались электронные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Предполагается, что подавляющая часть энергии должна выделяться в виде нейтрино  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  и их античастиц. Единственным детектором, который будет работать в ближайшем будущем и будет чувствительным к  $\nu_e$  (а не к  $\bar{\nu}_e$ ), остается хлорный детектор.

Будущие детекторы должны сделать возможными наблюдения нейтрино  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  (и их античастиц) с помощью детекторов нейтральных токов или детекторов  $\nu$ - $e$ -рассеяния (в детекторе, где поглощение  $\bar{\nu}_e$  не подавляется рассеянием нейтрино на электронах). Одна из модификаций дейтериевого детектора SNO, предназначенная для изучения нейтральных токов, была бы чувствительной ко всем флейворам нейтрино и могла бы обнаруживать очень малые массы нейтрино  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  вплоть до 100 эВ.

Массивные детекторы могут разрешать некоторые динамические детали звездного коллапса при наблюдении достаточного числа событий для обнаружения временной эволюции взрыва. Предполагают, что коллапс и ранние фазы отскока могут дать слабый, но различимый сигнал. Начальная фаза может содержать  $\sim 1\%$  ( $10^{51,5}$  эрг) полной выделенной энергии, причем вся она может высвободиться в виде короткого всплеска длительностью около 10 мс и будет сосредоточена в одних только электронных нейтрино  $\nu_e$ . Остальные 99% выделенной полной энергии могут испускаться в течение значительно более продолжительного времени ( $\sim 10$  с), и, как принято считать, энергия распределяется примерно поровну между всеми флейворами нейтрино и антинейтрино.

Реликтовые нейтрино от вспышек сверхновых в прошлом в нашей Галактике и в более далеких галактиках могут быть наблюдаемы с помощью будущих детекторов, которые смогут измерять энергии отдельных позитронов отдачи (такие, например, как детекторы SNO, ICARUS, BOREX, Супер-Камиоканде и LVD). Ожидаемая анизотропия реликтовых антинейтрино может оказаться полезной для того, чтобы избавиться от фона земного или атмосферного происхождения. По данным детектора Камиоканде II, полученным примерно за год наблюдений в прекрасных экспериментальных условиях, был установлен верхний предел потока электронных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  порядка  $2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в области энергий 19–35 МэВ. Теоретические оценки ожидаемого потока являются неопределенными и зависят от неизвестной частоты звездных коллапсов в прошлом в других галактиках и от высокоэнергетического хвоста спектра антинейтрино, испущенных в различных коллапсах (например, от формирующихся в современную эпоху нейтронных звезд и черных дыр, от звездных коллапсов в более ранние эпохи и в течение периода формирования галактик). Различными авторами были получены потоки порядка  $(1-10^5) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при типичной энергии порядка 10 МэВ. Верхний предел, установленный в эксперименте Камиоканде II, является достаточным для того, чтобы “задушить” некоторые теоретические модели.

## 16.4. Эволюция звезд

### А. Радиационная непрозрачность

Температурный градиент в центре Солнца частично определяется непрозрачностью вещества по отношению к излучению. Если непрозрачность мала, то тепловая энергия, генерируемая в процессе ядерного синтеза, может выходить более свободно и при этом устанавливается меньший градиент температуры. Если непрозрачность усиливается, то для обеспечения выхода излучения и поддержания наблюдаемой поверхностной светимости Солнца требуется больший температурный градиент. Больший градиент температуры связан с более высокой температурой в центре Солнца и с более интенсивным потоком борных нейтрино. Поток этих нейтрино чувствителен к температурному градиенту, поскольку реакция синтеза, в которой рождается  $^8\text{B}$ , должна преодолевать кулоновский барьер; ионы на хвосте распределения по тепловым энергиям инициируют реакцию  $p + ^7\text{Be}$ .

Около 55% непрозрачности в центральных областях Солнца обусловлено обратным торможением на ионизованном водороде и гелии и рассеянием свободными электронами. Вклады этих процессов в непрозрачность можно рассчитать с точностью примерно 10%.

Оставшаяся доля непрозрачности (~45% суммарной) обусловлена связанно-свободным рассеянием тяжелыми элементами (элементами тяжелее гелия). Непрозрачность за счет рассеяния на тяжелых элементах служит причиной значительной, хотя и не доминирующей неопределенности в предсказаниях потоков солнечных нейтрино, сделанных на основе стандартной солнечной модели. Неопределенности в поглощении излучения тяжелыми элементами вытекают из приблизительного характера физических атомных моделей солнечной плазмы и из наблюдательных неопределенностей, обсуждаемых в следующем подразделе, в оценке содержания тяжелых элементов на поверхности Солнца.

Отсутствие определенности, касающейся численных значений радиационной непрозрачности, является существенным препятствием для продвижения в ряде проблем в теории звездной эволюции. В течение многих десятилетий астрономы находились в зависимости от одного первичного источника радиационной непрозрачности; детальные и точные алгоритмы расчета были развиты поэтапно талантливой группой исследователей из Лос-Аламосской национальной лаборатории. Новая усовершенствованная программа расчета непрозрачности в течение нескольких лет разрабатывалась в Ливерморской национальной лаборатории. Астрономы чувствовали себя неспособными соперничать с национальными исследовательскими и военными лабораториями, которые располагают огромными ресурсами для разработки программ расчета непрозрачности. После нескольких десятилетий работы физические модели атомных и плазменных процессов, на которых базируются расчеты непрозрачности, достигли уровня детального физического описания плазмы, участвующих в реакциях ионов и данных по атомной физике.

Для расчетов непрозрачности различным группам следовало бы использовать независимые подходы, чтобы разработать собственные компьютерные программы. До сих пор все расчеты непрозрачности были сосредоточены на получении по возможности наиболее точных численных значений, а не на определении диапазона возможных пределов их изменения. Новые расчеты могли бы привести к составлению таблиц непрозрачностей, которые вычислены в различных упрощающих приближениях в физическом описании или входных данных. Астрофизики тогда смогли бы использовать непрозрачности,

рассчитанные при различных предположениях, для оценки диапазона неопределенностей в их астрономических исследованиях.

В настоящей книге неопределенности в значениях непрозрачности предполагались равными разностям между наилучшими лос-аламосскими значениями, полученными в 1982 г., и соответствующим рядом предварительных значений, вычисленных независимо и одновременно группой исследователей Ливерморской национальной лаборатории. Эти оценки 1982 г. дают единственную возможность детального сравнения значений радиационной непрозрачности, которые были вычислены независимо по двум примерно одинаково совершенным программам для одинаковых условий и идентичного элементного состава вещества в солнечных недрах.

Если исходить из сравнения лос-аламосских и ливерморских расчетов, то получим, что неопределенности в вычислениях радиационной непрозрачности соответствуют неопределенности  $\sim 0,5$  SNU из суммарной предсказываемой для хлорного детектора скорости счета 7,9 SNU. С целью сравнения напомним, что суммарная неопределенность в предсказании стандартной модели составляет 2,6 SNU. Оцененная неопределенность в непрозрачности достигает 6% скорости счета, предсказанной стандартной моделью для хлорного детектора. Вычисления непрозрачности вносят неопределенность в предсказания скорости счета в других экспериментах по солнечным нейтрино, которые обсуждаются в настоящей книге; они составляют менее 1% для детекторов, чувствительных только к  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино, и достигают 8% для детекторов типа Камиоканде II, которые чувствительны прежде всего к нейтрино от распада  $^8\text{B}$ .

## В. Содержание тяжелых элементов

При конструировании стандартной модели предполагается, что современный химический состав вещества на солнечной поверхности отражает первоначальный состав всего Солнца для всех элементов тяжелее гелия. Относительное содержание водорода и гелия изменяется в процессе ядерного горения в солнечных недрах, однако содержание всех остальных, более тяжелых элементов, как полагают, не подвергается влиянию солнечной эволюции.

Предполагаемое содержание тяжелых элементов сильно влияет на расчетные значения радиационной непрозрачности. Наиболее важными элементами в определении расчетных потоков нейтрино являются следующие (в порядке их значимости): железо, кислород и магний. Например, если бы предполагаемое содержание железа отно-

сительно водорода изменилось вдвое, то ожидаемый поток борных нейтрино изменился бы примерно на 33%.

Основные неопределенности в определении содержания тяжелых элементов носят систематический, а не статистический характер. В настоящей книге частная неопределенность в оценке отношения содержания всех элементов к водороду  $Z/X$  предполагалась равной 19%. Эта оценка равна изменению за прошедшие 10 лет наилучшего значения  $Z/X$ , которое получается специалистами из систематических обзоров тщательных измерений содержания отдельных элементов, выполненных многими различными группами. Оценка ошибки, используемая здесь, несколько больше, чем неопределенность, которая получается при условии, если цитируемые неопределенности, публикуемые в литературе (которые часто являются неточными) по содержанию отдельных элементов, умножить на три и предположить, что они складываются некогерентно.

С оценкой ошибки, приведенной здесь, принятое значение начального отношения содержания тяжелых элементов к водороду приводит к неопределенности расчетного потока борных нейтрино около 25%. Соответствующие неопределенности для потоков бериллиевых и  $\bar{\nu}\nu$ -нейтрино составляют 11 и 1%.

За прошедшие два десятилетия наши знания о содержании тяжелых элементов на солнечной поверхности продвинулись существенно вперед. Однако оцененные ошибки все еще приводят к большим неопределенностям при расчете потока борных нейтрино.

## В. Нестандартные солнечные модели

В разрешении проблемы солнечных нейтрино могут помочь любые количественные проверки звездных моделей. Если физическое описание солнечных недр неправильно, то откуда могут вытекать доступные наблюдениям последствия для других звезд. Относительное число звезд, которые наблюдаются на различных фазах эволюции, разброс по яркости или цвету на данной фазе, возраст и химический состав звезд — все эти доступные наблюдения величины являются результатом звездной эволюции и могут показывать, до какой степени необходимы или допустимы модификации в стандартных расчетах эволюционных процессов.

Нестандартные солнечные модели должны быть рассчитаны с той же точностью, что и стандартные солнечные модели, т. е. оба типа моделей могут быть проверены как с помощью традиционных астрономических наблюдений, так и с помощью экспериментов по

солнечным нейтрино. Во все модельные расчеты следует включить наилучшие из имеющихся значения входных параметров и физических описаний. Необходимо определить диапазон возможных значений ожидаемого потока нейтрино и других измеряемых величин. Этого не было сделано для большинства нестандартных моделей, поскольку предложенные модификации оказались недостаточно специфичными и детальными для определения уникальной солнечной модели. Однако можно выполнить расчеты доступных наблюдениям следствий из нестандартных моделей, допуская широкий диапазон изменений переменных параметров.

Нестандартные солнечные модели, рассчитанные аккуратно, можно использовать для выяснения того, какие аспекты звездной эволюции являются критическими для понимания существующих данных наблюдений и какие аспекты могут потребовать модификации. Конструирование точных нестандартных солнечных моделей не является увлекательным занятием, но оно важно и должно продолжаться более активно.

### Г. Гелиосейсмология

Развитие гелиосейсмологии сделало изучение строения Солнца точной лабораторной наукой. Уже измерены тысячи частот солнечных акустических колебаний ( $p$ -моды), что дало информацию о плотности и химическом составе солнечных недр. Наблюдения находятся в согласии со стандартной солнечной моделью с типичной точностью не хуже 1% по частоте данной нормальной моды. Модель нормальных мод, предсказываемых стандартной солнечной моделью, с собственными функциями, которые зависят от радиального и углового квантовых чисел  $n$  и  $l$ , хорошо описывает наблюдаемые моды. Вращение и магнитные поля препятствуют вырождению сферически симметричных угловых собственных функций (характеризуемых числами  $n$  и  $l$ ) и приводят к характеристическому расщеплению мод, которое поддается измерениям.

Колебания  $p$ -моды чувствительны прежде всего к параметрам внешней области Солнца, причем наибольшие амплитуды достигаются в пределах солнечной конвективной зоны. В этой зоне важны как турбулентность, так и конвекция, которые могут быть ответственными за небольшие расхождения (на уровне в несколько десятых долей процента) в собственных частотах между рассчитанными по данным наблюдений и ожидаемыми периодами колебаний.

Был проведен уточненный теоретический анализ для разделения

наблюдаемых частот и для получения, например, скорости вращения как функции глубины относительно поверхности Солнца. Результаты согласуются со стандартной солнечной моделью, описанной в настоящей книге, хотя некоторые небольшие расщепления частот означают, что модель, возможно, нуждается в тонкой подгонке, для того чтобы добиться согласия со всеми данными наблюдений. До сих пор не имеется наблюдений, которые вступали бы в явное противоречие со стандартным модельным описанием солнечных недр.

Связь между нестандартными солнечными моделями и гелиосейсмологией можно было бы углубить при помощи точных расчетов частот колебаний  $p$ -моды для различных нестандартных моделей. Результаты теоретических расчетов можно было бы сравнить непосредственно с богатым массивом точных наблюдательных данных. Например, можно допустить, что скорость вращения солнечных недр в тысячу раз больше, чем скорость поверхностного вращения, и вычислить результирующие расщепления  $p$ -моды. Аналогичные расчеты можно было бы осуществить для нестандартных солнечных моделей с сильными внутренними магнитными полями. Могут уже найтись наблюдательные данные, которые позволили бы исключить некоторые нестандартные модели, обсуждаемые в настоящей книге, однако точных гелиосейсмологических теоретических расчетов пока не выполнено.

Частоты колебаний  $g$ -моды чувствительны к условиям в звездных недрах и могут служить для проверки нестандартных и стандартных моделей области ядерного синтеза внутри Солнца. Было предпринято много попыток зарегистрировать солнечные  $g$ -моды и сделано несколько публичных заявлений об их обнаружении. Однако между наблюдателями до сих пор нет согласия в том, что  $g$ -моды были действительно зарегистрированы.

### Д. Диффузия

В стандартных солнечных моделях, описанных в настоящей книге, не учитывается влияние диффузионных процессов, которые слегка меняют распределение элементного состава в радиальном направлении. Чтобы включить диффузионные процессы в наиболее точные стандартные солнечные модели, был разработан численный метод расчета, однако полных расчетов пока еще проведено не было. Две предварительные оценки показывают, что влияние диффузии на потоки нейтрино будет в общем мало, однако оно может увеличить расчетный поток борных нейтрино на величину порядка 10%. Стан-

дартные солнечные модели, которые будут рассчитаны в будущем, должны учитывать диффузионные процессы, поскольку они, как известно, имеют место и могут быть описаны достаточно точно с помощью уравнений, которые нетрудно включить в программу расчета эволюции.

## 16.5. Ядерная физика

### А. Эффективные сечения реакций в области низких энергий

Солнце светит благодаря реакциям нуклеосинтеза в солнечном ядре. Эффективные сечения соответствующих ядерных реакций в большой мере определяют расчетные потоки солнечных нейтрино. Например, поток борных нейтрино, полученный по стандартной солнечной модели, пропорционален скорости реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ . Поток рр-нейтрино зависит от отношения сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  к сечению реакции  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ . Если бы слияние четырех протонов в одну  $\alpha$ -частицу всегда завершалось реакцией  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ , то расчетный поток рр-нейтрино составлял бы около половины значения, предсказываемого стандартной солнечной моделью, с учетом измеренных значений для эффективных сечений синтеза.

В течение двух последних десятилетий было проведено много блестящих ядерно-физических экспериментов по точному измерению эффективных сечений при низких энергиях в реакциях синтеза, которые играют наибольшую роль для Солнца. Эти эксперименты показали, что неопределенности в скоростях ядерных реакций не несут ответственности в проблеме солнечных нейтрино. Однако значительные неопределенности в скоростях реакций все еще ограничивают количество информации, которая может быть получена из экспериментов по солнечным нейтрино относительно Солнца и слабых взаимодействий.

**Реакция  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ .** Наиболее важная ядерная реакция в солнечной нейтринной астрономии является самой трудной для измерений и наиболее подвержена систематическим неопределенностям. Скорость реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$  мала при низких энергиях, а мишень является радиоактивной. Шесть трудновыполнимых экспериментов дали результат с неопределенностью  $1\sigma \approx 7,4\%$ . В этой реакции неопределенность  $1\sigma$  следует уменьшить до 3%, чтобы измерения ядерного эффективного сечения не ограничивали интерпретацию экспе-

риментов по солнечным нейтрино. Это геркулесова задача огромной важности.

**Поглощение тепловых нейтронов гелием-3.** Поток  $\text{He}$ -нейтрино может быть зарегистрирован в массивных детекторах солнечных нейтрино следующего поколения. Скорость генерации  $\text{He}$ -нейтрино примерно пропорциональна эффективному сечению поглощения тепловых нейтронов ядрами  ${}^3\text{He}$ . Точное измерение этого сечения необходимо и является осуществимым.

**Другие реакции в рр-цепочке.** Эффективные сечения важных реакций  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  и  ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$  удалось довольно хорошо определить после 20 лет героических экспериментов. Признанные неопределенности в этих реакциях на уровне  $3\sigma$  равны соответственно 18% и 13% при интерпретации солнечных нейтринных экспериментов, которые являются чувствительными в первую очередь к борным нейтрино. Дополнительного уменьшения ошибок в эффективных сечениях для указанных реакций добиться трудно, однако это необходимо.

### Б. Подтверждение определений матричных элементов Гамова — Теллера в измерениях (p,n)-реакций

Демонстрация приблизительной пропорциональности эффективных сечений (p,n)-реакций при умеренных энергиях ( $\sim 100$ – $200$  МэВ) разрешенным значениям элементов матрицы Гамова — Теллера для слабых взаимодействий является одним из наиболее важных вкладов в нейтринную астрофизику за последние два десятилетия. Изучение (p,n)-реакций позволяет в принципе определять экспериментально темп переходов ядер, индуцированных нейтрино, на возбужденные уровни. Такие экспериментальные определения важны для переходов Гамова — Теллера, в которых нейтрино заселяют возбужденные ядерные состояния, поскольку элементы матрицы этих переходов нельзя вычислить теоретически, используя изотопическую спиновую инвариантность (для переходов между аналоговыми состояниями). Для ряда детекторов солнечных нейтрино, рассмотренных в настоящей книге ( ${}^{71}\text{Ga}$ ,  ${}^{81}\text{Br}$ ,  ${}^{98}\text{Mo}$ ,  ${}^{127}\text{I}$  и  ${}^{205}\text{Tl}$ ), переходы Гамова — Теллера в возбужденные состояния дают существенный вклад в полную скорость счета.



Статистические неопределенности в до сих пор выполненных измерениях  $(p,n)$ -реакций неприемлемо велики — на уровне  $1\sigma$  они составляют порядка 10–30%. Такие эксперименты осуществить трудно, и они требуют проведения измерений в течение длительного времени при максимальных возможностях ускорителей, однако статистические ошибки можно было бы уменьшить за счет дополнительных измерений того же характера.

Систематические ошибки, возможно, являются более важными, чем чисто статистические неопределенности. Из-за малочисленности калибровочных экспериментов при больших массовых числах в настоящее время нет строгого метода, чтобы установить неопределенности  $3\sigma$  для матричных элементов Гамова — Теллера, определяемых из  $(p,n)$ -измерений для мишеней солнечных нейтрино. Правдоподобные рассуждения свидетельствуют о том, что систематические неопределенности могут быть приблизительно сравнимы с текущими статистическими ошибками, однако продемонстрировать это на существующих данных невозможно.

Не было опубликовано никаких теоретических выкладок, которые давали бы эмпирическое соотношение (с наблюдаемыми отклонениями от средней корреляции) между эффективными сечениями  $(p,n)$ -реакций и матричными элементами Гамова — Теллера. Отсутствие признанной теории означает, что неопределенности должны быть получены путем проведения многих экспериментов, в которых одни и те же матричные элементы могут быть определены точно по измерениям характеристик как  $\beta$ -распада, так и  $(p,n)$ -реакций.

В литературе нет также точных калибровок переходов примерно той интенсивности (амплитуды), которая соответствует экспериментам по солнечным нейтрино, для ядер с массовыми числами в диапазоне, представляющем интерес. Нейтринные мишени, для которых наиболее важно провести эксперименты по  $(p,n)$ -реакциям, имеют массовые числа в пределах 71–205.

Самыми неотложными из необходимых  $(p,n)$ -экспериментов являются измерения в интервале массовых чисел  $A \approx 70$ –130 для случаев, когда элементы матрицы слабого взаимодействия известны из данных по  $\beta$ -распаду. При меньших массовых числах было установлено эмпирическое соотношение между матричными элементами Гамова — Теллера и Ферми; важно распространить это соотношение на интервал больших массовых чисел, которые представляют особый интерес для экспериментов по солнечным нейтрино. Калибровочный образец, включающий порядка 10 мишеней с массовыми числами

ми больше 70, мог бы служить очень нужным эмпирическим базисом для оценки ошибок.

Поскольку отсутствует строгий метод определения ошибок, в настоящей книге для эффективных сечений нейтрино, вычисленных по данным  $(p,n)$ -реакций, была принята неопределенность в виде множителя порядка двух.

## 16.6. Физика частиц

Эксперименты с применением пучков астрофизических нейтрино позволяют получать информацию о физике частиц, которую нельзя выявить с помощью лабораторных нейтринных пучков. Большие длины пробегов и низкие энергии, характерные для нейтрино от астрономических источников, служат чувствительными тестами для углов смешивания, масс и электромагнитных моментов нейтрино. В настоящем разделе обсуждаются осцилляции нейтрино в вакууме и веществе, магнитные моменты нейтрино и слабовазаимодействующие массивные частицы (WIMP). Кроме того, описываются две чисто теоретические проблемы: расчеты радиационных поправок в слабом взаимодействии при  $\nu$ - $e$ -рассеянии и оценка мезонных поправок для скорости  $pp$ -реакции.

### А. Осцилляции в вакууме

Осцилляции могут иметь место между различными состояниями нейтрино, если флейворные собственные состояния являются линейными комбинациями по меньшей мере двух массовых собственных состояний и если по меньшей мере у одного из массовых собственных состояний масса ненулевая. Для экспериментов по солнечным нейтрино соответствующие массы нейтрино занимают интервал  $10^{-1} - 10^{-6}$  эВ.

Вероятность того, что флейвор нейтрино изменяется по пути от Солнца к Земле, не зависит от энергии при осцилляциях в вакууме, если только параметры осцилляций (массы и энергии нейтрино, состояние Земли — Солнце) не согласованы точно, т. е. не очень хорошо подстроены.

Измерения энергетического спектра солнечных нейтрино будут обеспечивать главную проверку гипотезы о том, что расхождение между предсказаниями стандартной модели и наблюдениями объясняется наличием осцилляций в вакууме между нейтрино с разными флейворами. Если осцилляции в вакууме (без тонкой подстройки)

имеют место, то спектр примет стандартную расчетную форму; нормировка потока солнечных нейтрино будет уменьшена по крайней мере в 2,5 раза. Все эксперименты должны показать численное расхождение (в пределах экспериментальных ошибок) между измеренной и предсказываемой стандартной моделью скоростями счета.

Это предсказание большого дефицита потока нейтрино, не зависящего от энергии, будет проверено прежде всего в эксперименте Камиоканде II по  $\nu - e$ -рассеянию. Если осцилляции в вакууме имеют место, то поток борных нейтрино, регистрируемых этим детектором, должен иметь стандартный энергетический спектр, однако плотность потока будет уменьшена в 2,5–5 раз. Если удастся достигнуть достаточно высокого отношения сигнал/шум, то эксперимент Камиоканде II мог бы наложить ограничения на форму энергетического спектра падающих нейтрино, а также на полное число электронных нейтрино высокой энергии.

В предстоящие несколько лет два галлиевых эксперимента обеспечат решающую проверку гипотезы об осцилляциях нейтрино в вакууме. В отличие от хлорного детектора и Камиоканде II галлиевые детекторы наиболее чувствительны к низкоэнергетическим нейтрино. Если осцилляции в вакууме действительно имеют место, то наблюдаемая скорость захвата в галлиевых детекторах будет уменьшена в то же число раз, что и в наблюдениях на детекторах  $^{37}\text{Cl}$  и Камиоканде II. Скорость захвата в галлиевом эксперименте, ожидаемая на основе гипотезы об осцилляциях нейтрино в вакууме, оказывается меньше, чем получаемая из любой звездной модели (стандартной или нестандартной), которая рассматривается в настоящей книге.

В качестве возможного объяснения значительного уменьшения наблюдаемой хлорным детектором скорости счета по отношению к ожидаемой стандартной скорости захвата была предложена тонкая подстройка параметров осцилляции. Если требуемая тонкая подстройка существует, то должна наблюдаться полугодовая периодичность, вызванная изменением расстояния Земля — Солнце, как частоты событий, так и формы энергетического спектра. В экспериментах с высоким отношением сигнал/шум эта периодичность может быть измеримой.

В следующем десятилетии эксперименты, в которых измеряются взаимодействия с нейтральными токами, по-видимому, позволят однозначно проверить гипотезу об осцилляциях нейтрино в вакууме. Эксперименты с нейтральными токами чувствительны к полному числу нейтрино в данном энергетическом интервале независимо от их флейвора. Осцилляции в вакууме независимо от того, существует

или нет тонкая подстройка параметров, не будут изменять темп счета, предсказываемый стандартной моделью для детекторов нейтральных токов.

## Б. МСВ-эффект

Благодаря МСВ-эффекту нейтрино одного флейвора может превращаться почти во все другие нейтрино с различными флейворами. Массовое собственное состояние, которое наиболее близко напоминает электронное нейтрино, должно обладать меньшей массой, чем некоторые другие массовые собственные состояния нейтрино, с которыми электронное нейтрино также имеет парную связь. Углы смешивания могут быть малы, и необходимость их тонкой подстройки отпадает. Углы смешивания нейтрино могут изменяться в пределах более чем одного порядка величины ( $\sim 1-45^\circ$ ), а массы нейтрино могут изменяться на 2 порядка величины (от  $10^{-2}$  эВ до почти  $10^{-4}$  эВ), причем эти изменения все еще позволяют решить проблему солнечных нейтрино, как она определена (установлена) существующими данными наблюдений и расчетами солнечных моделей.

В простейшем случае, когда электронное нейтрино имеет парную связь лишь с одним нейтрино другого флейвора, существуют три типа решений. Высокоэнергетические (борные) нейтрино могут подавляться, а низкоэнергетические ( $\nu\nu$ ) нейтрино не будут испытывать практически никакого изменения потока. Либо наоборот, низкоэнергетические нейтрино могут быть сильно подавлены, а высокоэнергетические будут по существу соответствовать потоку, ожидаемому согласно стандартной солнечной модели. Имеется и третье решение, напоминающее осцилляции в вакууме, когда фактор подавления практически не зависит от энергии.

В недалеком будущем главным диагностическим средством может стать энергетический спектр нейтрино, достигающих Земли. Сможет ли коллаборация Камиоканде II уменьшить ошибки в измерениях высокоэнергетических (борных) нейтрино и показать, что поток электронных нейтрино  $\nu_e$  отличается (или не отличается?) лишь небольшим множителем от потока, предсказываемого стандартной солнечной моделью? Будут ли зарегистрированы низкоэнергетические  $\nu\nu$ -нейтрино в галлиевых экспериментах в количестве, предсказываемом стандартной моделью? Ответы на эти вопросы позволят определить, какая из версий МСВ-эффекта (если это вообще возможно) окажется жизнеспособной.

Пространство возможных решений для МСВ-эффекта становит-

ся большим, если рассматривать углы смешивания и разности масс между тремя различными нейтринными флейворами. Порядки величины, необходимой для объяснения данного ряда наблюдений, не изменяются при обобщении рассмотрения на случай трех нейтринных флейворов, однако параметры, связанные с каждым нейтринным флейвором, могут существенно измениться.

Для продолжающихся экспериментов возможны многократные решения. Заданный ряд гипотетических результатов экспериментов с хлорным и галлиевым детекторами и Камиоканде II можно во многих случаях объяснить, привлекая один ряд нейтринных параметров для двух парных нейтрино или предполагая, что сцепление между  $\nu_e$  и особым массовым собственным состоянием объясняет результаты хлорного эксперимента и эксперимента Камиоканде II (относящихся в основном к борным нейтрино), а отдельное сцепление между  $\nu_e$  и другим массовым собственным состоянием объясняет результаты галлиевого эксперимента (относящегося преимущественно к  $\nu_{\mu}$ -нейтрино).

Продолжающиеся или планируемые на следующее десятилетие эксперименты имеют возможность продемонстрировать то, что МСВ-эффект оказывает сильное влияние на солнечные нейтрино и что электронное нейтрино взаимодействует по крайней мере с одним более тяжелым нейтрино через разность масс  $\Delta m \sim 10^{-3 \pm 1}$  эВ и угол смешивания  $\theta_{\nu} \gtrsim 1^\circ$ . Особенно яркая демонстрация могла бы иметь место, если бы солнечные нейтрино, проходящие сквозь Землю, снова превращались бы в электронные нейтрино после того, как уже один раз их флейвор был бы изменен в веществе Солнца. Такая земная регенерация могла бы привести к наблюдаемой модуляции "день—ночь" или к сезонной модуляции частоты событий, вызываемых солнечными нейтрино.

При данном ограниченном числе продолжающихся экспериментов и неизбежных ошибках измерений мы, вероятно, в обозримом будущем не будем в состоянии ни установить тождественность нейтрино  $\nu_x$ , взаимодействующего в качестве партнера с  $\nu_e$ , ни даже определить, происходит ли взаимодействие лишь с одним другим нейтринным флейвором. Теоретическое предубеждение может привести к согласию, однако нескольких экспериментальных фактов будет слишком мало, чтобы строго ограничить МСВ-решения областью малых параметров.

## В. Магнитный момент электронного нейтрино $\nu_e$

Нейтрино с большим магнитным моментом ( $\sim 10^{-10} \mu_B$ ) может взаимодействовать с сильными магнитными полями, которые могут быть внутри Солнца, что приведет к переворачиванию спина нейтрино с левостороннего на правостороннее вращение. Нейтрино с правосторонним вращением невозможно зарегистрировать в экспериментах по солнечным нейтрино, поскольку константа связи слабого взаимодействия при токах с правосторонним вращением очень мала.

Опрокидывание спина могло бы иметь место в умеренно сильных полях ( $\sim 10^3$  Гс) в конвективной зоне Солнца. Если переворачивания спина в конвективной зоне не происходит, то будет наблюдаться полугодовая периодичность в потоке борных нейтрино. Полугодовая периодичность обуславливается комбинацией эффектов наклона плоскости эклиптики к плоскости солнечного экватора, ослабления солнечного магнитного поля вблизи экватора и малого размера области генерации борных нейтрино. В этом случае могла бы существовать также 11-летняя периодичность, обусловленная усилением и ослаблением магнитного поля в зависимости от фазы солнечного цикла. Одиннадцатилетняя периодичность должна иметь место в том же смысле, что и эмпирическая корреляция между частотой событий в единицах SNU и числом солнечных пятен; поток борных нейтрино с левосторонним вращением должен быть наибольшим тогда, когда поле имеет наименьшую величину, т. е. когда число пятен минимально.

Однако при высоких электронных плотностях глубоко в недрах Солнца переворачивание спина могло бы происходить резонансным образом, что потребовало бы несколько более сильных магнитных полей ( $> 10^4$  Гс). Этот процесс аналогичен МСВ-эффекту, причем здесь возможны дополнительные взаимодействия из-за больших гипотетических электромагнитных моментов. Если конверсия спина происходит глубоко в недрах Солнца, то не следует ожидать какой-либо корреляции между потоком левосторонних борных нейтрино и числом солнечных пятен.

Некоторые астрофизические пределы, по-видимому, не согласуются со столь большим магнитным моментом  $10^{-10} \mu_B$ . Наиболее сильные ограничения получаются при сравнении данных наблюдений нейтрино от сверхновой SN 1987A с моделями коллапса и физической эволюции нейтронных звезд. Условия для эволюции звезд главной последовательности являются менее жесткими, чем условия для звездного коллапса: временной масштаб эволюции составляет по-

рядка миллиардов лет (вместо миллисекунд для коллапса), плотности порядка  $10^2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  (вместо  $10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ) и температуры порядка кэВ (вместо МэВ). Некоторые физики задавались вопросом, является ли астрофизическое понимание Солнца достаточным для того, чтобы проявлять беспокойство по поводу дефицита солнечных нейтрино. Те же самые физики, возможно, будут изумлены, если понимание звездного коллапса окажется достаточным для того, чтобы наложить строгий предел на магнитный момент нейтрино.

### Г. Лабораторные поиски WIMP

Слабовзаимодействующие массивные частицы (WIMP), которые захватываются гравитационным полем Солнца из гало Галактики, могут в принципе разрешить проблему как солнечных нейтрино, так и темной материи. Однако решение этих загадок с помощью WIMP требует выполнения жестких условий. Масса частиц должна находиться в пределах приблизительно 4–10 ГэВ. Эффективное сечение рассеяния должно быть примерно в  $10^3$  раз больше эффективного сечения  $Z^0$ -обмена, а темп аннигиляции должен быть подавлен по отношению к темпу рассеяния.

Можно осуществить эксперименты, в которых с помощью низкофоновых детекторов проводятся поиски WIMP от галактического гало. Будущие поколения этих детекторов будут иметь возможность обнаружить некоторые из кандидатов в WIMP, которые могли бы присутствовать в ожидаемом количестве. Движение Земли вокруг Солнца вызывает периодическую модуляцию скорости счета WIMP, поскольку скорость движения Земли меняется по отношению к частицам гало. Модуляция служит уникальным признаком, который можно искать с помощью детектора высокой чувствительности.

### Д. Радиационные поправки к $\nu$ - $e$ -рассеянию

В нескольких экспериментах по солнечным нейтрино в качестве реакции обнаружения используется рассеяние нейтрино на электронах. Эффективные сечения этого процесса можно вычислить точно с помощью стандартной теории электрослабых взаимодействий. Однако до сих пор в расчеты включались лишь диаграммы самых низких порядков. Радиационные поправки следует рассчитать для интервала энергий 0,1–15 МэВ. Поправки могут достигать порядка нескольких процентов.

### Е. Мезонные поправки к скорости $pp$ -реакции

Поправки на обмен мезонами представляют один из главных источников неопределенностей ( $\approx 4\%$ ) в расчетах скорости  $pp$ -реакции, что соответствует примерно 10%-ной неопределенности потока борных нейтрино. Существующие расчеты можно было бы улучшить, вычислив поправки с помощью различных теоретических моделей, чтобы оценить неопределенности.

### 16.7. Заключительные замечания

Расхождение между ожидаемой и наблюдаемой скоростями счета в хлорном детекторе и эксперименте Камиоканде II нельзя объяснить “вероятной” флуктуацией входных параметров, используя наилучшие оценки различных величин и их соответствующие неопределенности, приведенные в настоящей книге. Каким бы ни было правильное решение проблемы солнечных нейтрино, оно вряд ли окажется “тривиальной” ошибкой. Если причина расхождения состоит в том, что потоки нейтрино, ожидаемые из стандартной солнечной модели, были вычислены неправильно, то идентификация этой астрофизической ошибки, вероятно, будет иметь важные следствия для теории звездной эволюции и, следовательно, для многих областей астрономии. Если новая физика электрослабых взаимодействий окажется правильным объяснением, то многие ученые, которые способствовали становлению проблемы солнечных нейтрино, будут счастливы, обнаружив некоторые фундаментальные свойства физики микромира в то время, когда они пытались проверить основополагающую макроскопическую теорию — теорию звездной эволюции.

# Приложение I

## История развития проблемы солнечных нейтрино

*Дж. Бакал, Р. Дэвис, мл.*

[перепечатано из книги: *Essays in Nuclear Astrophysics* (eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. Schramm), Cambridge: Cambridge University Press, 1982, p. 243]<sup>1)</sup>

Возможно, некоторых читателей интересует история проблемы солнечных нейтрино, что подробно не рассматривается в основном тексте настоящей книги. Поэтому здесь мы приводим неформальный обзор некоторых аспектов раннего периода развития в области исследований солнечных нейтрино. Читатели частично удовлетворят свое любопытство, узнав о происхождении хлорного эксперимента, о попытках улучшить точность наблюдений, об упорных стараниях уточнить теорию и исходные данные для модельных расчетов, а также о том, какова была первоначальная реакция научной общественности. Помещенная ниже фотография является ностальгическим напоминанием о времени, когда лишь отдельные лица, пользуясь мудрой и своевременной поддержкой, могли задумывать и осуществлять эксперименты в нейтринной астрофизике.

### Введение

Здесь кратко изложены отдельные идеи и события, которые привели к тому, что теперь известно как проблема солнечных нейтрино. Предлагаемый обзор основывается на воспоминаниях многолетней давности и поэтому, возможно, содержит много неумышленных ошибок. Тем не менее мы надеемся, что наши воспоминания о тех приятных и волнующих временах представляют определенный интерес для

<sup>1)</sup> Этот материал представляет собой гл. 12 упомянутой книги. — *Прим. ред.*



*Много лет назад.* Вскоре после сделанного в 1964 г. предложения осуществить эксперимент по солнечным нейтрино три непосредственно связанных с этим предложением человека были сфотографированы перед небольшим прототипом хлорного резервуара. *Справа налево:* Реймонд Дэвис, мл., Джон Бакал и Дон Хармер. (Фото любезно предоставлено Р. Дэвисом, мл.)

занимающихся ядерной астрофизикой, и особенно для друзей Вилли Фаулера. На каждом этапе рассказываемой ниже истории Вилли ободрял нас, помогал мудрым советом, непревзойденным энтузиазмом и чувством юмора. Например, он подчеркивал, что в науке человеческий фактор имеет по крайней мере такое же значение, как и технический.

Теория и эксперимент в солнечно-нейтринных исследованиях сильно зависят друг от друга. Без хорошо обоснованной предсказываемой скорости счета наблюдаемое число захватов нейтрино в сутки практически теряет смысл. Аналогично теоретические работы оправданны лишь в случае их возможной экспериментальной проверки. Для рассматриваемой задачи требуются специфические подробные и точные расчеты, которые не нужны для большинства задач по эволюции звезд, когда выполняется только общее сравнение с наблюдениями. Этот синергизм теории и эксперимента в исследованиях солнечных нейтрино может быть противопоставлен ситуации в ряде других областей астрономии, становление которых пришлось на описываемый период. Так, огромное значение открытий квазаров, инфракрасных и рентгеновских источников, радиопульсаров и меж-

звездных молекул было сразу признано независимо от предыдущих теоретических работ. Взаимозависимость теории и эксперимента в исследовании солнечных нейтрино была признана и финансирующими организациями. Вследствие этой взаимозависимости мы нашли естественным рассказать историю предмета так, как ее помним, не разделяя теорию и эксперимент.

Нами принята необычная форма повествования. Мы перечисляем в хронологическом порядке основные события каждого года так, как их помним, не делая попыток привести полный список опубликованных работ и новых идей, что не соответствовало бы целям данной книги<sup>1)</sup>. Это лишило бы повествования некоторых интересных моментов. Очевидно, что наиболее подробно мы остановимся на тех событиях, в которых сами принимали участие, так как знаем их лучше всего. Для последующего чтения и поиска ссылок на литературу<sup>2)</sup> читатель может обратиться к работам Томбрелло (1967), Каваны (1972), Ролфса и Траутветтера (1978), Барнса (1981), а также к гл. 8 и 9 настоящей книги<sup>1)</sup>, где приведен более подробный обзор экспериментов по ядерной физике низких энергий. Описание некоторых экспериментов по солнечным нейтрино, которые не были продолжены, можно найти в статье Рейнса (1967). Обзоры различных нестандартных солнечных моделей представлены в работах Бакала и Сирса (1972), Куховича (1976) и Руда (1978).

## До 1962 г.

Интересно заметить, что в ранних работах по термоядерному синтезу в недрах звезд, который рассматривался как источник звездной энергии, не упоминалось о возможности экспериментальной проверки этой гипотезы с помощью наблюдения нейтрино. В выдающихся работах Бете нейтрино вообще не были включены в ядерные реакции [см., например, работы Бете (1939), Бете и Критчфилда (1938)]. К моменту написания этих работ теория  $\beta$ -распада Ферми — Паули существовала уже более пяти лет. Однако закон сохранения лептонного заряда еще не был четко сформулирован, и в отличие от барионного не требовалось строгого сохранения лептонного заряда. Толчком

<sup>1)</sup> Имеется в виду книга *Essays in Nuclear Astrophysics* (см. полный ее адрес в начале данного приложения). — *Прим. ред.*

<sup>2)</sup> В данном приложении ссылки даются на литературу, приведенную в конце этого приложения, и в отличие от основного текста мы будем давать ссылку, упоминая фамилии авторов и (через запятую или в скобках) год публикации соответствующей работы. — *Прим. ред.*

для дискуссий о Солнце как источнике нейтрино послужила обзорная статья Крейна (1948) — старого друга Вилли Фаулера по Калтеху. Крейн использовал геофизические данные по теплообразованию внутри Земли, чтобы вывести из рассмотрения эффективное сечение захвата нейтрино в диапазоне  $10^{-32}$  —  $10^{-35}$  см<sup>2</sup>.

В начале 1950-х гг. Дэвис в Брукхейвене разработал радиохимический детектор нейтрино, основанный на реакции  $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ . Этот метод предложил Понтекорво (1946) во время его работы в Чолк-Ривере (Канада), а позднее его исследовал Альварес (1949). Понтекорво обосновал использование хлора (или брома) в качестве детектора нейтрино и показал, что может быть осуществлен реакторный эксперимент с любым из этих веществ. (Понтекорво сознательно не рассматривал детектирование солнечных нейтрино как не обладающих достаточно высокой энергией.)

Отчет Альвареса (1949) замечателен тем, что в нем соединяются теоретическая и экспериментальная точки зрения. Эта работа может служить хорошим примером того, как следует писать предложения по выполнению экспериментов в фундаментальной физике. В данном случае речь идет о проверке теории  $\beta$ -распада с помощью хлорного детектора, расположенного вблизи ядерного реактора. Альварес дал конкретные предложения по исследованию химических процессов, предсказал ожидаемые сечения захвата и оценил фоновые эффекты. Он подчеркнул, что "... наиболее важные экспериментальные трудности связаны с исключением фона разного происхождения" (Альварес, 1949) — утверждение, которое справедливо и по сей день. Интересно заметить, что на конференции по солнечным нейтрино в Ирвине, США (Рейнс и Тримбл, 1972), Альварес упомянул о том, что еще в 1949 г. он рассматривал возможность использования хлорного детектора для наблюдения солнечных нейтрино.

Заметим, что в этих предложениях Понтекорво и Альвареса использовать хлор для детектирования нейтрино от ядерного реактора явно предполагалась тождественность нейтрино и антинейтрино. В 1948 г. эксперимент Эда Файермана на  $^{115}\text{Sn}$  показал, что нейтрино и антинейтрино могут быть майорановскими частицами. Этот эксперимент обсуждался в предложении Альвареса. Позднее, во время проведения более совершенных экспериментов по поиску безнейтринного двойного  $\beta$ -распада, было показано, что результат первоначального эксперимента Файермана ошибочен (Файерман тоже принимал участие в последующих работах).

В процессе совершенствования детектора для уменьшения фона космических лучей резервуар с 3800 л перхлорэтилена  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  был раз-

мешен под слоем песка толщиной около 5,8 м. Этот эксперимент дал грубый верхний предел величины потока солнечных нейтрино в CNO-цикле  $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (Дэвис, 1955). В более современных единицах это соответствует потоку 40 000 SNU. Один из рецензентов этой статьи Дэвиса сделал следующий критический и в то же время забавный комментарий:

“Любой подобный эксперимент, не обладающий требуемой чувствительностью, не имеет отношения к вопросу существования нейтрино. Для иллюстрации моей точки зрения замечу, что никто в научной статье не будет описывать эксперимент, в котором экспериментатор стоял бы на вершине горы, пытаясь измерить расстояние до Луны, и сделал бы вывод, что Луна расположена от вершины горы на расстоянии больше 2,4 м”.

В 1950-е гг. астрофизики считали, что источником энергии на Солнце служит pp-цепочка, а существенный вклад в поток нейтрино дают лишь нейтрино протон-протонной реакции, начинающей эту цепочку. Максимальная энергия таких нейтрино составляет всего лишь 0,4 МэВ, в то время как порог хлорного детектора равен 0,86 МэВ. Поэтому этим детектором невозможно зарегистрировать такие нейтрино. Предполагалось, что хлорный детектор должен регистрировать нейтрино только от  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$ , рождающихся в CNO-цикле с достаточной энергией для поглощения хлором. Хотя наблюдение таких нейтрино казалось безнадежным делом, этот вопрос Дэвис обсуждал с Аластайром Камероном, Клайдом Кованом, Вилли Фаулером, Фредом Рейнсом, а также многими другими на Гордоновских конференциях в 1950-х гг.

В начале 1958 г. произошло драматическое событие, которое полностью изменило наши представления. На заседании Американского физического общества в Нью-Йорке Холмгрен и Джонстон (1958) сообщили, что в Навал Рисерч Лэборатори было измерено сечение реакции  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  и оно оказалось в 1000 раз больше ожидаемого! На следствия из этого результата сразу же обратили внимание В. Фаулер и А. Камерон в своих письмах к Дэвису. Следуя идее Бете, они предположили, что если рождается  $^7\text{Be}$ , то он может захватить протон и образовать  $^8\text{B}$ . В свою очередь  $^8\text{B}$  должен за очень короткое время распасться, излучив нейтрино высокой энергии. (Как Фаулер, так и Камерон помнят, что именно Фаулер в частном разговоре первым обратил внимание на важность результата эксперимента Холмгрена и Джонстона.) Существенным вопросом было время жизни  $^7\text{Be}$  на Солнце, которое определяется полными скоростями

захвата электрона и протона. Фаулер и Камерон надеялись, что сечение захвата протона окажется большим и поэтому возможно будет наблюдать борные нейтрино на хлорном детекторе. В написанном от руки постскрипуме Фаулер со свойственным ему оптимизмом написал: “Вполне возможно, что, оценив из ваших данных поток солнечных нейтрино, удастся из астрофизических соображений получить нижний предел сечения реакции  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ !” Свои взгляды Камерон изложил в докладе на заседании Американского физического общества (Камерон, 1958а), в кратком сообщении в Annual Review of Nuclear Science (Камерон, 1958б) и наиболее полно — в приложении к его отчету в лаборатории в Чолк-Ривер по эволюции звезд, ядерной астрофизике и происхождению элементов (Камерон, 1958в). Фаулер рассмотрел следствия большого сечения реакции  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  в своей статье, которая содержала подробные количественные расчеты всей разветвленной цепи ядерных реакций (Фаулер, 1958). В ответах Фаулеру и Камерону Дэвис ознакомил их со своими вычислениями ожидаемой скорости счета. Ожидаемая скорость захвата борных нейтрино вычислялась с помощью выражения, которое было получено несколькими годами ранее Эдом Келли (Брукхейвенская национальная лаборатория). В том случае, если в результате CNO-цикла образуется  $4,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  атомов  $^8\text{B}$ , будет происходить 7,7 захвата в сутки 1000 галлонами ( $3,785 \cdot 10^3 \text{ л}$ )  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ , что составляет 3900 SNU! Пик волны оптимизма вскоре прошел, как будет рассказано ниже, но еще некоторое время эта волна катилась вперед, указывая прямой курс в будущее.

В момент получения этих писем на реакторной площадке в Саванна-Ривер был в основном завершен эксперимент с 1000 галлонами ( $3,785 \cdot 10^3 \text{ л}$ ) перхлорэтилена. Он проводился под защитным экраном толщиной 25 м водного эквивалента, и скорость счета, равную 26 атомам  $^{37}\text{Ag}$  в сутки, можно было объяснить взаимодействием с космическими лучами. Стало ясно, что для наблюдения солнечных нейтрино необходимо перенести детектор в шахту. Однако это невозможно было осуществить немедленно, поскольку работа в Саванна-Ривере полностью поглощала усилия экспериментаторов. Дон Хармер и Дэвис построили новую установку на 3000 галлонов ( $1,13 \cdot 10^4 \text{ л}$ ), которая предназначалась для выбора между четырехкомпонентной теорией нейтрино (Гёпперт-Майер, Телегди и Пренстон) и двухкомпонентной теорией. Толчком для строительства столь большого эксперимента послужило письмо В. Паули к Марии Гёпперт-Майер.

Резервуар емкостью 1000 галлонов ( $3,785 \cdot 10^3 \text{ л}$ ), который использовался в эксперименте в Саванна-Ривер, в конце 1959 г. был пере-

везен в Брукхейвен. После незначительных улучшений он был размещен в шахте Барбертон-Лаймстоун Южно-Колумбийской химической компании (шт. Огайо). Эта шахта была глубиной 2300 футов (700 м) и имела громадный объем выработки (площадь 2,6 км<sup>2</sup> при высоте 9,75 м). Джон Галвин и Дэвис закончили монтаж установки в июле 1960 г. и в октябре того же года провели первый эксперимент. Они тут же обнаружили, что скорость захвата солнечных нейтрино была меньше  $3 \pm 5$  атомов <sup>37</sup>Ar в сутки ( $< 4000$  SNU), но в конце 1960 г. мы и рассчитывали на низкий поток борных нейтрино!

Важную реакцию  ${}^7\text{Be}(\text{p}, \gamma){}^8\text{B}$  изучал Ральф Кавана (1960), и полученное им небольшое значение (0,027 кэВ · барн) оказалось очень большим разочарованием. Кавана изучал сечение при двух энергиях — 800 и 14000 кэВ, наблюдал высокоэнергетические позитроны от распада <sup>8</sup>B. В целом отношение Дэвиса (и других) к возможности наблюдения солнечных нейтрино сильно зависело от этих измерений. Было абсолютно ясно, что детектирование солнечных нейтрино представляет собой действительно трудную проблему. Последняя фраза в обзоре Рейнса (1960) отражала общее мнение: “Вероятность получить отрицательный результат с детектором, содержащим тысячи галлонов C<sub>2</sub>Cl<sub>4</sub> приводит к тому, что экспериментаторов отговаривают от попыток осуществить эксперимент”.

## 1962 г.

Наше сотрудничество началось в 1962 г. Интересно, что его инициатором был Фаулер. Он был рецензентом статьи Бакала (1962а) по β-распаду в недрах звезд. В статье обращалось внимание на то, что скорости захвата электрона внутри звезд могут сильно отличаться от значений, характерных для Земли, которые прежде использовались в большинстве астрофизических расчетов. Вычисление скорости захвата с непрерывных орбит было выполнено с учетом кулоновского взаимодействия и принципа Паули. Фаулер объяснил Дэвису суть этих вычислений. Затем Дэвис написал Бакалу письмо (февраль 1962 г.), в котором он интересовался скоростью захвата электрона атомом <sup>7</sup>Be на Солнце. Эти данные были опубликованы Бакалом (1962б). С тех пор мы задаем друг другу вопросы.

## 1963 г.

Первый расчет потоков солнечных нейтрино выполнили Бакал, Фаулер, Ибен и Сирс (1963) с помощью детальной модели Солнца. Они вычисляли потоки нейтрино от <sup>7</sup>Be и <sup>8</sup>B. Эти потоки соответствуют скорости захвата всего лишь 0,01 сут<sup>-1</sup> в эксперименте с резервуаром на 1000 галлонов (3,785 · 10<sup>3</sup> л) в шахте Барбертон (т. е. 5 SNU с учетом теперь известных величин для переходов в *основное состояние*). Эти результаты никак не вдохновляли на строительство большей установки, так как даже 100 000 галлонов перхлорэтилена давали бы только один захват нейтрино в сутки.

Тесное сотрудничество, возникшее для вычисления потоков нейтрино, было типичным для Радиационной лаборатории в Келлогге. Модель была обсчитана Диком Сирсом с использованием подпрограммы для расчета энерговыделения и с использованием программы, которая была первоначально разработана Ико Ибенем. Подпрограмма расчета энерговыделения была улучшена Бакалом и Фаулером. Бакал вручную вычислял нейтринные потоки, используя результаты модели. Летом 1962 г. Бакал приехал в Келлогг с идеей дальнейшего развития сотрудничества, чтобы получить новые и более точные значения скоростей генерации и распада атомов <sup>7</sup>Be (Кавана, 1960; Бакал, 1962б; Паркер и Кавана, 1963). Видя, что работа действительно продвигается вперед, Фаулер выглядел особенно важным. Бакал, Ибен и Сирс были сотрудниками Келлоггской лаборатории, которыми руководил Чарли Лауритсен при активной помощи Вилли Фаулера и Томми Лауритсена. Так же, как и многих других астрономов и астрофизиков, Ибена и Сирса больше интересовали модели эволюции звезд вообще, чем модели эволюции Солнца.

Выполненные Паркером и Каваной (1963) с хорошей точностью измерения дали в два раза уменьшенные сечения реакции  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  по сравнению с первоначальными результатами Холмгрена и Джонстона. В своей совместной статье Томбрелло и Паркер (1963) развили теоретическую модель этой реакции, которая легла в основу наших современных представлений о происходящем процессе. Эти работы были существенным шагом в более точном определении ядерно-физических параметров pp-цепочки.

Дэвис некоторое время обдумывал идею осуществления крупномасштабного эксперимента по изучению солнечных нейтрино с помощью <sup>37</sup>Cl. Среди астрономов не было большого энтузиазма. Они считали, что это очень дорогой эксперимент и нет достаточных оснований надеяться на то, что установка действительно может регистрировать солнечные нейтрино.



Даже несмотря на то, что прогнозы наблюдения солнечных нейтрино были смутными, Дэвис стремился построить установку с резервуаром на 100 000 галлонов ( $3,785 \cdot 10^5$  л) перхлорэтилена. Его часто спрашивали о том, почему им был выбран именно этот объем. Причины, определившие выбор, возможно, представляют определенный интерес. Прежде всего был выбран объем, в сто раз больший, чем объем установки в Барбертоне потому, что увеличение в сто раз казалось реальным. Дэвис чувствовал, что резервуар такого размера можно изготовить в разумные сроки и при этом обеспечить достаточную герметичность. Требовалось современное оборудование для предохранения резервуара от проникновения внутрь атмосферного аргона. Полный объем аргона необходимо было сохранить малым, что дало бы возможность использовать пропорциональные счетчики с малым внутренним объемом (скажем,  $0,5 \text{ см}^3$ ). Важным моментом была величина фона космических лучей. На глубине 1220 м требовалось помещение, в котором можно было бы разместить резервуар в 100 000 галлонов ( $3,785 \cdot 10^5$  л). Дэвис не знал, существует ли такая шахта, а если и существует, то возможно ли в ней проводить научный эксперимент. Хотя теоретические и финансовые перспективы были мрачными, Блэйр Мунхофен и Дэвис начали поиски такой шахты в США в начале 1963 г. Джеймс Хилл из Управления шахт рекомендовал два варианта: шахту Хоумстейк по добыче золота и медную шахту фирмы "Анаконда". После посещения этих шахт выяснилось, что породы Хоумстейка позволяют на глубине 1470 м вырыть полость, достаточную для размещения резервуара емкостью 100 000 галлонов ( $3,785 \cdot 10^5$  л), в то время как в породах шахты Анаконда можно было создать только помещение цилиндрической формы диаметром 4,72 м на глубине 1280 м. Компания "Анаконда" стремилась к тому, чтобы ее шахта была использована, и была готова выделить существенную сумму для проведения работ. Со своей стороны, компания "Хоумстейк" запросила слишком высокую цену за сооружение полости, поэтому было решено поискать другие шахты. Так, рассматривался вариант шахты Саншайн (Фаулеру очень нравилось это название) по добыче серебра в Келлогге, штат Айдахо. Ее руководство проявило интерес к проекту. Глубина шахты Саншайн 1647 м была подходящей, прочность горных пород удовлетворительной, а цена работ приемлемой. Расположение шахты казалось также подходящим. Таким образом, хотя проект эксперимента с 100 000 галлонов ( $3,785 \cdot 10^5$  л) не получил одобрения, в конце концов было найдено место, в котором его можно было бы осуществить.

Планирование эксперимента по солнечным нейтрино стало прак-

тической задачей после того, как Бакал показал, что ожидаемая скорость захвата борных нейтрино примерно в двадцать раз больше, чем предполагалось. Это вызвано переходами в возбужденные состояния ядра  $^{37}\text{Ag}$  (в частности, сверхразрешенным переходом из основного состояния  $^{37}\text{Cl}$  в состояние  $^{37}\text{Ag}$  со спином  $T = 3/2$  при энергии возбуждения  $^{37}\text{Ag}$  около 5 МэВ). Идея рассматривать переходы в возбужденное состояние родилась благодаря вопросу, который задал Бел Моттелсон Бакалу на семинаре в Институте Нильса Бора в Копенгагене летом 1963 г.

Наши совместные результаты, показывающие осуществимость эксперимента с 100 000 галлонами ( $3,785 \cdot 10^5$  л)  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ , были впервые представлены в ноябре 1963 г. на Международной конференции по эволюции звезд, организованной Б. Стромгемом и А. Камероном в Институте космических исследований в Нью-Йорке (материалы конференции были опубликованы значительно позже; см. Бакал и Дэвис, 1966). Показателем тогда существовавших (и, возможно, до сих пор преобладающих) симпатий астрономов к изучению более экзотических стадий эволюции звезд было то, что ни проект солнечно-нейтринного эксперимента (доклад Дэвиса и Бакала), ни солнечная модель Сирса (1966) не были упомянуты в итогах конференции.

Вскоре после конференции Бакал посетил Брукхейвенскую национальную лабораторию. Он выступил на семинаре отделения физики с докладом о новых данных по сечению захвата нейтрино ядрами  $^{37}\text{Cl}$  и организовал встречу Дэвиса с Морисом Голдхабером. Дэвис должен был убедить Голдхабера в том, чтобы администрация Брукхейвенской лаборатории запросила средства для осуществления полномасштабного солнечно-нейтринного эксперимента. Результаты этой встречи были опубликованы (Голдхабер, 1967; Бакал, 1967). Бакал и Дэвис помнят, что сильно волновались перед встречей. Голдхабер был директором Брукхейвенской лаборатории, и было известно его скептическое отношение к астрономам. Он считал, что они не в состоянии сказать что-либо стоящее о чем-то интересном. Мы планировали остановиться на двух моментах. Первое: мы надеялись, что директора (как Голдхабер, так и его жена Труди являются выдающимися физиками-ядерщиками) заинтригует ядерный аспект эксперимента, связанный с новыми данными по сечению поглощения нейтрино. Второе: мы стремились подчеркнуть, что неудача теории в предсказании правильной скорости захвата в солнечно-нейтринном эксперименте была бы одним из интереснейших научных результатов, поскольку это, возможно, подтвердило бы его (Голдхабера) убе-

ждение в том, что астрофизики в действительности не знают того, о чем говорят. Мы сейчас не помним почему, но Голдхабера не пришлось долго уговаривать. Однако в докладе, опубликованном позже, он публично заявил, что мы тогда не понимали того, о чем говорили (см. Рейнс и Тримбл, 1972, pp. d-1 и d-2). Тем не менее Чарли Лауритсен, который был как одним из выдающихся организаторов науки в США, так и хорошим другом Дика Додсона — руководителя химического отделения Брукхейвенской лаборатории (и научного сотрудника в Келлогге в 1940 г.), добился успеха в мобилизации значительной помощи.

Возможность захвата нейтрино  $^{37}\text{Cl}$  с переходом в аналоговое состояние  $^{37}\text{Ar}$ , сильно увеличивающая полную скорость захвата, совершила переворот во взглядах Дэвиса на 100 000-галлонный эксперимент. Ему казалось, что аналоговое состояние — это та новая идея, которая должна вдохновить физиков-ядерщиков. Более того, полная ожидаемая скорость захвата нейтрино была увеличена примерно на  $4-9 \text{ сут}^{-1}$ , что делало эксперимент более оправданным. Поскольку лишь нейтрино от  $^8\text{B}$  обладают достаточной энергией, чтобы давать аналоговое состояние, эксперимент оказался чрезвычайно чувствительным к величине потока нейтрино от  $^8\text{B}$ . В свою очередь реакции, дающие  $^8\text{B}$ , чрезвычайно чувствительны к внутренней температуре Солнца. В моделях эта температура зависит от состава Солнца и расчетных коэффициентов непрозрачности. Таким образом, хлорный эксперимент можно было бы рассматривать как способ измерения температуры в центре Солнца, что, по мнению Дэвиса, должно заинтересовать астрофизиков [Бакал (1964а) установил верхний предел  $2 \cdot 10^7 \text{ K}$  для температуры в центре Солнца, используя результаты Барбертона, и утверждал, что измерения потока борных нейтрино с точностью до 50% будут определять температуру в центре Солнца с точностью до 10%]. Важная роль потока ядер  $^8\text{B}$  для хлорного эксперимента сделала очевидной необходимость вновь измерить сечения реакций  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  и  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ , чтобы знать эти величины с точностью, сравнимой с точностью измерений сечения реакции  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  в эксперименте Паркера и Каваны.

## 1964 г.

В этом году были впервые высказаны наиболее важные идеи как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

В мартовском номере "Physical Review Letters" (Бакал, 1964а; Дэвис, 1964) мы опубликовали две статьи. Первоначально предпо-

лагалось, что это будет одна статья, но мы не смогли вместить в объем "письма" все, что хотели сказать, поэтому мы разделили ее на две статьи. Одна из них была посвящена теоретическому аспекту предполагаемого солнечно-нейтринного эксперимента, другая — экспериментальному. Вилли Фаулер убедил нас в необходимости опубликовать эти работы для ознакомления научной общественности с нашими планами; он чувствовал, что такая публикация станет существенным шагом в деле финансирования проекта. В статье Бакала приводились расчетные данные для калибровки предлагаемого детектора (т. е. сечения поглощения нейтрино) и ожидаемые потоки нейтрино [по результатам работы Бакала, Фаулера, Ибена и Сирса (1963), а также очень важного обсуждения неопределенностей значений потоков, вычисленных Сирсом (1964)]. Это позволило Бакалу сделать первое количественное предсказание ожидаемой скорости счета хлорного детектора:  $(40 \pm 20) \text{ SNU}$ , где  $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$  захватов нейтрино атомами мишени в секунду. Дэвис изложил результаты пробного эксперимента с 1000 галлонами ( $3,785 \cdot 10^3 \text{ л}$ ) перхлорэтилена, который был проведен на глубине 1800 м водного эквивалента в известковой шахте компании "Питтсбург Плейт Гласс" в Барбертоне (шт. Огайо). Полученный в этом эксперименте предел составил 300 SNU. Дэвис показал, что резервуар с 100 000 галлонами ( $3,785 \cdot 10^5 \text{ л}$ ) перхлорэтилена позволит измерять предсказываемую скорость счета и что ожидаемый фон будет незначительным.

Эти статьи имели широкий резонанс в США. В одном из писем того времени Бакалу Дэвис отметил недооцениваемую иногда выгоду от рекламы (уже появилась статья в "Time") в деле поиска шахты, подходящей для эксперимента, и изготовления необходимого резервуара для жидкого детектора: "...После публикации статьи в "Time" эти изготовители резервуара стали воспринимать нас более серьезно".

Много лет спустя на конференции в Ленинграде Понтекорво нам рассказывал, что примерно в это время на семинаре в СССР обсуждали эти две статьи. По его мнению, он был единственным из присутствующих, кто выражал уверенность в успехе эксперимента.

Рейнс и Кропп (1964) в апреле 1964 г. получили верхний предел потока борных нейтрино, который был измерен в эксперименте, созданном для других целей. Этот предел относился к случаю рассеяния борных нейтрино на электронах и был равен 1000 SNU. Позже Бакал (1964б) показал, что эксперимент Рейнса и Кроппа по рассеянию нейтрино на электронах был способен определять направление прихода нейтрино с точностью не хуже 10 градусов.

Фред Рейнс и его коллеги были заняты созданием большой си-

стемы сцинтилляционных счетчиков для наблюдения космических лучей, рождающих нейтрино. Они работали в самой глубокой шахте мира, знаменитой золотоносной шахте "Ист Рэнд Проприетари" вблизи Йоханнесбурга. Позднее в том же месте был создан 4000-галлонный ( $1,5 \cdot 10^4$  л) сцинтилляционный счетчик для наблюдения борных солнечных нейтрино, что было впечатляющим достижением группы Фреда Рейнса (см. Рейнс, 1967).

Более подробное описание ядерно-физических расчетов хлорного эксперимента было опубликовано в "Physical Review" (Бакал, 1964в). Эта статья содержит также исчерпывающее рассмотрение возможных экспериментов, результаты которых позволили бы уменьшить неопределенности в расчетах сечения поглощения нейтрино. С исторической точки зрения особенно интересен рис. 1 этой статьи, так как он показывает, что в то время в квартете атомных масс со значением 37 ( $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{37}\text{K}$ ,  $^{37}\text{Ca}$ ) было известно лишь несколько состояний; теперь известны сотни таких состояний. Бакал предсказал существование частично стабильного изотопа  $^{37}\text{Ca}$ , который распадается с испусканием позитрона за время порядка 130 мс.

Вначале оказалось неожиданно трудно заинтересовать поисками  $^{37}\text{Ca}$  какую-либо экспериментальную группу, имеющую необходимую аппаратуру. Энергичные попытки, предпринятые нами, а также Вилли Фаулером, были безуспешными и даже расхолаживающими до тех пор, пока Чарли Барнс за чашкой кофе в Келлоггской лаборатории не высказал предположения, что  $^{37}\text{Ca}$  было бы лучше изучать экспериментально путем поиска замедленных протонов, испущенных сильно возбужденным состоянием  $^{37}\text{K}$ , которое в свою очередь получается в результате позитронного распада  $^{37}\text{Ca}$ . Было показано (Бакал и Барнс, 1964), что матричные элементы перехода из основного состояния  $^{37}\text{Ca}$  в возбужденные состояния  $^{37}\text{K}$ , которые испускают протоны, являются по существу теми же, что и матричные элементы, которые играют наиболее важную роль в вычислениях сечения захвата борных нейтрино. Предложение Барнса о поиске замедленных протонов представляло собой экспериментальную уловку, которая стимулировала эксперименты, приведшие к своевременным надежным оценкам сечения захвата нейтрино.

Июль 1964 г. был решающим месяцем в решении вопроса финансирования 100 000-галлонного эксперимента, причем Вилли Фаулер сыграл важную роль в получении одобрения проекта. 27 июля 1964 г. Дик Додсон прислал Фаулеру описание предложений по бюджету, которые в то время рассматривались в Вашингтоне, и просил дать авторитетное заключение относительно важности проведения экспе-

римента. То, как ставил проблему Дик Додсон, достаточно точно характеризует общественное мнение того времени. Он писал: "Я полагаю, что вопрос, на который мы должны дать ответ, возможно, слишком прямолинеен и состоит в следующем: зачем тратить большие деньги для попыток измерить нечто, что вычисляется с большой точностью ядерными астрофизиками, и вообще, кого интересует температура в центре Солнца?" Вилли Фаулер ответил 31 июля письмом, которое хотел увидеть Дик Додсон. Он писал: "Брукхейвенский солнечно-нейтринный эксперимент пользуется моей активной поддержкой. ... Наблюдение солнечных нейтрино и детектирование их потока на Земле необходимы для дальнейшего прогресса ядерной астрофизики и связанных с ней термоядерных и космических исследований". Вилли Фаулер подчеркивал связь солнечно-нейтринного эксперимента

с "... многочисленными проводимыми на Земле экспериментами и расчетами, имеющими существенную практическую ценность". Это официальное письмо было напечатано на машинке и адресовано "д-ру Додсону". В приложенной к нему записке, написанной от руки и адресованной старому другу "Дику", Вилли Фаулер предлагал свою помощь в дальнейшем, если это потребуется.

В этом же году были проведены два систематических исследования неопределенностей в предсказании потока солнечных нейтрино. Сирс (1964) опубликовал работу по изучению эффектов, связанных с различными неопределенностями в расчетах солнечных моделей. Это была важная статья, повлиявшая на отношение заинтересованных лиц к новому эксперименту. Статья Сирса начиналась с любопытного извиняющегося отречения, которое было адресовано его коллегам астрономам: "Теоретические модели внутреннего строения Солнца уже не являются передним краем теории строения и эволюции звезд". Он делал вывод, что поток борных нейтрино может быть оценен с точностью до множителя два, причем основная неопределенность связана с начальной неоднородностью Солнца. Поток борных нейтрино, вычисленный Сирсом, был равен  $(3 \pm 1)10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Кроме того, Почода и Ривс (1964) опубликовали результаты вычислений нейтринного потока согласно солнечной модели Мартина Шварцшильда и Почоды. В замечании, добавленном при корректуре, они обратили внимание на то, что если использовать сечение поглощения нейтрино, полученное Бакалом, то скорость захвата соответствует 38 SNU. В своей превосходной статье Почода и Ривс отмечали также, что полученное увеличение светимости Солнца со временем (от начальной стадии главной последовательности до настоящего времени)

должно найти отражение в истории Солнечной системы. Этот вопрос начал широко обсуждаться примерно только через десять лет. Окончание протон-протонной цепочки тщательно изучали Паркер, Бакал и Фаулер (1964). Они исследовали различные реакции с участием гелия и дейтерия. Позднее был найден ряд подводных камней в данных по ядерным реакциям, наиболее важными из них были систематические неопределенности в доступных в то время данных по эффективному сечению  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ .

Различные аспекты солнечной нейтринной астрономии рассматривались в середине декабря на Втором тexasском симпозиуме по релятивистской астрофизике [см. доклады Бакала (1969а), Дэвиса и др. (1969), Рейнса (1969) в опубликованных трудах симпозиума].

Планы организации солнечно-нейтринного эксперимента в шахте Саншайн провалились за месяц до начала тexasской конференции в 1964 г. С деньгами, по-видимому, уже проблем не было, а вот подходящей шахты неожиданно не оказалось. Во время конференции Блэйр Манхофен вновь обратился к руководству шахты Хоумстейк и попросил их пересмотреть проект. Они быстро пересмотрели цены и представили Брукхейвенской лаборатории новый проект для выполнения горных работ с вполне приемлемой суммой 125 000 долларов. Компания "Хоумстейк" была готова начать работы весной 1965 г. Мы были очень обрадованы таким отношением компании "Хоумстейк" к сотрудничеству с нами, а их планы нас вполне устраивали. Вследствие больших размеров нашей установки теперь требовалось найти изготовителей резервуара, которые имели бы необходимое для этих целей оборудование.

Сразу после тexasской конференции Г. Т. Зацепин и А. Е. Чудаков из ФИАН посетили Брукхейвенскую лабораторию и подробно ознакомились с планами проведения эксперимента в Хоумстейке. Эти советские ученые были заинтересованы в становлении исследований по нейтринной астрономии в Советском Союзе. Они разрабатывали хлорный эксперимент, а также большие сцинтилляционные счетчики. Во время своего визита Зацепин подарил нам расчетную кривую зависимости мюонного фона космических лучей от толщины грунта над установкой. Иметь независимые вычисления такого важного параметра (см. О. Ряжская, Г. Зацепин, 1965) было не только полезно, но и приятно. Визит Зацепина и Чудакова предварил многочисленные важные обсуждения проблем и перспектив развития нейтринной астрономии с этими выдающимися учеными.

Об открытии  ${}^{37}\text{Ca}$  было сообщено в декабрьском номере "Physical Review Letters". Харди и Веролл (1964), а также Ридер, Поскан-

зер и Истерланд (1964) независимо друг от друга экспериментально обнаружили медленные протоны после позитронного распада  ${}^{37}\text{Ca}$ . Измеренное время жизни (170 мс) удовлетворительно согласовывалось с предсказанным значением (130 мс). Таким образом в течение одного года была поставлена и решена проблема увеличенного сечения захвата борных нейтрино. Бакал помнит телефонный звонок Посканзера, который считал, что регистрация распада  ${}^{37}\text{Ca}$  с приблизительно предсказанным временем жизни является наиболее удачным событием в его научной карьере.

В минуты энтузиазма мы обсуждали другие возможные эксперименты. Ближе к концу года Бакал (1964 г.) предложил многоцелевую программу спектроскопии солнечных недр. В замечательном примере случайного пророчества он предложил: "Если в эксперименте Дэвиса — Хармера борные нейтрино наблюдаться не будут, то еще более желательно попытаться обнаружить низкоэнергетические ( $\text{pp}$  и  ${}^7\text{Be}$ )-нейтрино". В этой работе впервые предполагалось использовать  ${}^7\text{Li}$ .

## 1965—1967 гг.

На теоретическом фронте этот период был относительно спокойным. Большинство астрофизиков занимались квазарами и всем тем, что принято называть астрофизикой высоких энергий. А те, кого интересовали солнечные нейтрино, ждали экспериментальных результатов для подтверждения теории. Несколько независимых солнечных моделей было предложено Эзером и Камероном (1965, 1966), а также Вейманом и Сирсом (1965). Настроение астрофизиков того времени характеризует то, что Вейман и Сирс не вычисляли потоки нейтрино с помощью своей улучшенной модели. Нейтринные потоки, вычисленные Эзером и Камероном (1965) для конкретной солнечной модели с использованием доступных в то время данных по сечению поглощения нейтрино (Бакал 1964в), соответствуют скорости захвата 15 SNU.

Благодаря ее простоте следует упомянуть одну новую идею. Бакал (1966) обратил внимание на то, что скорость захвата нейтрино, выраженную в SNU, можно точно вычислить без помощи каких-либо солнечных моделей, если принять, что Солнце светит в соответствии с CNO-циклом. В этом случае каждое превращение четырех протонов в  $\alpha$ -частицу приводит к рождению двух нейтрино: одного от

$^{13}\text{N}$ , а другого от  $^{15}\text{O}$ . Бакал отметил, что предсказание скорости захвата (порядка 30 SNU) на основе гипотезы CNO-цикла согласуется в пределах ошибок с предсказаниями детализированных солнечных моделей. Это говорило о том, что pp-цепочка является определяющей. С помощью несколько более усовершенствованной программы он заново вычислил нейтринные потоки, опираясь на солнечные модели, детально разработанные Эзером и Камероном (1965, 1966, 1968), Ибеном (1968), Вейманом и Сирсом (1965) и Сирсом (1964, 1966). В результате Бакал получил скорость захвата нейтрино в пределах 15 — 60 SNU с наилучшей оценкой 30 SNU. Поэтому временами казалось, что даже наблюдения нейтрино хлорным детектором не смогут выявить различия между CNO-циклом и pp-цепочкой.

Было проведено множество лабораторных экспериментов, в которых изучались ядерные реакции pp-цепочки при низких энергиях (см. дискуссию в работе Каваны (1972)). Большую роль при этом сыграл Вилли Фаулер, поощряя и поддерживая проведение всех экспериментов.

Паркер (1966) в классическом эксперименте, выполненном в Брукхейвенской лаборатории, снова измерил сечение рождения  $^8\text{B}$  в основополагающей реакции  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ . Для этого эксперимента Дэвис изготовил с помощью новой технологии бериллиевый источник, а Паркер разработал экспериментальный метод, который превосходил прежний метод Каваны. В новом методе мишень после облучения ее пучком протонов поворачивалась к кремниевому детектору, с помощью которого наблюдались  $\alpha$ -частицы от распада  $^8\text{B}$ . Метод Паркера позволял также измерять на мишени количество атомов  $^7\text{Li}$  с помощью dp-реакции, которая тоже дает  $\alpha$ -частицы. Мы находились постоянно в контакте с Паркером во время его длинных серий опытов, заинтересованные в результатах эксперимента, поскольку ожидаемая скорость захвата нейтрино в хлорном детекторе почти линейно зависит от скорости реакции  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ . Сечение рождения  $^8\text{B}$ , полученное Паркером, оказалось в два раза больше, чем ранее найденное в пионерских работах Каваны (1960). Это был результат, вдохновивший будущих экспериментаторов по изучению солнечных нейтрино.

Большая часть экспериментальной и теоретической работы того периода была сосредоточена на изучении реакции  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$  [вслед за осознанием Паркером и др. (1964) того факта, что эта реакция отличается чрезвычайно большими неопределенностями]. Эта работа привела в конечном счете к более точным измерениям сечения реакции при низких энергиях, а это в свою очередь привело к умень-

шению предсказываемой величины потока борных нейтрино в два раза по сравнению с первоначальными результатами (1963–1964 гг.) Кавана (1972) дал краткое описание экспериментов, выполненных Бачером и Томбрелло (результаты не публиковались), Двараканатом, Винклером и другими, которые давали в конечном счете величину сечения, в пять раз большую, чем предложенная Фаулером (1954) на основе менее точных экспериментов. Сечение, полученное Фаулером в 1954 г., использовалось в ранних расчетах потока солнечных нейтрино. Шейвив, Бакал и Фаулер (1967) подчеркнули, что значение сечения реакции  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$  при низких энергиях было “главной ядерно-физической неопределенностью” в предсказаниях скорости захвата нейтрино. Они провели расчеты солнечных моделей, варьируя значения этого параметра более чем в 50 раз!

Ибен, Калата, Шварц (1967) вычислили скорость распада  $^7\text{Be}$  при захвате связанных электронов и показали, что за счет этого процесса полная скорость захвата электронов увеличивается примерно на 20%, уменьшая на столько же процентов предсказываемую скорость захвата протонов.

Кузьмин (1965) вновь поднял вопрос о возможной роли реакции  $^3\text{He}(p, e^+)^4\text{He}$  в протон-протонной цепочке. В этой потенциально очень важной реакции рождаются высокоэнергетические нейтрино (максимальная энергия 18,6 МэВ), имеющие большое сечение поглощения атомами  $^{37}\text{Cl}$  (Бакал, 1964а). Еще более существенно то, что скорость этой реакции не так чувствительна к температуре, как скорость реакции, дающей борные нейтрино. Возможность наличия дополнительного источника нейтрино высоких энергий вызвала интерес у экспериментаторов, однако тщательный анализ Вернца и Бреннана (1967) показал, что сечение захвата протона гелием-3 на Солнце столь невелико, что рождение нейтрино будет слишком редким событием, чтобы его можно было наблюдать.

В короткой, но важной статье Кузьмин (1966) обратил внимание на следующие преимущества радиохимического детектора солнечных нейтрино на  $^{71}\text{Ga}$  [см. также работу Кузьмина и Зацепина (1966)]: низкое значение энергетического порога, которое позволяет детектировать основные pp-нейтрино; большое сечение захвата в основном состоянии; удобное для экспериментаторов время полураспада (11,4 сут) и относительно большая энергия К-захвата (12 кэВ). Он сознательно не коснулся основной трудности, стоявшей на пути осуществления солнечно-нейтринного эксперимента с галлиевым детектором, — стоимости или наличия необходимого количества галлия.

В течение этих двух лет экспериментальные усилия были напра-

влены на создание 100 000-галлонного ( $3,785 \cdot 10^5$  л) хлорного детектора. Уже в конце 1964 г. компания "Хоумстейк" дала согласие на размещение этого детектора в своей шахте. Горные работы, необходимые для монтажа, начались в мае 1965 г. и закончились примерно через два месяца. Блейр Мунховен и Реймонд Дэвис были взволнованы, когда им впервые показали в шахте помещение площадью  $19,2 \text{ м}^2$  и высотой потолка  $9,75$  м. Когда они туда впервые вошли, то немедленно начали все осматривать с помощью шахтерских ламп. Внезапно включился свет, и они увидели огромную комнату со стенами, покрытыми предохранительной металлической сеткой, пол с колоннами для закрепления резервуара и монорельс для подъема груза на высоту  $9,75$  м. Сотрудники "Хоумстейка" гордились своей работой и были очень довольны, что экспериментатором из Брукхейвена она также понравилась.

Работы по изготовлению резервуара были начаты компанией "Чикаго Бридж энд Айрон" (СВІ) летом 1965 г. Дон Хармер, Блейр Мунховен и Рей Дэвис посетили завод компании в Солт-Лейк Сити, чтобы проверить стальные листы на скорость испускания  $\alpha$ -частиц с их поверхности. Скорость испускания  $\alpha$ -частиц изотопом  $^{37}\text{Ag}$ , содержащимся в перхлорэтилене, была измерена с помощью растворенного в жидкости радона  $^{222}\text{Rn}$ , который использовался в качестве источника  $\alpha$ -частиц. На основе этих измерений были получены допустимые величины фонового  $\alpha$ -излучения со стенок резервуара и в самой жидкости. Большое беспокойство вызывало естественное  $\alpha$ -излучение, генерирующее  $^{37}\text{Ag}$  в детекторе вследствие пары реакций  $^{35}\text{Cl}(\alpha, p)^{38}\text{Ag}$  и  $^{37}\text{Cl}(p, n)^{37}\text{Ag}$ . Если жидкость содержит еще и примесь серы, то  $^{37}\text{Ag}$  может образоваться также в реакции  $^{34}\text{S}(\alpha, n)^{37}\text{Ag}$ . Реакция с серой была изучена с помощью  $^{222}\text{Rn}$ , растворенного в дисульфиде углерода (Дэвис, 1969). После выбора стали компания "СВІ" изготовила отдельные части резервуара и доставила их в Хоумстейк. Все они были изготовлены таким образом, чтобы их можно было подогнать к подъемникам и туннелям шахты. Позже один из сотрудников "СВІ" сказал, что, как правило, компания не заинтересована в создании достаточно небольших и обычных резервуаров, как это требуется для нейтринного эксперимента, но в данном случае они были заинтригованы целями проекта и необычным местом расположения. Другой очень важной особенностью резервуара и системы насосов было требование абсолютной герметичности для предотвращения попадания внутрь атмосферного аргона. Инженеры "СВІ" имели большой опыт в проведении вакуумных испытаний на утечку крупных емкостей с гелием, используя в качестве детектора масс-спектрометр. Они уже

изготовили множество отсеков космических кораблей и больших судов Дьюара для НАСА. После сборки резервуар был откачан и проверен на течь. Два жидкостных насоса мощностью  $\sim 1900$  л/мин представляли собой герметизированные роторные насосы, сконструированные и построенные компанией "Chemump" специально для этого эксперимента. Арматура и лопастные колеса насосов размещались в отдельном герметичном баке, содержащем перекачиваемую жидкость. Такая конструкция не требует использования уплотнения вала, и поэтому ее можно сделать постоянно закрытой и герметичной. Под действием этих насосов жидкость циркулирует через ряд выходных отверстий (эдукторов), которые используются для продувания гелия через жидкость. Система из 40 эдукторов обеспечивает сильное взбалтывание жидкости и ее полное смешивание с очищающим газом (гелием). Система эдукторов была разработана в Брукхейвене и проверена в Брукхейвском плавательном бассейне.

В период, когда производилась сборка резервуара, Дэвис получил письмо от Б. Куховича из Варшавского университета. В письме высказывалось предположение, что для проверки расчетов сечений захвата нейтрино в качестве нейтринного источника можно использовать  $^{64}\text{Cu}$ . Этот изотоп имеет период полураспада  $12,5$  ч, что слишком мало для практических проверок. Однако это письмо побудило Брукхейвенскую группу изменить внутренние трубопроводы, чтобы входящая жидкость попадала непосредственно в центр резервуара. Это конструктивное изменение пригодилось в будущем. Сотрудник Брукхейвенской лаборатории Бернард Мановиц предложил в 1965 г. в качестве калибровочного источника использовать  $^{152}\text{Eu}$ . Он обратил внимание на то, что европий имеет большой период полураспада, а также применяется в качестве регулирующего стержня ядерного реактора. Эти два обстоятельства делают европий привлекательным и доступным источником. С тех пор возможность использовать интенсивный источник нейтрино для проверки расчетов сечений захвата нейтрино, операций химического экстрагирования и счета обсуждалась еще много раз.

Летом 1966 г. резервуар был готов. Оставался последний этап. Необходимо было тщательно отдраить внутренние стенки с помощью дробинки взрывчатки и вымыть все растворителем. Чтобы гарантировать интенсивность излучения  $\alpha$ -частиц ниже необходимого уровня, произвольные участки проверялись с помощью беззаконного пропорционального счетчика  $\alpha$ -частиц, который мог покрывать площадь  $60 \times 180 \text{ см}^2$ . После этого был смонтирован пояс ограждения и началось заполнение системы перхлорэтиленом. Десять железнодо-

рожных цистерн одна за другой подходили к стволу шахты. Перед отправкой перхлорэтилена с завода компании "Frontier Chemical" в Вичите (шт. Канзас, США) Датч Стеннер из Брукхейвена предварительно проверял содержание  $\alpha$ -частиц в пробах жидкости, взятых из каждой цистерны, прежде чем они покидали завод. Под землей жидкость транспортировалась до резервуара емкостью  $\sim 4 \cdot 10^5$  л на расстояние около 1,6 км в трех цистернах по 2500 л, которые были специально сконструированы для системы шахтных дорог и подъемников. Работа была выполнена в течение пяти недель одним работником "Хоумстейк" и пятью работниками Брукхейвенской лаборатории. Сразу после сборки рабочей системы была проведена длительная серия предварительных продувок для удаления растворенного воздуха и уменьшения количества атмосферного аргона до концентрации меньше нескольких десятых в кубическом сантиметре. Как только это было закончено, стало ясно, что детектор работает, как планировалось, и что действительно можно проводить тонкие измерения потока солнечных нейтрино.

В процессе удаления атмосферного аргона из резервуара была в конце концов получена относительно небольшая проба аргона объемом около 6 см<sup>3</sup>, которую доставили в Брукхейвен. Она не представляла большого интереса, поскольку количество аргона было слишком велико для введения в счетчики малого размера. Однако Дик Додсон настоял на том, чтобы активность образца была каким-то способом измерена, поскольку это была первая проба аргона из резервуара. Измерения были проведены в относительно большом счетчике, и, что удивительно, скорость счета составила 6 отсчетов в минуту! Высокий уровень радиоактивности был объяснен наличием в образце <sup>85</sup>Kr. Это был атмосферный криптон, растворенный в огромном количестве перхлорэтилена. Криптон был легко удален с помощью газовой хроматографии. Датч Стеннер показал Дэвису, как установить простой газовый хроматограф с древесноугольной колонкой. Это стало важным шагом в методике газовой очистки при удалении не только <sup>85</sup>Kr, но и <sup>222</sup>Rn.

Эта часть повествования была бы во многом неполной, если бы в заключение мы не упомянули бы нескольких участников работ, которые помогли ее успешно завершить. Дон Хармер в период конструирования и строительства установки провел в Брукхейвене год, помогая в подготовке солнечно-нейтринного эксперимента, тогда как молодой, но весьма опытный инженер Кеннет Хоффман с разрешения Технологического института шт. Джорджия осуществлял руководство рядом технических операций. Компании "Хоумстейк" и

"СВТ" достигли полного взаимопонимания на этапе строительства, а компания "Хоумстейк" продолжала оставаться активным партнером в эксплуатации детектора, который она помогла построить. Следующие сотрудники компании "Хоумстейк" принимали непосредственное участие в проекте: шахтные инспекторы Доналд Деликейт и Джоэль Уостерленд, инженер по исследованиям и планированию Альберт Джиллс и Джеймс Данн из отдела информации. На этапе конструирования Джим Дан и Дон Хоув посвятили проекту четыре выпуска журнала компании "Шарп Битс". Все эти люди во многом помогли солнечно-нейтринному эксперименту своим энтузиазмом, дружескими советами и непосредственной помощью.

Параллельно с этим активно развивалась программа прямого наблюдения высокоэнергетических нейтрино от распада <sup>8</sup>B на Солнце. Первый детектор, который уже упоминался, регистрировал нейтрино по их упругому рассеянию 4000 л сцинтилляционным счетчиком. Во втором детекторе (см. Рейнс и Вудс, 1965) в качестве поглотителя нейтрино использовался <sup>7</sup>Li. Третий детектор был построен Томом Дженкинсом с сотрудниками в Университете Кейса в Кливленде (шт. Огайо). Эта установка содержала 2000 л D<sub>2</sub>O и была создана для того, чтобы регистрировать черенковское излучение электронов, рожденных при захвате нейтрино дейтерием. Все эти детекторы были построены (Рейнс, 1967), но постепенно были заброшены, после того как хлорный эксперимент показал низкий поток нейтрино от распада в <sup>8</sup>B.

1968 г.

Последним систематическим теоретическим расчетом потоков солнечных нейтрино, который был выполнен прежде, чем появились первые экспериментальные результаты, была подробная статья Бакала и Шейвива (1968), посвященная неопределенностям в предсказаниях скорости счета. Эти авторы проварьировали все параметры в пределах, которые тогда предполагались правдоподобным диапазоном неопределенностей, и получили предсказанную скорость захвата (рассматривая неопределенности как статистические ошибки) в диапазоне 8—29 SNU. Более низкие значения, полученные в этой статье, объясняются тем, что в расчеты была заложена сильно завышенная оценка сечения реакции <sup>3</sup>He — <sup>3</sup>He, как обсуждалось выше. В короткой заметке Бакал, Бакал, Фаулер и Шейвив (1968) указали на то, что сечение реакции <sup>3</sup>He( $\alpha, \gamma$ )<sup>7</sup>Be было также в высшей степени не-

определенным, и получили предсказываемые скорости захвата в диапазоне 7–49 SNU. Свою статью эти авторы заканчивали призывом, который мог быть написан и сегодня: “Мы настаиваем, чтобы были проведены дополнительные измерения сечений реакций  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$  при низких энергиях для уменьшения неопределенностей в предсказаниях нейтринных экспериментов, предназначенных для проверки теории генерации ядерной энергии в звездах”.

Основные результаты измерений и пересмотренные теоретические оценки были вновь представлены в двух статьях в *Physical Review Letters* [Дэвис, Хармер и Хоффман (1968); Бакал, Бакал и Шейвив (1968)]. Нас удивляет и, возможно, даже разочаровывает сознание того, что, несмотря на десятки лет проверок и непрерывных усилий, направленных на улучшение деталей эксперимента, с момента выхода этих статей произошли только незначительные изменения как в измерениях, так и в стандартной теории (см. рис. П. 1 — П. 3).

Первые результаты с целью поиска солнечных нейтрино Дэвисом, Хармером и Хоффманом (1968) позволили получить верхний предел, равный 3 SNU. Этот результат основывался на первых двух измерениях. В статье была описана работающая экспериментальная установка, а также были приведены различные тесты для определения пределов фона, эффективностей восстановления и счета.

Теоретическая статья Бакала, Бакала и Шейвива (1968) давала наиболее вероятную скорость  $(7,5 \pm 3)$  SNU со специальными предположениями относительно неопределенностей в различных параметрах. Несмотря на выполненные позднее тщательные исследования дюжины эффектов и параметров, полученная во многих весьма обстоятельных работах наиболее вероятная оценка предсказываемой скорости захвата нейтрино никогда не выходила из этих пределов (хотя внутри отведенного диапазона были флуктуации вверх и вниз).

После появления этих статей Эд Солпитер опубликовал проницательный обзор теоретических и экспериментальных результатов в *Comments on Nuclear and Particle Physics* (Солпитер, 1968). В обзоре было сделано мудрое и удачно сформулированное замечание, которое подводило итог: “Таким образом, в настоящее время мы не имеем ни зафиксированных нейтрино, ни болезненного удовлетворения от предсказания скандала в теории эволюции звезд!”

Поучительно сравнить теоретические результаты, полученные в 1968 г., с теми, которые были зафиксированы в 1963–1964 гг. [см. Бакал и др. (1963), Сирс (1964), Бакал (1964а)]. Расчеты, выполненные в 1968 г., учитывали то, что ранее сечение реакции  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$  было завышено (на множитель примерно 0,6); в более детальном рас-

чете скорости протон-протонной реакции, выполненном Бакалом и Меем (1968), также использовалось более точное измерение времени жизни нейтрона, проведенное Кристенсенем и др. (1967) (все это дало уменьшение скорости на множитель около 0,7). Кроме того, было учтено улучшенное определение Ламбертом и Уорнером (1968а,б) отношения содержания тяжелых элементов к водороду на поверхности Солнца (уменьшающий множитель 0,5 с учетом новой величины  $Z/X = 0,02$ ). Эти изменения были направлены в одну сторону и давали общий средний множитель  $0,6 \times 0,5 \times 0,7 = 0,2$ , что привело к уменьшению оценки скорости захвата нейтрино с 40 SNU до 7 или 8 SNU.

Анализ первых экспериментальных результатов был также проведен Ибеном (1968). Он разработал ряд солнечных моделей для того, чтобы проиллюстрировать зависимость потоков солнечных нейтрино от различных параметров. Ибен использовал первоначальный массовый избыток гелия  $Y$  как параметр, который необходимо изменять, чтобы получить согласие с результатами солнечно-нейтринного эксперимента. Исходя из требования, чтобы результаты нейтринных исследований согласовывались со стандартной солнечной моделью и используемыми величинами ядерных параметров, для первоначального избытка гелия он вывел верхний предел, равный  $Y = 0,16$ . Его выводы отличались от результатов, полученных в параллельно проводившихся исследованиях Бакалом и Шейвивом (1968), которые выбрали за выделенный параметр (определяемый наблюдениями) отношение содержания тяжелых элементов к избытку водорода в фотосфере и нашли значения избытка гелия, согласующиеся с другими астрономическими измерениями (хотя и не согласующиеся с наблюдениями солнечных нейтрино для угаданных наилучшим образом модельных параметров).

Эзер и Камерон (1968) первыми предложили нестандартную солнечную модель, которая согласуется с наблюдаемым верхним пределом скорости захвата нейтрино. Они предположили, что Солнце полностью перемешано, а свежий водород непрерывно поступает в центральные области. Этот процесс позволил бы реакциям pp-цепочки протекать при более низкой центральной температуре, чем в стандартных моделях, и мог бы уменьшить предсказываемую скорость захвата нейтрино до  $1/4$  значения, вычисленного из стандартной модели. Сразу же были выдвинуты аргументы против возможности такого постоянного экстремального перемешивания [см. Бакал, Бакал и Улрик (1968); Шейвив и Солпитер (1968)], однако эта идея сыграла



важную роль, поскольку стала предвестником многих связанных с ней предположений.

В сентябре 1968 г. Г. Зацепин, один из первых и наиболее влиятельных энтузиастов солнечно-нейтринных экспериментов, организовал в Москве международную конференцию по нейтринной физике и астрофизике. Для этой конференции Бакал (1966), Дэвис (1969), Кузьмин и Зацепин (1969) подготовили обзоры по различным аспектам нейтринных исследований. Московская конференция была удобным случаем для неформального обсуждения предстоящих работ, а также недавно открытого расхождения между теорией и наблюдениями. Дэвис дал подробное описание 100 000-галлонного эксперимента, которое включало в себя описание конструкции детектора, методов проверки эффективности извлечения аргона, метода счета, и представил первые результаты наблюдений (скорость захвата меньше 3 SNU). Во время конференции молодыми советскими физиками было задано множество вопросов о деталях эксперимента. Было очевидно, что группа Зацепина активно занимается хлорным детектором в СССР. Бакал не смог принять участия в Московской конференции, так как его первый ребенок родился спустя всего девять дней после ее закрытия (доклад Бакала, содержащий шутки, был зачитан на конференции Дэвисом, которому в некоторых местах было неловко). Вместо того чтобы высказать свое отличное от общепринятого мнение лично, Бакал отразил его в докладе: "Наиболее вероятным кажется то, что природа к нам зла и некоторые экспериментально измеряемые параметры  $S_{17}$ ,  $S_{11}$ ,  $Z$ , а возможно, и другие ... в действительности отличаются от наших обычных представлений. Я чувствую особенную неуверенность относительно экстраполированного значения  $S_{17}$ . Однако я думаю, что Дэвис в конце концов измерит (достигнув лучшей чувствительности) скорость захвата в диапазоне 1 — 3 SNU; в противном случае мы будем иметь серьезное разногласие с теорией эволюции звезд". Кузьмин и Зацепин (1969) выразили аналогичное мнение, подчеркнув необходимость исключить неопределенности в экспериментальных значениях  $S_{17}$  и  $S_{34}$ , прежде чем делать важный для астрофизики вывод о расхождении между предсказываемой скоростью захвата и наблюдаемой величиной. Они обратили особое внимание на широкий разброс в значениях  $S_{17}$ , обусловленный тем, что сечение определялось различными методами [ср. Кавана (1960); Паркер (1968); Томбрелло (1965)].

Труды конференции отражали некоторые наши привязанности к предмету и нашим коллегам. Когда Вольфендейл спросил у Дэвиса о стоимости эксперимента, тот ответил: "10 минут коммерческо-

го времени на телевидении (600 000 долл)". Кроме того, на конференции был показан текст пари, заключенного между покойным Джоном Мэтью (тогда профессором теоретической физики в Калифорнийском технологическом институте) и Бакалом; этот текст был тщательно выверен в деталях. Бакал соглашался заплатить Мэтью два доллара, если в хлорном эксперименте будет установлен верхний предел меньше 1 SNU. Из приведенных финансовых оценок с очевидностью следует, что мы всегда ценили эксперименты выше, чем теорию.

## 1969—1977 гг.

Этот период был преимущественно посвящен как теоретическим, так и экспериментальным перепроверкам и обоснованию выводов, в общих чертах полученных за предыдущие пять лет. Например, в ответ на призыв Бакала. Бакал, Фаулера и Шейвива (1968) Кавана с сотрудниками в Келлогге повторили скрупулезные измерения сечения реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$  с улучшенной точностью при энергии протонов вплоть до 164 кэВ, обобщив и подтвердив результат, полученный ранее Паркером, и, таким образом, сильно увеличив наше доверие к экстраполяции скорости этой реакции в область низких энергий. Вскоре после того Двараканат (1974) вернулся в Келлогг и с истинной изобретательностью взялся за организацию измерений сечения реакции  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$  ниже 33 кэВ (0,1 нб); ему удалось показать, что ранее полученная экстраполяция гладко продолжается в область низких энергий и что нет указаний на низколежащий пороговый резонанс.

Кроме того, было выдвинуто много предположений относительно возможных решений проблемы солнечных нейтрино; ни одно из них не стало общепринятым, и почти все они либо оказались пригодными только ad hoc, либо были отвергнуты при дальнейшем анализе, либо то и другое. Возможно, что правильным решением является все-таки одно из предположений, которые были сделаны в течение указанного периода времени, и в этом случае по-прежнему трудно для нас угадать, каким именно оно могло бы быть. Поэтому мы здесь ограничимся простым перечислением наиболее интересных (а в некоторых случаях — более остроумных) предположений [для ознакомления с этими нестандартными моделями см. работы Бакала и Сирса (1972) или Руда (1978)].

Выдвинутые в тот период предположения являются следующими: турбулентная диффузия  ${}^3\text{He}$  (Шацман, 1969); нейтринные осцилляции (Грибов и Понтекорво, 1969; Вольфенштейн, 1978); избыток  ${}^3\text{He}$

на Солнце в настоящее время (Кочаров и Старбунов, 1970); влияние магнитного поля (Абрахам и Ибен, 1971; Бакал и Улрик, 1971; Бартенверфер, 1973, и Паркер, 1974); вековая нестабильность — такая, что наблюдаемая в настоящее время светимость Солнца не соответствует современной скорости генерации энергии (Фаулер, 1968, 1972; Шелдон, 1969); катализ кварков (Либби и Томас, 1969; Солпитер, 1970); очень низкое содержание тяжелых элементов в недрах Солнца (Бакал и Улрик, 1971); значительный магнитный момент нейтрино (Циснерос, 1971); нестабильность Солнца, которое проходит сейчас через особый период (Фаулер, 1972; Дилк и Гоф, 1972); распад нейтрино (Бакал, Каббиво, Йахил, 1972); резонанс при низких энергиях в реакции  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$  (Фаулер, 1972; Фетисов и Копысов, 1972); быстрое вращение солнечных недр (Демарк, Менгель и Свейгерт, 1973; Роксбург, 1974; Руд и Улрик, 1974); вращение с учетом магнитного поля (Снелл, Уилер и Вильсон, 1976); выгоревшее Солнце с гелиевым ядром (Прентис, 1973); половина массы солнечной короны состоит из избытка тяжелых элементов, который существует со времен Большого Взрыва, и, следовательно, другая половина массы присоединилась в момент формирования Солнечной системы (Хойл, 1975); отклонение от распределения Максвелла (Клейтон и др., 1975); разделение первичного водорода и гелия на фракции (Уилер и Камерон, 1975); существование черной дыры в центре Солнца (Клейтон, Ньюман и Толботт, 1975); многократное увеличение массы (Маедер, 1977).

Этот список предположений, конечно, не является полным, так как мы не предпринимали всеобъемлющих поисков литературы. В любом случае это перечисление показывает, что в течение рассматриваемого периода многих физиков и астрономов интересовала проблема солнечных нейтрино — ситуация, заметно отличавшаяся от той, которая наблюдалась в первые несколько лет активного развития исследований (1963 — 1966 гг.).

Полезная конференция по проблеме солнечных нейтрино была организована Фредом Рейнсом в студенческом городке Ирвин Калифорнийского университета в феврале 1972 г. (Рейнс и Тримбл, 1972; Тримбл и Рейнс, 1973). Особое место на этой конференции было уделено эксперименту. Было представлено подробное исследование различных аспектов хлорного эксперимента, а также обсуждались перспективы будущих экспериментов. Первый день встречи прошел в конференц-зале западного крыла Белого дома президента Никсона; это был необычный поступок, совершенный Фредом Рейнсом благодаря его всегда активной фантазии и умению организовывать. Вскоре после конференции были опубликованы две интересные теоретиче-

ские идеи: размышления Вилли Фаулера (1972) о том, что должен существовать резонанс в реакции  ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ , и анализ, выполненный А. Камероном и касающийся влияния неожиданного перемешивания солнечных недр на поток борных нейтрино (Камерон, 1973). Еще одна важная идея, возникновение которой, возможно, связано с этой конференцией, — это предложение Луиса Альвареса, которое позволило бы проверять хлорный детектор с помощью интенсивного радиоактивного источника  ${}^{65}\text{Zn}$  (Альварес, 1973). Он обратил внимание на то, что строго моноэнергетический источник нейтрино можно изготовить из активированного нейтронами  ${}^{64}\text{Zn}$ . (В настоящее время мы обсуждаем детальный план проведения этого эксперимента.)

Ниже мы приводим краткий обзор нескольких событий, которые произошли за этот период и в которых мы принимали непосредственное участие. Мы будем следовать строгому хронологическому порядку, чтобы наиболее логично сгруппировать некоторые относящиеся к проблеме разработки.

Единицу измерения SNU впервые ввел Бакал (1969в) в статье, в которой он доказывал, что необходимо выполнить другой солнечно-нейтринный эксперимент (предпочтительно с  ${}^7\text{Li}$ ), чтобы решить вопрос о том, обусловлено ли расхождение между теорией и наблюдениями недостатком астрофизических знаний или неизвестным явлением, влияющим на нейтрино в процессе их распространения от Солнца.

Грибов и Понтекорво (1969) предположили, что расхождение между теорией и экспериментом вдвое может возникать из-за осциллиций между электронным и мюонным состояниями нейтрино. Они представили соответствующие уравнения, описывающие эту двухкомпонентную систему, которые были выведены на основе более ранних и менее формальных рассуждений Понтекорво (1968). Грибов и Понтекорво рассматривали два вида средних потоков нейтрино: средний нейтринный поток Солнца и средний нейтринный поток за время наблюдения, предложенный И. Померанчуком.

Бакал и Фраутчи (1969) указали на то, что более важным является другое среднее, а именно среднее по широкому спектру энергий нейтрино, рожденных на Солнце, и что на самом деле некоторые вариации, рассмотренные Понтекорво и Грибовым, не должны иметь места. Бакал и Фраутчи предложили новый солнечно-нейтринный эксперимент для регистрации потоков  $\nu\nu$ - или  $\nu\bar{\nu}$ -нейтрино, для которых неопределенности в предсказании потоков из астрофизических соображений минимальны. Они утверждали, что такой эксперимент будет чувствительным к нейтринным массам порядка  $10^{-6}$

эВ и, следовательно, позволит сделать выбор между различными объяснениями смешивания нейтрино с точки зрения физики элементарных частиц.

В более современном контексте Биленький и Понтекорво (1978) придерживаются точки зрения, что "... смешивание нейтрино является гораздо более естественным решением, чем любое другое, предложенное как физикой элементарных частиц, так и астрофизикой". Они также утверждают: "С точки зрения физики элементарных частиц смешивание лептонов является, по-видимому, наиболее разумной и вполне привлекательной гипотезой". Они замечают следующее: "... нейтринные осцилляции не придуманы ad hoc для целей объяснения результатов эксперимента Дэвиса и его сотрудников".

Мы были бы рады проверить гипотезу о нейтринных осцилляциях с помощью галлиевого эксперимента.

Чувствительность потока солнечных нейтрино к малым изменениям непрозрачности, к уравнению состояния и сечениям ядерных реакций, к возрасту Солнца и распространенности тяжелых элементов была предметом тщательного исследования, выполненного Бакалом, Бакалом и Улриком (1969). Приведенная этими авторами удобная формула для зависимостей предсказываемой скорости захвата от различных величин часто использовалась нами и другими исследователями для быстрых оценок возможного значения различных неопределенностей в параметрах или в некоторых предлагаемых решениях проблемы солнечных нейтрино. (Указанная работа была первой в продолжительном счастливом сотрудничестве Дж. Бакала и Роджера Улрика, которое имеет место даже в настоящее время.) В чем-то аналогичные результаты были получены Торрес-Пеймбертом, Симпсоном и Улриком (1969) с использованием Берклиевской программы моделирования эволюции звезд. Эти авторы подчеркивали, что первоначальное относительное содержание  $Z$  тяжелых элементов на Солнце должно быть меньше 0,02, чтобы осталась надежда получить с помощью стандартных моделей скорость захвата нейтрино, которая не находилась бы в явном противоречии с наблюдаемым верхним пределом.

Различные эффекты, связанные с составом Солнца, турбулентной диффузией, а также с ролью магнитных полей, также подробно изучались Абрахамом и Ибеном (1971), Бакалом и Улриком (1971). Нейтринные потоки, вычисленные этими активно работающими группами с использованием различных компьютерных программ расчета эволюции звезд, как было показано Бакалом и Улриком, дают согласующиеся ответы при надлежащем выборе различных параметров.

Для того чтобы построить стандартную модель, предсказывающую достаточно низкую скорость захвата нейтрино, равную 5,5 SNU, Бакал, Хюбнер, Мак-Ги, Мерц и Улрик (1973) использовали новые расчетные данные по радиационной непрозрачности, полученные Лос-Аламосской группой. Это была первая статья по солнечным нейтрино, где ученые, рассчитывавшие непрозрачности (Хюбнер, Мак-Ги и Мерц), значения которых были признаны в течение долгого времени как основные по предмету в целом, стали соавторами специальной статьи по солнечным нейтрино.

Различные поправки на непрозрачность звезд рассматривались Ватсоном (1969a — в), в том числе и учет относительного содержания железа. Эти и другие поправки были включены в модели Бакала и Улрика (1970), которые получили наилучшую оценку скорости захвата, равную 7,8 SNU.

В декабре 1970 г. мы оба посетили Симпозиум по релятивистской астрофизике в Остине (шт. Техас). Наибольшее оживление на этом симпозиуме вызвало сообщение Джо Вебера о возможной регистрации импульсов гравитационного излучения от удаленных источников. Поиски радио- и микроволнового сигналов, коррелирующих с импульсами Вебера, подробно описывались во многих интересных сообщениях. Во время одного из них нам показалось, что солнечно-нейтринный детектор на  $^{37}\text{Cl}$  мог бы дать полезный предел нейтринной энергии, достигшей Земли, которая, возможно, связана с импульсами Вебера. В конце концов, мы уединились за столиком в ближайшем кафе и смогли быстро получить точный предел на отношение энергии нейтринного потока к энергии гравитационного потока (0,1% для нейтрино с энергией 10 МэВ, см. работу Бакала и Дэвиса, 1971). Отношение сигнал/шум в хлорном детекторе столь велико (для потоков энергии, сравнимых с теми, которые требуются в экспериментах Вебера по детектированию гравитационных волн), что отпадает нужда в проведении экспериментов на совпадения (что необходимо в радио- и микроволновой областях).

Аналогичная работа была выполнена нами в сотрудничестве с Джоном Эвансом и была связана с возможным детектированием антинейтрино от звездного коллапса, о котором сообщила группа Пенсильванского университета (Ланде и др., 1974). Отсутствие зарегистрированных нейтрино, связанных с антинейтринным событием 4 января, как было показано (Эванс, Дэвис и Бакал, 1974), трудно согласовать с предположением о том, что был зарегистрирован звездный коллапс. Мы продолжаем надеяться, что солнечно-нейтринные установки являются хорошими детекторами звездного коллапса и

что их использование для этих целей дополняет более специальные эксперименты, которые выполняются совместно с наблюдениями на детекторах гравитационных волн.

Тесную связь, которая существовала между теорией и наблюдениями (или, возможно, более правильно — между идеями, возникшими в ходе коктейлей, и наблюдениями), иллюстрирует история предположения (Бакал, Каббиво, Йахил, 1972) о том, что нейтрино могут быть нестабильными (т. е. могут распадаться на некоторые другие частицы). Эта идея стала рассматриваться после того, как Дэвис сообщил Бакалу в телефонном разговоре (и в последующем письме) в ноябре 1971 г., что в последнем сеансе не было зафиксировано *никаких* отсчетов (ни фона, ни сигнала) в течение двух месяцев. Этот результат означал, что при использовании счетчиков с достаточно низким фоновым уровнем счета может вполне оказаться, что скорость генерации  $^{37}\text{Ag}$  в резервуаре близка к нулю. Эта возможность сделала естественным рассмотрение различных лагранжианов, для которых не запрещался бы распад нейтрино. Идея объяснения низкой скорости захвата нейтрино его распадом в последние годы несколько потеряла свою актуальность, так как обнаружилось, что в резервуаре может наблюдаться конечное значение скорости образования  $^{37}\text{Ag}$ , (результат, полученный в ноябре 1971 г., оказался случайной флуктуацией).

В этот период эксперимент неоднократно совершенствовался, что в конечном счете существенно повысило его чувствительность. Разумеется, размеры детектора были уже зафиксированы и эффективность химического извлечения аргона была близка к расчетной. Единственной возможностью увеличения чувствительности детектора в Хоумстейке было уменьшение фона. Фоновая скорость распада  $^{37}\text{Ag}$  составляла около 10 отсчетов в месяц (полная ширина области на половинной высоте максимума распределения), а для действительно существенного улучшения чувствительности необходимо было иметь почти нулевой фон.

Очень важное предположение, которое привело к существенному улучшению чувствительности, выдвинул Гордон Гармайр. По окончании семинара в Калтехе мы отправились поплавать в бассейн студенческого городка. Расположившись рядом с бассейном, мы начали разговор с Гордоном. Он обратил внимание на то, что астрономы, работающие в рентгеновской области, разработали для пропорциональных счетчиков методы измерения времени нарастания импульса, которые позволяют наблюдать и классифицировать рентгеновские события в присутствии значительного потока космических лучей. Он

предположил, что ту же методику можно было бы применить для выделения событий распада  $^{37}\text{Ag}$  в небольших брукхейвенских счетчиках. Когда Дэвис впервые спросил у брукхейвенских специалистов по электронике, можно ли это осуществить, они ответили, что их усилители не обладают достаточным быстродействием, чтобы их можно было использовать для этой цели с небольшими счетчиками. Однако примерно через год они разработали усилители и расширители импульсов с достаточным для наших целей быстродействием. Первую работающую систему создали в Брукхейвенской лаборатории Роберт Л. Чейз, Велько Радека и Ли Роджерс; эта система была использована в сеансе под номером 18 (см. рис. П. 3) в конце 1970 г. Это уменьшило частоту фоновых событий, имитирующих генерацию  $^{37}\text{Ag}$ , до одного события в месяц.

С учетом уменьшения фона счетчиков особое значение приобрел фон самого резервуара. Генерация атомов  $^{37}\text{Ag}$  под действием быстрых нейтронов от окружающих пород оказалась очень небольшой: генерировалось около 0,04 атомов  $^{37}\text{Ag}$  в сутки. Этот фон нетрудно было устранить путем сооружения в скальной полости водного экрана. Вода была добавлена в сеансе №21 (рис. П. 3) летом 1971 г. Водный экран сохраняется и по сей день; лишь в течение шести месяцев 1975 г. он был удален для проверки резервуара на коррозию и для того, чтобы покрыть его еще одним слоем краски. (Группа Кена Ланде из Пенсильванского университета преобразовала водный экран в активный водный черенковский детектор частиц. Их 250-тонный детектор используется в настоящее время для поиска распада барионов и для наблюдения космических лучей, а также для поисков нейтрино от коллапса звезд.)

Известно, что фон космических лучей должен быть небольшим, но мы также выяснили, что и сигнал от солнечных нейтрино очень мал. Оценка фона космических лучей оказалась сложной задачей. Она потребовала измерений скорости генерации атомов  $^{37}\text{Ag}$  под действием космических лучей в зависимости от глубины их проникновения и экстраполяции полученных данных на полную глубину хлорного детектора. Измерения проводились на глубинах 30 — 108  $\text{кг} \cdot \text{см}^{-2}$ . Арнольд Вольфендейл и Е. К. М. Янг из Дарема (США) анализировали эти результаты, чтобы получить экстраполированное значение скорости образования  $^{37}\text{Ag}$  на глубине 440  $\text{кг} \cdot \text{см}^{-2}$  (Вольфендейл и др., 1972). Позднее Джорж Кассиди из Университета шт. Юта выполнил независимый анализ; он получил такие же результаты (Кассиди, 1973).

В последние годы Эд Файерман разработал независимый метод

определения мюонного фона, используя в качестве мишени  $^{39}\text{K}$  и регистрируя события, в которых образуются как атомы  $^{37}\text{Ag}$ , так и нейтроны и протоны. Эти важные измерения были проведены в шахте Хоумстейк.

Еще один метод определения фоновых эффектов в зависимости от глубины состоит в применении радиохимического нейтронного детектора, основанного на реакции  $^{40}\text{Ca}(\alpha, n)^{37}\text{Ag}$ . В настоящее время для измерения скорости образования нейтронов быстрыми мюонами брукгейвенская группа использует резервуар с 2000 л раствора нитрата кальция, располагая его на различных уровнях в шахте. Публикующиеся в последнее время результаты анализа данных хлорного детектора солнечных нейтрино используют фон 0,08 атомов  $^{37}\text{Ag}$  в сутки; это значение заимствовано из первоначальных работ Вольфендейла, Янга и Кассиди и основано на измерениях с помощью перхлорэтилена.

Система счета  $^{37}\text{Ag}$  была доставлена в шахту Хоумстейк в 1977 г. Однако ее запуск не привел к уменьшению фона счетчиков в той степени, как надеялись. Тем не менее подземный мюонный фон в счетчиках пренебрежимо мал, и это позволяет с их помощью измерять фоновые эффекты от  $\gamma$ -лучей на различных глубинах. Эти измерения фона гамма-лучей постепенно могут в конечном счете привести к дальнейшему уменьшению фоновых отсчетов.

Беспокойство среди физиков и астрономов вызвало то, что могут быть ошибки в радиохимическом извлечении нескольких десятков атомов  $^{37}\text{Ag}$  из большого объема перхлорэтилена с характерной концентрацией один атом на 10 000 л. Некоторые ученые предполагали, что  $^{37}\text{Ag}$ , рожденный в результате захвата нейтрино, переходит в химическое состояние, в котором аргон оказывается нелетучим и поэтому не удаляется при продувке гелием. Несколько специальных предложений были выдвинуты Кеннетом Джекобсом. Он предложил использовать молекулярно-ионные и радиационно-индуцированные полимеризационные ловушки (Джекобс, 1973).

Хотя эти предположения не основывались на здоровой химии, мы чувствовали, что имеет смысл сделать эксперимент для проверки этих маловероятных вещей. Для закрытия этих вопросов был поставлен эксперимент с перхлорэтиленом, меченым  $^{36}\text{Cl}$ . Этот изотоп испытывает  $\beta$ -распад, рождая  $^{36}\text{Ag}$ . Динамика процесса распада во многом похожа на захват нейтрино с испусканием электрона. В эксперименте Германа Вера-Руиса, Джона Эванса и Рея Дэвиса было найдено, что выход  $^{36}\text{Ag}$ , извлеченного прокачкой гелия через перхлорэтилен, количественно совпадает с предсказаниями. Эти и

другие эксперименты, выполненные на 100 000-галлонном (3, 785 · 10<sup>5</sup> л) резервуаре для проверки выделения аргона, показали, что  $^{37}\text{Ag}$  извлекается достаточно эффективно.

Под руководством Г. Т. Зацепина советский нейтринный проект развился в широкомасштабную программу. Мы впервые узнали о размахе предпринимаемых усилий на конференции в 1974 г. на озере Балатон в Венгрии. Группа заинтересованных американцев Фред Рейнс, Кен Ланде, Джон Бакал и Рей Дэвис попросили рассказать русских о своих планах. На вопросы отвечали А. Чудаков, А. Поманский, В. Кузьмин и Б. Понтекорво. Они в общих чертах обрисовали планы строительства четырехкилометрового туннеля под горой на Кавказе для размещения нескольких нейтринных детекторов, в том числе хлорного детектора, который примерно в пять раз больше, чем в эксперименте в Хоумстейке, и 1000-тонный сцинтилляционный детектор для наблюдения звездного коллапса. (Эта честолюбивая программа успешно развивается в настоящее время. В 1977 г. была проведена конференция по изучению нейтрино в Баксанском ущелье на Кавказе, и в то время глубина туннеля была уже около 1,7 км. На Нейтринной конференции 1980 г. советская группа заявила, что 50-тонный галлиевый эксперимент заработает в 1983 г.!)

В журнале "Science" (Бакал, Дэвис, 1976) был опубликован обзор проблемы солнечных нейтрино как она нам представлялась после 15 лет работы в сотрудничестве со многими коллегами. История этой статьи необычна, она была написана по настоятельным просьбам редактора британского журнала "The New Scientist", но предложенная нами рукопись была отклонена редактором как неприемлемая для его читателей. Тогда мы предложили ее редактору "Science", который любезно ее принял.

## С 1978 г. до настоящего времени

Наши усилия совместно с усилиями многих коллег в последние годы сконцентрированы на осуществлении нового эксперимента по солнечным нейтрино. В настоящее время наиболее обещающими мишенями являются, по-видимому,  $^7\text{Li}$ ,  $^{37}\text{Cl}$  (детектор большей массы),  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{115}\text{In}$ , а также изучение рассеяния нейтрино на электронах. Современное состояние предмета и обсуждение каждой из этих мишеней кратко изложены в комментариях различных ораторов, выступления которых опубликованы в "Proceedings of the Informal

Conference on the Status and Future of Solar Neutrino Research" (Фридендер, 1978). Эта конференция проходила в Брукхейвенской лаборатории в январе 1978 г. На ней представился удобный случай обсудить состояние предмета и того, что необходимо сделать в дальнейшем. Дэвис (1978) открыл конференцию докладом, посвященным техническим деталям хлорного эксперимента и методам, показывающим, что любой атом  $^{37}\text{Ar}$ , рождающийся в резервуаре, извлекается; он также рассказал о методах счета и анализа данных. Экспериментальная скорость счета составляла  $2, 2 \pm 0, 3 \text{ SNU}$ . За этим и другими докладами последовало много оживленных дискуссий. Бакал на конференции представил теоретическую калибровку каждой возможной новой мишени (Бакал, 1978а), которая более полно рассматривается в статье Бакала (1978б). В этой статье приведены наилучшие оценки сечений поглощения нейтрино в различных мишенях, оцененные неопределенности сечений и анализ того, что могут изучать физики и астрофизики, используя эти мишени. В ряде случаев эксперименты, для которых были выполнены значительные подготовительные работы, оказались замороженными в результате представленного Бакалом анализа, который показал, что для некоторых мишеней, которые в других случаях оказались приемлемыми, сечение поглощения нейтрино обладает большой неопределенностью. В последний день пленарной дискуссией между несколькими участниками искусно руководил Вилли Фаулер. Обсуждение показало заметное единодушие в поддержке новых экспериментов, которые могли бы быть чувствительны к нейтрино от протон-протонной реакции.

Важный доклад с предложением об эксперименте с таллием  $^{205}\text{Tl}$  в качестве мишени был ярко и обстоятельно сделан Мелом Фридманом (1978), который в сотрудничестве с коллегами из Аргоннской национальной лаборатории (Фридман и др., 1976) подробно описал наблюдательные возможности этого умного детектора. Основная идея состоит в том, чтобы использовать  $^{205}\text{Tl}$  для измерений среднего потока нейтрино от рр-реакций (или, что почти эквивалентно, светимости Солнца) за последние 10 млн. лет. Этот изотоп можно получить из геологических отложений. Недавние исследования данного вопроса Раули, Кливлендом, Дэвисом, Хампелом и Кирстеном (1980) подтвердили полученные Фридманом выводы о том, что ожидаемые фоновые эффекты малы и что этот детектор в принципе может дать информацию, которую невозможно получить другим способом, о средней светимости Солнца за время, которое, как полагают некоторые теоретики (в том числе и Вилли Фаулер), определяется собственной историей Солнца и относится к проблеме

солнечных нейтрино. Принципиальная трудность данного эксперимента, как показал Бакал (1978а,б), состоит в том, что сечения поглощения нейтрино в  $^{205}\text{Tl}$  не могут быть вычислены точно и являются по существу неизвестными с необходимой точностью (множитель 2 или меньше).

Новый эксперимент требуется главным образом для того, чтобы объяснить существующее расхождение между теорией и результатами наблюдений (с помощью хлорного детектора): связано ли это с нашим пониманием астрофизики (эволюции звезд) или физики частиц (например, свойств нейтрино). Для этой цели предпочтительно использовать такие детекторы, как  $^{71}\text{Ga}$  и  $^{115}\text{In}$  (Рагхаван, 1976), которые чувствительны главным образом к рр-нейтрино. Если в настоящее время средняя светимость Солнца обусловлена термоядерными реакциями в его недрах, то поток рр-нейтрино можно по существу вычислить из наблюдаемой оптической светимости. Для этих вычислений необходимо лишь предположить, что реакции, производящие  $^7\text{Be}$ , происходят относительно редко ( $\lesssim 10\%$ ), — предположение, которое можно проверить с помощью других звездных моделей или с помощью хлорного эксперимента.

В настоящее время Брукхейвенская национальная лаборатория в сотрудничестве с Институтом перспективных исследований, Пенсильванским университетом, Институтом ядерной физики им. Макса Планка в Гейдельберге и Вейцмановским институтом в Реховоте (Израиль) разрабатывает модульный детектор на  $^{71}\text{Ga}$ . Целесообразность и суть эксперимента описаны в статье Бакала и др. (1978) в "Physical Review Letters" и в предложении, представленном в "Max Planck Gesellschaft zur Forderung der Wissenschaften" (сентябрь, 1978). Операция по извлечению  $^{71}\text{Ge}$  была успешно проверена весной 1980 г. на 1,3-тонном образце галлия Брюсом Кливлендом, Израэлем Достровским, Герхартом Фридендером и Реем Дэвисом; процедура счета была эффективно развита группой из Института ядерной физики им. Макса Планка под руководством Тили Кирстена и Вольфганга Хампеля. Этот эксперимент может быть завершен в течение трех-четырёх лет, если его поддержит Министерство энергетики США вместе с Институтами им. Макса Планка в получении необходимого количества галлия (в общей сложности около 50 т).

Следующий этап галлиевого эксперимента состоит в использовании источника  $^{65}\text{Zn}$  с целью калибровки производительности детектора и сечений поглощения нейтрино способом, который впервые предложил Луис Альварес (1973) для хлорного детектора. Для этого промежуточного шага требуется около 10 т  $^{71}\text{Ga}$ . Выдвинутые в по-

следнее время предположения о том, что можно наблюдать нейтрино, осциллирующие в лабораторных условиях (см., например, Баргер и др., 1980; Рейнс и др., 1980), делает этот эксперимент особенно интересным. Лишь нейтринная линия  $^{65}\text{Zn}$  с энергией 1,343 МэВ (от захвата электрона) дает существенный вклад в наблюдаемую скорость захвата нейтрино (Бакал, 19786). Если осцилляции действительно имеют место на предполагаемом уровне (нейтринные массы порядка 1 эВ), то параметры осцилляции можно было бы определить, эффективно используя моноэнергетические нейтрино от  $^{65}\text{Zn}$  и изменяя расстояние между источником и поглотителем.

В настоящее время активно разрабатываются также другие детекторы. Они используют следующие мишени:  $^7\text{Li}$  (К. Роули, С. Херст, С. Крамер, Р. Дэвис, А. Бакич, Л. Пик);  $^{115}\text{In}$  (Р. Рагхаван, М. Дейч);  $^{81}\text{Br}$  (С. Херст, Бакал и Дэвис, вслед за недавно проведенным Беннетом и др. (1981) важным экспериментом по скорости  $\beta$ -распада возбужденного состояния  $^{81}\text{Kr}$  с энергией 190 кэВ).

## Ретроспектива

Стоит вновь возвратиться к хронологии предмета, чтобы увидеть, как менялись теоретические и наблюдаемые величины со временем. Это показано на рис. П. 1 и П. 2.

На рис. П. 1 изображена хронология предмета как она выглядела в 1970 г. (когда Дэвис использовал этот рисунок на публичной лекции). Некоторые важные события представлены на рисунке в периоды, соответствующие времени, когда они имели место. Интересно заметить, что единственное изменение, которое следовало бы сделать спустя десять лет, — это уменьшить верхний экспериментальный предел примерно в два раза.

На рис. П. 2 показаны все опубликованные величины, к которым мы имеем отношение, за исключением экспериментальных пределов, полученных в 1955 и 1964 гг. (эти самые ранние верхние пределы, равные 4000 и 160 SNU, не поместились бы на рис. П.2, который в отличие от рис. П.1 имеет линейный масштаб).

Относительно теоретических ошибок, показанных на рис. П.2, следует сделать несколько замечаний. Эти неопределенности больше, "экспериментальные", чем "теоретические", поскольку основная теория после 1964 г. не изменялась. Что изменилось, так это наилучшие оценки для ряда различных входных параметров (см. первые рассуждения проблемы до 1968 г.). Приведенные на рис. П.2 ошибки для

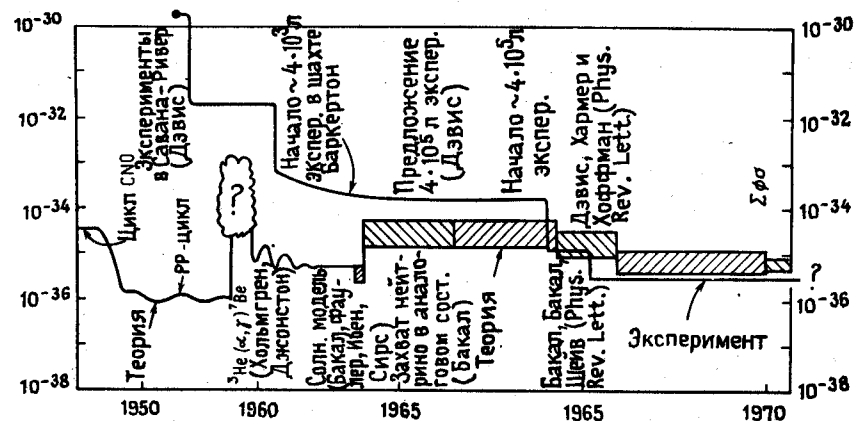
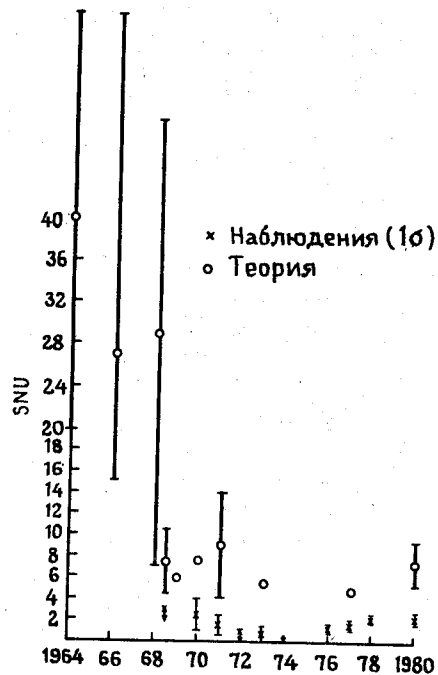


Рис. П. 1. Некоторые главные события в разработке проблемы солнечных нейтрино. Экспериментальный верхний предел показан тонкой черной кривой, а область теоретических значений (после 1964 г.) указана косой штриховкой. В качестве единицы измерения используется число захватов на атом мишени в секунду [ $10^{-36}$  захватов/(атом мишени/с) = 1 SNU].

теоретических значений взяты из оригинальных статей (см. подпись к рис. П.2). Пределы ошибок охватывают область скоростей захвата нейтрино, которые были получены из стандартных солнечных моделей при варьировании различных ядерных и атомных параметров в области значений, которые традиционно считались приемлемыми в то время, когда выполнялись расчеты. За последние 15 лет было проведено множество подробных теоретических работ для улучшения расчетных звездных моделей. Это было достигнуто большой ценой личных усилий и значительных затрат машинного времени, однако теоретические уточнения оказали лишь относительно небольшое влияние на вычисленную скорость захвата по сравнению с достаточно большими изменениями, вызванными новыми измерениями экспериментальных параметров. Различные верхние и нижние пределы в лучших теоретических оценках начиная с 1966 г. представляют главным образом статистические вариации неопределенностей многих входных параметров. Современная теоретическая оценка скорости захвата составляет  $7,5 \pm 1,5$  SNU, где указанная неопределенность учитывает известные ошибки в определении непрозрачности, первичного химического состава и параметров ядерных реакций (Бакал и др., 1980).



**Рис. П. 2.** Опубликованные значения предсказываемых и наблюдаемых скоростей захвата нейтрино за период с 1964 по 1980 г. Экспериментальные результаты заимствованы из следующих работ: Дэвис, Хармер и Хоффман (1968); Дэвис (1970); Дэвис, Роджерс и Радека (1971); Дэвис (1971); Дэвис, Эванс, Радека и Роджерс (1972), Дэвис и Эванс (1973), Дэвис и Эванс (1974); Дэвис и Эванс (1976); Роули, Кливленд, Дэвис и Эванс (1977); Дэвис (1978); Роули, Кливленд, Дэвис, Хампел и Кирстен (1980). Теоретические значения опубликованы в работах: Бакал (1964 а); Бакал (1966); Бакал и Шейвив (1968); Бакал, Бакал, Фаулер и Шейвив (1968); Бакал, Бакал и Шейвив (1968); Бакал (1969б); Бакал и Улрик (1970); Бакал и Улрик (1971); Бакал, Хюбнер, Маги, Мерц и Улрик (1973); Бакал (1977); Бакал, Хюбнер, Любов, Маги, Мерц, Паркер, Рожнаи, Улрик и Арго (1980). Аналогичные результаты, полученные другими авторами, упоминаются в тексте.

Методы анализа данных со временем менялись; их рассмотрение довольно полно представлено в статье Дэвиса (1978). Все опубликованные до 1977 г. скорости счета приводятся в оригинальных статьях (см. подпись к рис. П.2) в виде верхних пределов с одним стандартным отклонением. Со временем по мере накопления опыта работы с действующей установкой и достижения чрезвычайно низкой скорости счета чувствительность эксперимента значительно увеличилась. Измерение времени нарастания (как впервые предложил Гордон Гармайр) и высоты импульсных сигналов для событий в пропорциональном счетчике позволяет точно выделять шумовые импульсы. Измерение времени нарастания импульса было введено, начиная с сеанса N 18 (1970); при этом значительно уменьшилось число фоновых событий. Брюс Кливленд для анализа экспериментальных данных разработал метод максимального правдоподобия, который учитывает время возникновения всех событий, регистрируемых счетчиками; этот метод беспристрастен и дает наилучшую оценку и наименьшую ошибку как для фона, так и для скорости образования  $^{37}\text{Ar}$ . С помощью данного метода стало возможным установить, что скорость образования  $^{37}\text{Ar}$  в резервуаре хотя и мала, но отлична от нуля. Этот факт можно продемонстрировать и другим способом, если рассмотреть все зарегистрированные в различных сеансах сигналы и показать, что вся совокупность событий распадается со временем полураспада  $^{37}\text{Ar}$ ; результирующая кумулятивная кривая распада ярко и убедительно указывает на то, что в эксперименте действительно регистрируется  $^{37}\text{Ar}$  (см. Дэвис, 1978). В настоящее время оценка скорости образования аргона составляет  $2,2 \pm 0,4$  SNU (Роули и др., 1980).

Из рис. П.2 следует, что в 1972—1974 гг. опубликованные оценки экспериментальной скорости захвата были минимальными. Этот эффект почти целиком обусловлен изменением метода анализа данных (Дэвис, 1978); все точки, полученные в более позднее время, включают в себя также ранние данные. Чтобы проверить такую интерпретацию, Брюс Кливленд вновь проанализировал данные с помощью своего метода максимального правдоподобия. Для данных, имевшихся к 1972 г., Кливленд нашел  $1,3 \pm 1$  SNU (сравните с ранее опубликованным значением  $0,2$  SNU), а по данным 1974 г. Кливленд получил  $2,0 \pm 0,4$  SNU (сравните с ранее опубликованным значением  $1,3$  SNU). Основное различие между современным анализом и более ранними вычислениями состоит в том, что теперь правильно учитываются статистические ошибки для очень малого числа событий.

На рис. П.3, подготовленном Кливлендом и Дэвисом, приведены



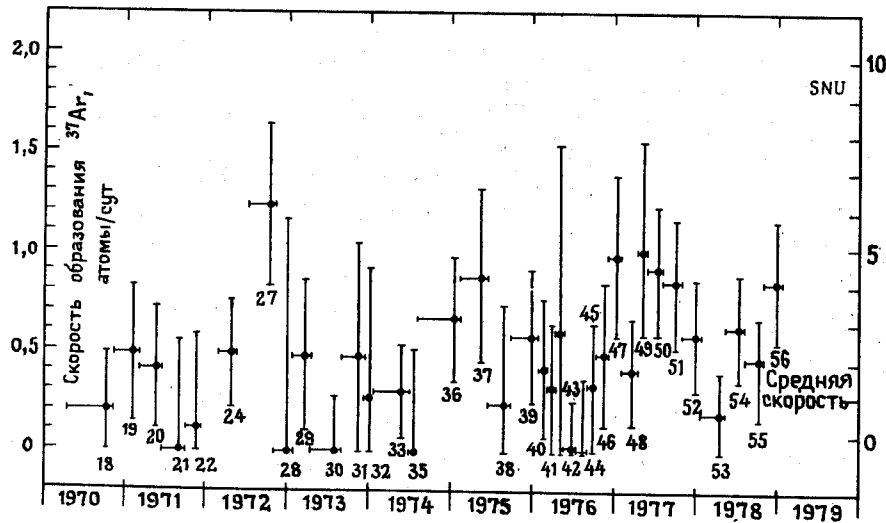


Рис. П.3. Сводка скоростей образования  $^{37}\text{Ag}$  в отдельных экспериментальных сеансах 1970–1979 гг.

все имеющиеся к настоящему времени данные высокого качества. Средняя скорость образования  $^{37}\text{Ag}$  в резервуаре, согласно этим данным, составляет  $2,2 \pm 0,4$  SNU.

Теперь расхождение между теорией и экспериментом с использованием наилучших из имеющихся оценок параметров определяется множителем около 3. Необходимо повторить эксперименты по измерению сечений реакций  $^3\text{He} - ^3\text{He}$ ,  $^3\text{He} - ^4\text{He}$ ,  $^7\text{Be} - \text{p}$  при низких энергиях с применением самых современных методов [см. работы Рольфа и Траутветтера (1978), а также Барнса (1981)]. В настоящее время эксперименты проводятся со второй из этих реакций, которую исследуют Клаус Рольф и его коллеги в Германии, а также группа энтузиастов в лабораториях Келлогга. Из полной скорости захвата 7,8 SNU, предсказываемой лучшей современной расчетной моделью, 6,3 SNU обусловлено реакцией  $^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}$ , причем последнюю подробно изучали в 1969 г. Ральф Кавана и его коллеги (неопубликованная работа; см. Кавана, 1972). Следует снова подчеркнуть, что полное различие между теоретическими и наблюдаемыми значениями на рис. П.2 обусловлено борными нейтрино, генерируемыми в реакции  $^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}$ . Полная скорость захвата существенно зависит также от реакции  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  — приблизительно как фактор сече-

ния реакции в степени 0,8.

Не будет удивительным, если Вилли Фаулер вновь использует свою исключительную силу убеждения, чтобы вышеприведенные эксперименты были повторены еще раз скорейшим образом. В конце концов, в течение многих лет он говорил, что всем нам следует делать; мы получили пользу не только от его чисто научных советов, но и от его подшучивания над нами в процессе работы.

В заключение мы выражаем надежду, что независимо от того, каким окажется решение проблемы солнечных нейтрино, совместные усилия многих людей (химиков, физиков-ядерщиков, астрофизиков, геофизиков и физиков, изучающих элементарные частицы) за последние 20 лет приведут к лучшему пониманию как солнечных недр, так и ограниченности наших современных представлений. За это время многие параметры были определены с более высокой точностью, а многие теоретические гипотезы оказались несостоятельными. Будущие эксперименты по солнечным нейтрино должны более ясно показать, что упущено в нашем современном понимании проблемы и что так или иначе окажется решающим — физика частиц или астрофизика.

Исследование субсидировалось частично "NSF Grant N PHY79-19884" и частично "Energy Research and Development Administration".

## Литература

- Abraham Z., Iben I., Jr., *Astrophys. J.*, 170, 157 (1971).  
 Alvarez L. W., University of California Radiation Laboratory Report UCRL-328 (1949).  
 - *Physics Notes*, Mem. No. 767, Lawrence Radiation Laboratory, March 23 (1973).  
 Bahcall J. N., *Phys. Rev.*, 126, 1143 (1962a).  
 - *Phys. Rev.*, 128, 1297 (1962b).  
 - *Phys. Rev. Lett.*, 12, 300 (1964a).  
 - *Phys. Rev. B*, 136, 1164 (1964b).  
 - *Phys. Rev. B*, 135, 137 (1964b).  
 - *Phys. Lett.*, 13, 332 (1964r).  
 - *Phys. Rev. Lett.*, 17, 398 (1966).  
 Proc. 2nd Intern. Confer. on High-Energy Physics and Nuclear Structure (ed. G. Alexander), 232 (1967).  
 - *Quasars and High-Energy Astronomy* (eds. K.N. Douglas, I. Robinson, A. Schild, E.L. Schucking, J.A. Wheeler, N.J. Woolf), New York: Gordon and Breach, 321 (1969a).

- Proc. Intern. Confer. on Neutrino Physics and Astrophysics (Moscow), 2, 133. USSR: F.I. Academy Science (19696).
- Phys. Rev. Lett., 23, 251 (1969в).
- Astrophys. J. Lett., 216, L115 (1977).
- Proc. Informal Confer. on Status and Future of Solar Neutrino Research, Brookhaven National Laboratory 50879, 1, 223 (1978a).
- Rev. Mod. Phys., 50, 881 (19786).
- Bahcall J. N., Bahcall N. A., Fowler W. A., Shaviv G., Phys. Lett., 26B, 359 (1968).
- Bahcall J. N., Bahcall N. A., Shaviv G., Phys. Rev. Lett., 20, 1209 (1968).
- Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K., Astrophys. Lett., 2, 91 (1968).
- Astrophys. J., 156, 559 (1969).
- Bahcall J. N., Barnes C. A., Phys. Lett., 12, 48 (1964).
- Bahcall J.N., Cabibbo N., Yahil A., Phys. Rev. Lett., 28, 316 (1972).
- Bahcall J.N., Cleveland B.T., Davis R., Jr., Dostrousky I. et al., Phys. Rev. Lett., 40, 1351 (1978).
- Bahcall J.N., Davis R., Jr., Stellar Evolution (eds. R. F. Stein and A. G. W. Cameron), New York: Plenum Press, 1966, p. 241.
- Phys. Rev. Lett., 26, 662 (1971).
- Science, 191, 264 (1976).
- Bahcall J.N., Fowler W.A., Iben I., Sears R.L., Astrophys. J., 137, 344 (1963).
- Bahcall J.N., Frautschi S.C., Phys. Lett., 29B, 623 (1969).
- Bahcall J.N., Huebner W.F., Lubow S.H., Magee N.H., Jr., et al., Phys. Rev. Lett., 45, 945 (1980).
- Bahcall J.N., Huebner W.F., Magee N.H., Merts A.L., Ulrich R.K., Astrophys. J., 184, 1 (1973).
- Bahcall J.N., May R.M., Astrophys. J. Lett., 152, L17 (1968).
- Bahcall J.N., Sears R.L., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 25 (1972).
- Bahcall J.N., Shaviv G., Astrophys. J., 153, 113 (1968).
- Bahcall J.N., Ulrich R.K., Astrophys. J. Lett., 160, L57 (1970).
- Astrophys. J., 170, 593 (1971).
- Berger V., Whisnat K., Phillips R.J.N., Phys. Rev. Lett., 45, 2084 (1980).
- Barnes C.A., Laboratory Approaches to Nuclear Astrophysics, Three Lectures in Progress in Particle and Nuclear Physics (ed. Sir Denys Wilkinson), Oxford: Pergamon Press, в печати (1981).
- Bartenwerfer D., Astron. Astrophys., 25, 455 (1973).
- Benett C., в печати (1981).
- Bethe H.A., Phys. Rev., 55, 434 (1939).
- Bethe H.A., Critchfield L., Phys. Rev., 54, 248 (1938).
- Bilenky S.M., Pontecorvo B., Phys. Reports, 41, 225 (1978).
- Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F., Rev. Mod. Phys., 29, 547 (1957).
- Cameron A.G.W., Bull. Am. Phys. Soc. II, 3, 227 (1958a).
- Ann. Rev. Nucl. Sci., 8, 299 (19586).

- Chalk River Report CRL-41, 2nd ed., неопубликованная работа (1958в).
- Explosive Nucleosynthesis (eds. D.N. Schramm and W.D. Arnett). Austin: University of Texas Press (1973a).
- Rev. Geophys. Space Phys., 11, 505 (19736).
- Cassidy G.A., Proc. 13th Intern. Confer. on Cosmic Rays, Denver, vol. 13, 1958 (1973).
- Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W.K., Rustad B.M., Phys. Lett., 26B, 11 (1967).
- Cisneros A., Space Sci., 10, 87 (1971).
- Clayton D. D., Dwek E., Newman M. J., Talbot R. J., Astrophys. J., 201, 489 (1975).
- Crane H. R., Rev. Mod. Phys., 20, 278 (1948).
- Davis R., Jr., Phys. Rev., 97, 766 (1955).
- Phys. Rev. Lett., 12, 303 (1964).
- Proc. Intern. Confer. on Neutrino Physics and Astrophysics (Moscow), USSR: F. I. Academy Science, 2, 99 (1969).
- Hungaricae, Suppl. 4, 29, 371 (1970).
- Acad. Naz. Lincei, 157, 59 (1971).
- Proc. Informal Confer. on the Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Brookhaven National Laboratory 50879, 1, 1 (1978).
- Davis R., Jr., Evans J. C., Proc. 13th Intern. Cosmic Ray Conference, Denver, vol. 3, 2001 (1973).
- Труды VI Ленинградского международного семинара "Ускорение частиц и ядерные реакции в космосе", с. 91, Ленинград, ФТИ, 1974.
- Труды VII Ленинградского международного семинара "Активные процессы на Солнце и проблема солнечных нейтрино", с. 83, Ленинград, ФТИ, 1976.
- Davis R., Jr., Evans J. C., Radeka V., Rogers L. C. — In: Neutrino '72, 1, 5 (eds. A. Frenkel, G. Marx), OMDK — Technoinform, Budapest, June, 1972, Europhysics Conference (1972).
- Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C., Phys. Rev. Lett., 20, 1205 (1968).
- Davis R., Jr., Harmer D. S., Neely F. — In: Quasars and High-Energy Astronomy (eds. K.N. Douglas, I. Robinson, A. Schild, E. L. Schucking, J. A. Wheeler, N. J. Woolf), New York: Gordon and Breach, 1969, p. 287.
- Davis R., Jr., Rogers C., Rodeka V., Bull. Am. Phys. Soc. II, 16, 631 (1971).
- Demarque P., Mengel J. G., Sweigart A. V., Mon. Not. R. Astron. Soc., 165, 19 (1973).
- Dilke F. W. W., Gough D. O., Nature, 240, 262 (1972).
- Dwarakanath M. R., Phys. Rev. C., 9, 805 (1974).
- Evans J. C., Davis R., Jr., Bahcall J. H., Nature, 251, 486 (1974).
- Ezer D., Cameron A. G. W., Can. J. Phys., 43, 1497 (1965).
- Can. J. Phys., 44, 593 (1966).
- Astrophys. Lett., 1, 177 (1968).

- Fetisov V. N., Kopysov Y. S.*, Phys. Lett. B, **40**, 602 (1972).  
*Fowler W. A.*, Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, **14**, 88 (1954).  
 - *Astrophys. J.*, **127**, 551 (1958).  
 - *Contemporary Physics: Trieste Symposium 1968*, vol. 1, Vienna: International Atomic Energy Agency, 1968, p. 359.  
 - *Nature*, **238**, 24 (1972).  
*Freedman M. S., Stevens C. M., Horwitz E. P. et al.*, *Science*, **193**, 1117 (1976).  
*Freedman M. S.*, Proc. Informal Confer. on the Status and Future of Solar Neutrino Research, Brookhaven National Laboratory 50879, 1978, p. 313.  
 Proc. Informal Confer. on the Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Brookhaven National Laboratory 50879, vols. 1, 2 (1978).  
*Goldhaber M.*, Proc. 2nd Intern. Confer. on High-Energy Physics and Nuclear Structure (ed. G. Alexander), Amsterdam, 1967, p. 475.  
*Gribov V., Pontecorvo B.*, Phys. Lett., **28B**, 493 (1969).  
*Hardy J. C., Verrall R. I.*, Phys. Rev. Lett., **13**, 764 (1964).  
*Holmgren H. P., Johnston R.*, Bull. Am. Phys. Soc. II, **3**, 26 (1958).  
*Hoyle F.*, *Astrophys. J. Lett.*, **197**, L127 (1975).  
*Iben I., Jr.*, Phys. Rev. Lett., **21**, 1208 (1968).  
*Iben I., Jr., Kalata K., Schwartz J.*, *Astrophys. J.*, **150**, 1001 (1967).  
*Jacobs K.*, *Nature*, **256**, 560 (1973).  
*Kavanagh R. W.*, *Nucl. Phys.*, **15**, 411 (1960).  
 - *Cosmology, Fusion and Other Matters* (ed. F. Reines), Boulder: Colorado Associated University Press, 1972, p. 169.  
*Kocharov G. E., Starbunov Yu. N.*, *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.*, Suppl. to vol. 29 (Proc. 11th Intern. Confer. on Cosmic Rays, Budapest), **4**, 353 (1970).  
*Kuchowicz B.*, *Rep. Prog. Phys.*, **39**, 291 (1976).  
*Кузьмин В. А.* — ЖЭТФ, 1966, т. 49, вып. 5 (11), с. 1532.  
*Kuzmin V. A., Zatsepin G. T.*, Proc. 9th Intern. Confer. on Cosmic Rays, London, vol. 2, 1023 (1966).  
 - Proc. Intern. Confer. on Neutrino Physics and Astrophysics (Moscow), vol. 2, (USSR: F.I. Academy Science), 1969, p. 135.  
*Lambert D. L., Warner B.*, *Mon. Not. R. Astron. Sci.*, **138**, 181 (1968 a).  
 - *Mon. Not. R. Astron. Sci.*, **138**, 213 (1968b).  
*Lande K., Bozoki G., Frati W. et al.*, *Nature*, **251**, 485 (1974).  
*Libby L. M., Thomas F. J.*, *Nature*, **222**, 1238 (1969).  
*Maeder A.*, *Astr. Astrophys.*, **56**, 359 (1977).  
*Parker E. N.*, *Astrophys. Space Sci.*, **31**, 261 (1974).  
*Parker P. D.*, *Phys. Rev.*, **150**, 851 (1966).  
 - *Astrophys. J. Lett.*, **153**, L85 (1968).  
*Parker P. D., Bahcall J. N., Fowler W. A.*, *Astrophys. J.*, **139**, 602 (1964).  
*Parker P. D., Kavanagh R. W.*, *Phys. Rev.*, **131**, 2578 (1963).  
*Pochoda P., Reeves H.*, *Planet. Space Sci.*, **12**, 119 (1964).

- Pontecorvo B.*, Chalk River Laboratory Report PD-205 (1946). (Имеется перевод в настоящей книге; см. приложение II.)  
 - ЖЭТФ, 1968, т. 26, с. 984; т. 53, вып. 5 (11), с. 1717 (1967).  
*Prentice A. J. R.*, *Mon. Not. R. Astron. Sci.*, **163**, 331 (1973).  
*Raghavan R. S.*, *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 259 (1976).  
*Reeder P. L., Poskanzer A. M., Esterlund R. A.*, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 767 (1964).  
*Reines F.*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 25 (1960).  
 - *Proc. R. Soc. Ser. A*, **301**, 159 (1967).  
 - *Quasars and High-Energy Astronomy* (eds. K. N. Douglas, I. Robinson, A. Schild et al), New York: Gordon and Breach, 1969, p. 295.  
*Reines F., Kropp W. R.*, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 457 (1964).  
*Reines F., Sobel H., Pasierb E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1307 (1980).  
*Reines F., Trimble V.*, Proc. Solar Neutrino Confer., University of California, Irvine (1972).  
*Reines F., Woods R. M., Jr.*, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 201 (1965).  
*Rolfs C., Trautvetter H. P.*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **28**, 115 (1978).  
*Rood R. T.*, Proc. Brookhaven Solar Neutrino Confer., **1**, 175 (1978).  
*Rood R. T., Ulrich R. K.*, *Nature*, **252**, 366 (1974).  
*Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Evans J. C.*, Proc. Intern. Confer. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Neutrino '77, Elbrus, USSR, **1**, 15 (1977).  
*Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr., et al.* Brookhaven National Laboratory Report 27190, 1980, в печати.  
*Rozburgh I. W.*, *Nature*, **248**, 209 (1974).  
*Ryajskaya O., Zatsepin G.*, Proc. 9th Intern. Confer. on Cosmic Rays, London, 987 (1965).  
*Salpeter E. E.*, *Comments Nucl. Part. Phys.*, **11**, 97 (1968).  
 - *Nature*, **225**, 165 (1970).  
*Schatzman E.*, *Astrophys. Lett.*, **3**, 139 (1969).  
*Sears R. L.*, *Astrophys. J.*, **140**, 477 (1964).  
 - *Stellar Evolution* (eds. R. F. Stein, A. G. W. Cameron), New York: Plenum Press, 1966, p. 245.  
*Shaviv G., Bahcall J. N., Fowler W. A.*, *Astrophys. J.*, **150**, 725 (1967).  
*Shaviv G., Salpeter E. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1602 (1968).  
*Sheldon W. R.*, *Nature*, **221**, 650 (1969).  
*Snell R. L., Wheeler J. C., Wilson J. R.*, *Astrophys. Lett.*, **17**, 157 (1976).  
*Tombrello T. A.*, *Nucl. Phys.*, **71**, 459 (1965).  
 - *Nuclear Research with Low Energy Accelerators* (eds. J. B. Marion, D. M. Palter), New York: Academic Press, 1967, p. 195.  
*Tombrello T. A., Parker P. D.*, *Phys. Rev.*, **131**, 2582 (1963).  
*Torres-Peimbert S., Ulrich R. K., Simpson E.*, *Astrophys. J.*, **155**, 957 (1969).  
*Trimble V., Reines F.*, *Rev. Mod. Phys.*, **45**, 1 (1973).  
*Watson W. D.*, *Astrophys. J.*, **157**, 375 (1969a).

- *Astrophys. J.*, **158**, 303 (19696).  
*Wernitz C., Brennan J. G.*, *Phys. Rev.*, **157**, 759 (1967).  
*Weymann R., Sears R. L.*, *Astrophys. J.*, **142**, 174 (1965).  
*Wheeler J. C., Cameron A. G. W.*, *Astrophys. J.*, **196**, 601 (1975).  
*Wolfendale A. F., Young E. C. M., Davis R., Jr.*, *Nature Phys. Sci.*, **238**, 1301 (1972).  
*Wolfenstein L.*, *Phys. Rev. D*, **17**, 2365 (1978).

## Приложение II

### Обратный $\beta$ -процесс

Б. Понтекорво

Национальный исследовательский совет Канады,  
 Отделение атомной энергии,  
 Чолк-Ривер, Онтарио (Канада), 20 ноября 1946 г. PD-205

*Во время 2-го симпозиума по подземным физическим измерениям (экспериментам), который состоялся в СССР в августе 1987 г. на Кавказе (Баксан), мне представилась благоприятная возможность обсудить с академиком Понтекорво некоторые вопросы детектирования нейтрино. Его значительный вклад в эту область исследований в течение более четырех десятилетий побудил меня вновь обратиться к его оригинальной, пронизательной и поистине пророческой статье, написанной во время работы в Чолк-Ривере. Поскольку официальная архивная копия статьи в Национальном исследовательском совете оказалась в плохом состоянии, а текст местами был почти неразборчив, я решил перепечатать ее заново с сохранившегося архивного оригинала; настоящий документ является результатом этих усилий. В момент, когда предложение построить нейтринную обсерваторию в Садбери (SNO) лежит на столе, целесообразно отметить, что в Канаде интеллектуальные истоки разрабатываемых проектов по детектированию солнечных нейтрино берут начало в сравнительно далеком прошлом и прилагаемый отчет служит тому свидетельством.*

В.Ф. Дэвидсон (январь 1988 г.)

## Введение

Теория Ферми для  $\beta$ -распада пока еще не завершена; не получили решения не только частные вопросы, но и фундаментальное предположение — нейтринная гипотеза — пока окончательно не доказано. Я кратко напомню основные экспериментальные факты, которые побудили Паули выдвинуть нейтринную гипотезу.

1. При  $\beta$ -распаде заряд  $Z$  атомного ядра изменяется на единицу, тогда как массовое число не меняется.

2. Спектр  $\beta$ -распада является непрерывным, в то время как родительские и дочерние состояния ядер соответствуют хорошо определенным значениям энергии ядер  $Z$  и  $Z \pm 1$ .

3. Разность энергий между начальным и конечным состояниями, связанными с  $\beta$ -переходом, равна верхнему пределу непрерывного спектра.

Мы видим, что эти фундаментальные факты можно примирить между собой только с помощью одного из следующих альтернативных допущений:

а) Закон сохранения энергии в единичном акте  $\beta$ -распада не выполняется.

б) Закон сохранения выполняется, но при  $\beta$ -переходе вместе с  $\beta$ -частицей испускается новая гипотетическая частица — нейтрино, которую невозможно обнаружить какими-либо калориметрическими методами. При этом энергия перехода делится между электроном и нейтрино. Такое предположение было выдвинуто Паули, и на этой основе Ферми построил самосогласованную количественную теорию  $\beta$ -распада. Кроме уже отмеченных трудностей, это допущение устраняет также некоторые трудности, связанные с сохранением спина и типа статистики частиц, о чем мы не имеем возможности говорить здесь.

Главными свойствами нейтрино, вытекающими отсюда "по определению", являются нулевой заряд, спин  $1/2$  и статистика Ферми.

Проблема  $\beta$ -распада подверглась экспериментальному изучению многими способами:

1)  *$\beta$ -спектроскопия*, т. е. исследование формы спектра, взаимосвязи между энергией выхода и вероятностью распада, отношения эмиссии позитронов к эмиссии электронов для случаев, когда испускались оба сорта частиц, отношения числа переходов с К-захватом к числу позитронных переходов.

2) *Распад нейтрона*. Этот фундаментальный  $\beta$ -переход — превращение свободного нейтрона в протон — пока не был обнаружен.

Планы по его обнаружению, а также по изучению углового распределения испущенных протонов и электронов были разработаны в нескольких лабораториях США и в лаборатории Чолк-Ривер.

3) *Эксперименты по детектированию ядер отдачи при  $\beta$ -распаде*. Несколько авторов провели эксперименты такого типа. Общая особенность всех этих экспериментов состоит в том, что величина энергии отдачи ядра, подвергнувшегося процессу  $\beta$ -распада, проверяется с точки зрения выполнения законов сохранения энергии и импульса. Наиболее существенные результаты были получены Алленом, который изучал отдачу ядра, испытавшего К-захват электрона, а также Якобсоном и Кофед-Хансеном, которые обнаружили в своих экспериментах, что нейтрино и электроны испускаются преимущественно в одном и том же направлении. Следует заметить, что эксперименты этого типа, имея фундаментальное значение для понимания  $\beta$ -процесса, не могут дать прямого решающего доказательства основного допущения о существовании нейтрино. Такое утверждение становится понятным, если иметь в виду, что эксперименты по ядрам отдачи интерпретируются на основе законов сохранения энергии и импульса в единичных актах  $\beta$ -процесса, т. е. на основе альтернативы б), которая в данном случае фактически соответствует допущению о существовании нейтрино.

Прямое доказательство существования нейтрино, таким образом, должно опираться на эксперименты, интерпретация которых не требует выполнения закона сохранения энергии, т. е. на эксперименты, в которых регистрируется некоторый характерный процесс, вызываемый свободными нейтрино (процесс, порождаемый нейтрино после того, как они были испущены в результате  $\beta$ -распада).

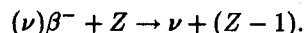
## Обратный $\beta$ -процесс

Ясно, что обратные  $\beta$ -превращения, вызываемые нейтрино, являются процессами указанного выше типа и определенно могут быть обусловлены нейтрино, если последние существуют вообще. Они состоят из сопутствующего поглощения нейтрино и испускания  $\beta$ -частицы (позитрона или электрона) ядром. По термодинамическим соображениям представляется очевидным, что подобный процесс должен иметь крайне низкий выход, поскольку обратный ему  $\beta$ -процесс является очень маловероятным. В литературе господствует утверждение, что обратный  $\beta$ -процесс, вызываемый нейтрино, не

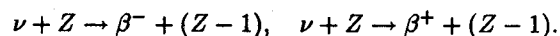
может быть наблюдаем из-за низкого выхода. Как будет показано ниже, такое утверждение, по-видимому, является слишком категоричным. Цель настоящей статьи — показать, что экспериментальное наблюдение обратного  $\beta$ -процесса, вызываемого нейтрино, не является невозможным при современном экспериментальном оборудовании, и предложить метод, который мог бы сделать экспериментальное наблюдение осуществимым.

Для полноты картины мы упомянем также некоторые разновидности  $\beta$ -процесса, вызываемые другими частицами помимо нейтрино; в более общем смысле обратный  $\beta$ -процесс можно определить как превращение нейтрона в протон или, наоборот, как превращение, вызываемое искусственно с помощью бомбардировки нейтрино, электронами или  $\gamma$ -лучами. К подобным процессам относятся следующие:

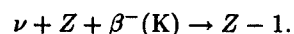
а) Поглощение отрицательной  $\beta$ -частицы ( $\beta^-$ ) с испусканием нейтрино:



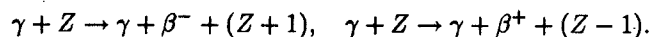
б) Поглощение нейтрино с испусканием  $\beta$ -частицы:



в) Поглощение нейтрино, сопровождаемое захватом К-электрона:



г) Процессы с участием  $\gamma$ -излучения:



## Предлагаемый метод

Бесспорно, что в конкретном рассматриваемом случае  $\beta$ -переход, т. е. действительное испускание  $\beta$ -частицы в процессах б) и г) и испускание рентгеновского излучения в процессе в), конечно, невозможно зарегистрировать на практике. Тем не менее ядро с зарядом  $Z \pm 1$ , образовавшееся в какой-нибудь из указанных выше реакций, может быть (или в общем случае будет) радиоактивным с хорошо известным периодом полураспада (см., например, Таблицу радиоактивных

элементов Сиборга). Следовательно, радиоактивность генерированного ядра можно рассматривать в качестве доказательства обратного  $\beta$ -процесса.

Существенная особенность предлагаемого метода состоит в том, что радиоактивные атомы, образуемые обратным  $\beta$ -процессом, имеют другие химические свойства по сравнению с облученными атомами. Следовательно, появляется возможность собирать радиоактивные атомы с известным периодом полураспада из очень большого облучаемого объема. В случае облучения электронами эффективный облученный объем может быть порядка кубических сантиметров; при облучении  $\gamma$ -квантами объем может быть порядка 1 литра, а при облучении с помощью нейтрино объем ограничивается лишь практическими соображениями и может достигать 1 кубического метра. Элементы, предназначенные для облучения, следует выбирать на основе компромисса между их желаемыми свойствами, каковыми являются следующие:

1. Вещество для облучения не должно быть слишком дорогим, поскольку требуются его большие объемы.

2. Ядро, образуемое при обратном  $\beta$ -превращении, должно быть радиоактивным, с периодом полураспада, равным по меньшей мере 1 сут, поскольку для сепарации таких ядер требуется длительное время.

3. Технология выделения радиоактивных атомов из облученного вещества должна быть сравнительно простой. Если применяется химическая сепарация, то необходимо выполнение условия, чтобы при добавлении всего нескольких граммов неизотопного носителя на сотню литров исходного вещества достигалось эффективное извлечение. Изотопные носители следует использовать лишь на последней фазе сепарации. Другим методом извлечения может служить электрохимическая сепарация, обладающая некоторым преимуществом перед химической сепарацией благодаря отсутствию носителей. Если ядро, образованное в обратном  $\beta$ -процессе, представляет собой ядро редкого газа, то сепарацию можно осуществлять физическими методами (также без носителя), например путем кипячения облученного вещества. Этот метод, согласно оценкам д-ра Фриша и автора этих строк, является наиболее перспективным.

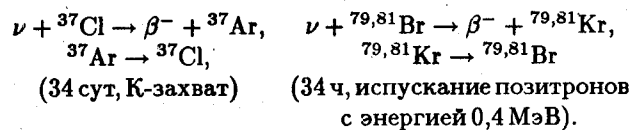
4. Максимальная энергия  $\beta$ -лучей, испускаемых образовавшимися радиоактивными элементами, должна быть очень малой, т. е. разность масс элементов  $Z$  и  $Z \pm 1$  должна быть мала. Это так, поскольку вероятность обратного  $\beta$ -процесса, как будет показано ниже, быстро увеличивается с ростом энергии испускаемых частиц. Конечно, тре-

бование близости масс ядер  $Z$  и  $Z \pm 1$  не является обязательным, если бомбардирующие частицы имеют гораздо большую энергию, чем разность масс ядер  $Z$  и  $Z \pm 1$ . В то время как  $\gamma$ -кванты или электроны, генерируемые бетатронами или синхротронами, могут легко удовлетворять этому условию, мощных источников высокоэнергетических нейтрино не существует, так что для нейтринного эксперимента указанное требование является важным.

5. Фон (т. е. генерация элементов  $Z \pm 1$  за счет других причин, а не обратного  $\beta$ -процесса) должен быть как можно меньше.

### Пример

Имеется несколько элементов, которые можно использовать для облучения нейтрино в предлагаемом исследовании. Хлор и бром, например, достаточно хорошо удовлетворяют желаемым условиям. Реакции, которые могли бы представлять интерес, имеют вид



Эксперимент с хлором, например, мог бы состоять в облучении нейтрино большого объема хлора или четыреххлористого углерода в течение примерно одного месяца и извлечении радиоактивного аргона  ${}^{37}\text{Ar}$  из этого объема путем кипячения. Радиоактивный аргон можно вводить внутрь небольшого счетчика; благодаря высокому выходу оже-электронов эффективность счета близка к 100%. В этом случае условия 1 — 4 удовлетворяются в разумных пределах. Можно показать, что условие 5, подразумевающее относительно низкий уровень фона, также выполняется.

Кроме процессов обратного  $\beta$ -перехода следует иметь в виду другие источники, способные генерировать радиоактивные элементы:

а) *(n,p)-процессы и ядерные взрывы*. Генерация фона за счет  $(n,p)$ -процесса на фоне бомбардировки ядрами близка к нулю, если специально выбранный обратный  $\beta$ -процесс влечет за собой испускание негатрона, а не эмиссию позитрона. Это именно тот случай обратного  $\beta$ -процесса, в котором из атомов хлора  ${}^{37}\text{Cl}$  могли бы рождаться атомы аргона  ${}^{37}\text{Ar}$ . Аналогичные аргументы показывают, что "звезды космических лучей" не могут создавать фон атомов  ${}^{37}\text{Ar}$ .

непосредственно из атомов  ${}^{37}\text{Cl}$ . Что касается  $(n,p)$ -процессов в примесях, то тот факт, что  ${}^{37}\text{K}$  не существует в природе, исключает такую возможность.

б) *(n, $\gamma$ )-процесс*. Данный процесс может создавать фон только при наличии примесей. По крайней мере в принципе этот фон можно снизить путем добавления вещества, поглощающего нейтроны. В рассматриваемом случае атомы  ${}^{37}\text{Ar}$  могут образовываться за счет поглощения нейтронов аргоном  ${}^{36}\text{Ar}$ , доля которого не превышает 0,3% в природном аргоне, все еще присутствующем в качестве загрязнения. Оценки показывают, что эффекты типа  $(n, 2n)$ , которые также возможны только при наличии примесей, не будут создавать высокий фон.

в) *(p,n)-эффекты*. Согласно оценкам, эти эффекты очень малы. Они обусловлены космическими лучами и, следовательно, не зависят от интенсивности используемого потока нейтрино. Их можно было бы исследовать в "холостом" эксперименте.

### Эффективные сечения

Если  $W$  — разность масс двух атомов, вовлеченных в обратный  $\beta$ -переход,  $E_p$  — энергия налетающей частицы,  $E$  — энергия испускаемой частицы, то можно записать  $E = E_p - W$ . Как будет видно ниже, эффективное сечение  $\sigma_{inv}$  для обратного  $\beta$ -процесса быстро увеличивается с энергией, так что малость величины  $W$  является преимуществом при энергии первичной частицы по крайней мере ниже 10 МэВ.

Фирц и Бете впервые определили теоретические значения сечений обратного  $\beta$ -процесса. Здесь мы приведем общий размерный аргумент, выдвинутый Бете и Пайерлсом. Этот аргумент позволяет оценить порядок величины  $\sigma_{inv}$  на основе лишь эмпирического знания времен жизни  $\beta$ -лучей.

По термодинамическим соображениям эффективное сечение  $\sigma_{inv}$  обратного  $\beta$ -процесса, вызываемого нейтрино, должно описываться формулой типа  $\sigma = K/\tau \text{ см}^2$ , где  $1/\tau$  — вероятность  $\beta$ -распада за единицу времени при энергии  $E$ , а  $K$  — коэффициент пропорциональности, имеющий размерность  $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ . Наибольшей возможной длиной, имеющей отношение к процессу, является длина волны налетающего нейтрино, а соответствующее наибольшее время равно этой длине, деленной на  $c$  (скорость света). Теперь приведенную выше

формулу можно записать в виде

$$\sigma_{inv} \leq \lambda^2 \times \frac{\lambda}{c} \times \frac{1}{\tau},$$

который имеет вполне ясный физический смысл. Из этой формулы непосредственно видно, что эффективное сечение будет увеличиваться с ростом энергии налетающей частицы, если множитель  $1/\tau$  возрастает с энергией по степенному закону быстрее, чем  $\sim E^3$ . В настоящее время в соответствии с нашими знаниями о  $\beta$ -распаде принято считать, что множитель  $1/\tau$  возрастает примерно как  $E^5$  при энергии порядка 1 МэВ. При очень высоких энергиях зависимость  $1/\tau$  от энергии неизвестна. Она могла бы быть значительно сильнее. Модификация теории Ферми, предложенная Конопинским и Уленбеком, дала бы зависимость  $1/\tau \sim E^7$ . Мы можем заключить, что сечение обратного  $\beta$ -процесса, вызываемого нейтрино, с испусканием  $\beta$ -частицы увеличивается пропорционально высокой степени энергии бомбардирующих нейтрино.

При энергии  $E = 5$  МэВ величина  $\tau$  могла бы иметь весьма малое значение  $\sim 0,1$  с, а  $\lambda^2$  и  $\lambda/c$  — соответственно порядка  $10^{-21}$  см<sup>2</sup> и  $10^{-22}$  с, так что  $\sigma_{inv}$  для нейтрино с энергией 5 МэВ может быть порядка  $10^{-42}$  см<sup>2</sup>. Когда в процессе участвуют многие уровни, то из-за неопределенной зависимости матричных элементов от энергии возбуждения оценка  $\sigma_{inv}$  значительно усложняется. Предположим, например, что в эксперименте используется 1 м<sup>3</sup> четыреххлористого углерода (CCl<sub>4</sub>), число ядер <sup>37</sup>Cl составляет около  $10^{28}$ , а число распадов  $N$  в секунду атомов <sup>37</sup>Ag, образуемых при насыщении в таком объеме, равно  $N = (\text{поток нейтрино}) \times \sigma_{inv} \times 10^{28} \sim \sim (\text{поток нейтрино}) \times 10^{-14}$ . Эффект может быть обнаружен, если  $N$  имеет величину порядка единицы, а требуемый поток нейтрино составляет порядка  $10^{14}$  нейтрино/(см<sup>2</sup> · с). Хотя это значение крайне велико, оно не слишком сильно отличается от потока нейтрино, который можно было бы получить на современных экспериментальных установках.

## Источники нейтрино

Поток нейтрино от Солнца составляет порядка  $10^{10}$  нейтрино/(см<sup>2</sup> · с). Однако нейтрино, испускаемые Солнцем, имеют не очень высокую энергию. Использование ядерных реакторов большой мощности дает два следующих возможных сильных источника нейтрино:

1. Источником нейтрино служит сам реактор во время его работы. В этом случае следует использовать нейтрино за пределами обычной реакторной защиты. Преимущество такого эксперимента состоит в том, что имеется возможность использовать высокоэнергетические нейтрино, испускаемые всеми короткоживущими продуктами деления. Вероятно, такой источник нейтрино является самым удобным.

2. Источником нейтрино служит "горячий" металлический уран, извлекаемый из реактора, или концентрат продуктов деления из "горячего" металлического урана. В этом случае нейтрино могут быть использованы вблизи поверхности источника, однако высокоэнергетических нейтрино, испускаемых короткоживущими фрагментами, в этом случае нет.

Для исследования обратных  $\beta$ -процессов, вызываемых электронами или  $\gamma$ -лучами высокой энергии, наилучшим источником является бетатрон или синхротрон.

Лаборатории Чолк-Ривер  
Чолк-Ривер, Онтарио  
13 ноября 1946 г.

ВР/УВ

Б. Поптекорво



# Литература

1. *Aardsma G. et al.*, Phys. Lett., **B194**, 321 (1987).
2. *Abraham Z., Iben I., Jr.*, Astrophys. J., **170**, 157 (1971).
3. *Adelberger E. G., Hazton W. C.*, Phys. Rev. Lett., **C36**, 879 (1987).
4. *Aglietta M. et al.*, Nuovo Cimento, **9C**, 185 (1986).
5. *Aglietta M. et al.*, Europhys. Lett., **3**, 1315 (1987a).
6. *Aglietta M. et al.*, Europhys. Lett., **3**, 1321 (1987b).
7. *Akhmedov E. Kh., Khlopov M. Yu.*, Mod. Phys. Lett., **A3**, 451 (1988).
8. *Alekseev E. N.* — In: Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., **10**, 276 (1979).
9. *Алексеев Е. Н., Алексеева Л. Н., Волченко В. И., Кривошеина И. В.* — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 45, с. 461.
10. *Alekseev E. N., Alekseeva L. N., Krivosheina I. V., Volchenko V. I.*, Phys. Lett., **B205**, 209 (1988).
11. *Alexander T. K., Ball G. C., Lennard W. N., Geissel H., Mak H.-B.*, Nucl. Phys., **A427**, 526 (1984).
12. *Aller L. H.* — In: Spectroscopy of Astrophysical Plasmas (eds. A. Dalgarno, D. Layzer), Cambridge: Cambridge University Press, 1986, p. 89.
13. *Alvarez L. W.*, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-328 (1949).
14. *Alvarez L. W.*, Physics Notes, Memo No. 767, Lawrence Radiation Lab. (March 23, 1973).
15. *Ando H., Osaki Y.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **27**, 581 (1975).
16. *Arisaka K.*, PhD Thesis, Faculty of Science, University of Tokyo UTICEPP-85-01, 1985, неопубликованная работа.

17. *Arisaka K. et al.*, J. Phys. Soc. Japan, **54**, 3213 (1985).
18. *Arafune J., Fukugita M.*, Phys. Rev. Lett., **59**, 367 (1987).
19. *Arafune J., Fukugita M., Yanagida T., Yoshimura M.*, Phys. Lett., **B194**, 477 (1987).
20. *Arnett W. D.*, Astrophys. J., **218**, 815 (1977).
21. *Arnett W. D.*, Astrophys. J., **319**, 136 (1987).
22. *Arnett W. D.*, Astrophys. J., **331**, 377 (1988).
23. *Arnett W. D., Bowers L. B.*, Astrophys. J. Suppl., **33**, 415 (1977).
24. *Arnett W. D., Rosner J. L.*, Phys. Rev. Lett., **58**, 1906 (1987).
25. *Assenbaum H. J., Langanke K., Rolfs C.*, Zeits für Physik A, **327**, 461 (1987).
26. *Avignone F. T. et al.*, Phys. Rev. D, **34**, 97 (1986).
27. *Baade W., Zwicky F.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **20**, 254 (1934).
28. *Badino G. et al.*, Nuovo Cimento, **7C**, 573 (1984).
29. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev., **124**, 495 (1961).
30. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev., **126**, 1143 (1962a).
31. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev., **128**, 1297 (1962b).
32. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev., **129**, 2683 (1963).
33. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. Lett., **12**, 300 (1964a).
34. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. B, **135**, 137 (1964b).
35. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. B, **136**, 1164 (1964в).
36. *Bahcall J. N.*, Phys. Lett., **13**, 332 (1964г).
37. *Bahcall J. N.*, Nucl. Phys., **71**, 267 (1965).
38. *Bahcall J. N.*, Nucl. Phys., **75**, 10 (1966a).
39. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. Lett., **17**, 398 (1966b).
40. *Bahcall J. N.*, Astrophys. J., **143**, 259 (1966в).
41. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. Lett., **23**, 251 (1969).
42. *Bahcall J. N.*, Astrophys. J. Lett., **216**, L115 (1977).
43. *Bahcall J. N.*, Rev. Mod. Phys., **50**, 881 (1978a).
44. *Bahcall J. N.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **16**, 241 (1978b).
45. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. C, **24**, 2216 (1981a).
46. *Bahcall J. N.* — In: Neutrino 81, Proc. 1981 Int. Conf. Neutrino Physics and Astrophysics, Honolulu, Hawaii, vol. 2 (eds. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts), Honolulu: University of Hawaii, 1981, p. 253.
47. *Bahcall J. N.* — In: Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Proc. Intern. Sympos., Heidelberg, Germany (ed. H. V. Klapdor), Berlin: Springer-Verlag, 1986, p. 705.
48. *Bahcall J. N.*, Rev. Mod. Phys., **59**, 505 (1987).
49. *Bahcall J. N.*, Phys. Rev. Lett., **61**, 2650 (1988).

50. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Fowler W. A., Shaviv G., Phys. Lett., **26**, B359 (1968).
51. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Shaviv G., Phys. Rev. Lett., **20**, 1209 (1968).
52. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K., Astrophys. Lett., **2**, 91 (1968).
53. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K., Astrophys. J., **156**, 559 (1969).
54. Bahcall J. N., Baldo-Geolin M., Cline D. B., Rubbia C., Phys. Lett., **178**, B324 (1986).
55. Bahcall J. N., Cabibbo N., Yahil A., Phys. Rev. Lett., **28**, 316 (1972).
56. Bahcall J. N., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Dostrovsky I., Evans J. C., Frati W., Friedlander G., Lande K., Rowley J. K., Stoenner R. W., Weneser J., Phys. Rev. Lett., **40**, 1351 (1978).
57. Bahcall J. N., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Rowley J. K., Astrophys. J. Lett., **292**, L79 (1985).
58. Bahcall J. N., Davis R., Jr., Science, **191**, 264 (1976).
59. Bahcall J. N., Davis R., Jr. — In: Essays in Nuclear Astrophysics, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. Schramm (Cambridge: Cambridge University Press), p. 243 (1982) (см. перевод: приложение I к настоящей книге).
60. Bahcall J. N., Dar A., Piran T., Nature, **326**, 135 (1987).
61. Bahcall J. N., Field G. B., Press W. H., Astrophys. J., **320**, L69 (1987).
62. Bahcall J. N., Fowler W. A., Iben I., Sears R. L., Astrophys. J., **137**, 344 (1963).
63. Bahcall J. N., Frautschi S. C., Phys. Rev. B, **136**, 1547 (1964).
64. Bahcall J. N., Frautschi S. C., Phys. Lett., **B29**, 263 (1969).
65. Bahcall J. N., Gelb J., Rosen S. P., Phys. Rev. D, **35**, 2976 (1987).
66. Bahcall J. N., Glashow S., Nature, **326**, 476 (1987).
67. Bahcall J. N., Hazton W. C., Phys. Rev. D, **40**, 931 (1989).
68. Bahcall J. N., Holstein B. R., Phys. Rev. C, **33**, 2121 (1986).
69. Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H., Parker P. D., Ulrich R. K., Rev. Mod. Phys., **54**, 767 (1982).
70. Bahcall J. N., Kubodera K., Nozawa S., Phys. Rev. D, **38**, 1030 (1988).
71. Bahcall J. N., Lubow S. H., Huebner W. F., Magee N. H., Jr., Merts A. L., Argo M. F., Parker P. D., Rozsnyai B., Ulrich R. K., Phys. Rev. Lett., **45**, 945 (1980).
72. Bahcall J. N., May R. M., Astrophys. J., **155**, 501 (1969).
73. Bahcall J. N., Moeller C. P., Astrophys. J., **155**, 511 (1969).
74. Bahcall J. N., Petcov S. T., Toshev S., Valle J. W. F., Phys. Lett., **B181**, 369 (1986).
75. Bahcall J. N., Piran T., Astrophys. J. Lett., **267**, L77 (1983).

76. Bahcall J. N., Piran T., Press W. H., Sperge D. N., Nature, **327**, 682 (1987).
77. Bahcall J. N., Sears R. L., Ann. Rev. Astron. Astrophys., **10**, 25 (1972).
78. Bahcall J. N., Shaviv G., Astrophys. J., **153**, 113 (1968).
79. Bahcall J. N., Spergel D. N., Press W. H. — In: Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud, Proc. 4th George Mason Astronomy Workshop, Fairfax, Virginia (eds. M. Kafatos, A. Michalitsianos), Cambridge: Cambridge University Press, 1988, p. 172.
80. Bahcall J. N., Soneira R. M., Astrophys. J. Suppl., **44**, 73 (1980).
81. Bahcall J. N., Ulrich R. K., Astrophys. J. Lett., **160**, L57 (1970).
82. Bahcall J. N., Ulrich R. K., Astrophys. J., **170**, 593 (1971).
83. Bahcall J. N., Ulrich R. K., Rev. Mod. Phys., **60**, 297 (1988).
84. Bahcall J. N., Wolf R. A., Astrophys. J., **139**, 622 (1964).
85. Bakich A. M., Omori M., Peak L. S., Wearne N. T., Nucl. Inst. Meth., **226**, 383 (1984).
86. Bakich A. M., Peak L. S. — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande (New York: American Institute of Physics), Conf. Proc. No. 126, p. 238 (1985).
87. Bakich A. M., Peak L. S., Nucl. Inst. Meth., **A247**, 334 (1986).
88. Bakich A. M., Peak L. S., Wearne N. T., Austr. J. Phys., **37**, 567 (1984).
89. Balin D., Weak Interactions, Bristol: Hilger, 1983.
90. Baltz A. J., Weneser J., Phys. Rev. D, **35**, 528 (1987).
91. Baltz A. J., Weneser J., Phys. Rev. D, **37**, 3364 (1988).
92. Bambynek W., Behrens H., Chen M. H., Craseman B., Fitzpatrick M. L., Ledingham K. W. D., Genz H., Mutterer M., Intermann R. L., Rev. Mod. Phys., **49**, 78 (1977).
93. Барабанов И. П. и др. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 384.
94. Barabanov I. R. et al. — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande (New York: American Institute of Physics), Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 175.
95. Barabanov I. R., Domagatsky G. V., Zatsepin G. T. — In: Proc. 13th Int. Conf. Neutrino Physics and Astrophysics, 1989, в печати.
96. Barbiellini G., Cocconi G., Nature, **329**, 21 (1987).
97. Barbieri R., Mohapatra R. N., Phys. Rev. Lett., **61**, 27 (1988).
98. Barger V., Whisnant K., Pakvasa S., Phillips R. J. N., Phys. Rev. D, **22**, 2718 (1980).
99. Barger V., Phillips R. J. N., Whisnant K., Phys. Rev. D, **34**, 980 (1986).
100. Barger V., Whisnant K., Phillips R. J. N., Phys. Rev. D, **24**, 538 (1981).
101. Bari C. et al., Meth. in Phys. Research, **A264**, 5 (1988).
102. Barker F. C., Spear R. H., Astrophys. J., **307**, 847 (1986).

103. *Barnes C. A.* — In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* (ed. D. Wilkinson), Oxford: Pergamon Press, **6**, 235 (1981).
104. *Bartenwerfer D.*, *Astron. Astrophys.*, **25**, 455 (1973).
105. *Basu D.*, *Solar Phys.*, **81**, 363 (1982).
106. *Базилевская Г. А., Стожков Ю. И., Чарахчян Т. Н.* — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 273.
107. *Bearden J. A., Burr A. F.*, *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 125 (1967).
108. *Beg M. A. B., Marciano W. J., Ruderman M.*, *Phys. Rev. D*, **17**, 1935 (1978).
109. *Behrens H., Janecke J.*, *Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture*, Berlin: Springer-Verlag, 1969.
110. *Beier E. W.* — In: *Proc. 7th Workshop on Grand Unification*, p. 79, ICOBAN '86, Toyama, Japan (ed. J. Arafune), Singapore: World Scientific, 1987.
111. *Bellefon A., Espigat P., Waysand G.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: American Institute of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 227.
112. *Beresnev V. I. et al.* — In: *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, Kyoto, Japan, Tokyo: University of Tokyo, 1979, p. 293.
113. *Berezinsky V. S., Castagnoli C., Dokuchaev V. I., Galeotti P.*, *Nuovo Cimento*, **11C**, 287 (1988).
114. *Bernstein J. et al.*, *Phys. Rev.*, **132**, 1227 (1963).
115. *Bethe H. A.*, *Phys. Rev.*, **55**, 434 (1939).
116. *Bethe H. A.* — In: *Nobel Lectures Physics 1963–1970*, Amsterdam: Elsevier, 1972, p. 209.
117. *Bethe H. A.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1305 (1986).
118. *Bethe H. A., Brown G.*, *Sci. Am.*, **252**, 60 (1985).
119. *Bhalla C. P., Rose M. E.*, *Phys. Rev.*, **128**, 774 (1962).
120. *Bilenky S. M., Petcov S. T.*, *Rev. Mod. Phys.*, **59**, 671 (1987).
121. *Bilenky S. M., Pontecorvo B. M.*, *Phys. Reports*, **C41**, 225 (1978).
122. *Bilenky S. M., Pontecorvo B. M.*, *Rev. Mod. Phys.*, **59**, 671 (1987).
123. *Bionta R. M. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 27 (1983).
124. *Bionta R. M. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1494 (1987).
125. *Бисноватый-Козан Г. С., Сеудов Э. Ф.*, *Астрон. ж.*, **59**, 213 (1982).
126. *Blümer H., Kleinknecht K.*, *Phys. Lett.*, **161B**, 407 (1985).
127. *Boehm F. A., Vogel P.*, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987 (Имеется перевод: Ф. Боум, П. Фогель. Физика массивных нейтрино. — М.: Мир, 1990).
128. *Boecker D. B.*, *Astrophys. J.*, **316**, L95 (1987).

129. *Boivin L. P., Davidson W. F., Storey R. S., Sinclair D., Earle E. D.*, *Appl. Optics*, **25**, 877 (1986).
130. *Booth N. E.*, *Sci. Prog. Oxf.*, **71**, 563 (1987).
131. *Booth N. E., Salmon G. L., Hunkin D. A.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: American Institute of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 216.
132. *Booth N. E. et al.*, 1987, p. 74.
133. *Bopp P., Dubbers D., Hornig L., Klemt E., Last J., Schütze H., Freedman S. J., Schärpf O.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 919 (1986); Erratum, **57**, 1192 (1986).
134. *Boris S. D. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2019 (1987).
135. *Bowers R., Wilson J. R.*, *Astrophys. J.*, **263**, 366 (1982).
136. *Bowers R., Wilson J. R.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **50**, 115 (1985).
137. *Bouchez J., Cribier M., Hampel W., Rich J., Spiro M., Vignaud D.*, *Z. Phys.*, **C32**, 499 (1986).
138. *Boyd R. N., Turner R. E., Sur B., Rybarchyk L., Joseph C.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy*, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande, New York: American Institute of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 145.
139. *Boyd R. N., Turner R. E., Wiescher M., Rybarchyk L.*, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 609 (1983).
140. *Boyd R. N., Turner R. E., Rybarchyk L., Joseph C.*, *Astrophys. J.*, **289**, 155 (1985).
141. *Bratton C. B. et al.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 3361 (1988).
142. *Braun E., Talmi I.* — In: *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*, Proc. Int. Sympos., Heidelberg, Germany (ed. H. V. Klapdor), Berlin: Springer-Verlag, 1986, p. 47.
143. *Brown T. M., Mihalas B. W., Rhodes E. J.* — In: *Physics of the Sun*, (eds. P. A. Sturrock, T. E. Olzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich), Dordrecht: Reidel, **1**, 177 (1986).
144. *Brown T. M., Morrow C. A.*, *Astrophys. J. Lett.*, **314**, L21 (1987).
145. *Bruenn S.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **58**, 771 (1985).
146. *Bruenn S.*, *Astrophys. J. Lett.*, **311**, L69 (1986).
147. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.*, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957).
148. *Burrows A.*, *Astrophys. J. Lett.*, **318**, L57 (1987a).
149. *Burrows A.*, *Phys. Today*, **40**, 28 (1987b).
150. *Burrows A.* — In: *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, Proc. 4th George Mason Astronomy Workshop, Fairfax, Virginia, eds. M. Kafatos, A. Michalitsianos, Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 161, 1988a.

151. *Burrows A.*, *Astrophys. J.*, **334**, 891 (19886).
152. *Burrows A.*, *Lattimer J. M.*, *Astrophys. J.*, **307**, 178 (1986).
153. *Burrows A.*, *Lattimer J. M.*, *Astrophys. J. Lett.*, **318**, L63 (1987).
154. *Burrows A.*, *Mazurek T. J.*, *Lattimer J. M.*, *Astrophys. J.*, **251**, 325 (1981).
155. *Cabrera B.*, *Krauss L. M.*, *Wilczek F.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 25 (1985).
156. *Cabrera B.* — In: '86 Massive Neutrinos in Astrophysics and Particle Physics, Proc. 6th Moriond Workshop (eds. O. Fackler, J. Tran Thanh Van), Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, p. 423, 1986.
157. *Cahen S.*, *Doom C.*, *Cassé M.* — In: '86 Massive Neutrinos in Astrophysics and Particle Physics, Proc. 6th Moriond Workshop, eds. O. Fackler, J. Tran Thanh Van, Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, 1986, p. 83.
158. *Cahn R. N.*, *Glashow S. L.*, *Science*, **213**, 607 (1981).
159. *Cameron A. G. W.*, Chalk River Report CRL-41, 1957.
160. *Cameron A. G. W.*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 299 (1958).
161. *Carlson E. D.*, *Phys. Rev. D*, **34**, 1454 (1986).
162. *Carraro C.*, *Schäfer A.*, *Koonin S. E.*, *Astrophys. J.*, **331**, 565 (1988).
163. *Cassé M.*, *Cahen S.*, *Doom C.* — In: Neutrinos and the Present Day Universe, Colloque de la Société Française de Physique, eds. T. Montmerle, M. Spiro, Gif-sur-Yvette: Commissariat' a l'Energie Atomique, p. 49, 1986.
164. *Caughlan G. R.*, *Fowler W. A.*, *Astrophys. J.*, **136**, 453 (1962).
165. *Champagne A. E.*, *Dodge G. E.*, *Kouzes R. T.*, *Lowry M. M.*, *MacDonald A. B.*, *Roberson M. W.*, *Phys. Rev. C*, **38**, 900 (1987).
166. *Chandrasekhar S.*, An Introduction to Stellar Structure, Chicago: Univ. of Chicago Press, 1939.
167. *Chen H. H.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1534 (1985).
168. *Chen H. H.*, *Lathrop J. F.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **150**, 585 (1978).
169. *Chitre S.*, *Ezer D.*, *Stothers R.*, *Astrophys. Lett.*, **14**, 37 (1973).
170. *Christensen-Dalsgaard J. et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **169**, 429 (1974).
171. *Christensen-Dalsgaard J.*, *Duvall T. L.*, *Gough D. O.*, *Harvey J. W.*, *Rhodes E. J., Jr.*, *Nature*, **300**, 242 (1985).
172. *Christensen-Dalsgaard J.*, *Gough D. O.*, *Morgan J. G.*, *Astron. Astrophys.*, **73**, 121 (1979).
173. *Christensen-Dalsgaard J.*, *Gough D. O.*, *Toomre J.*, *Science*, **229**, 923 (1985).
174. *Cisneros E. L.*, *Astron. Space Sci.*, **10**, 87 (1971).
175. *Claverie A.*, *Isaak G. R.*, *McLeod C. P.*, *van de Raay H. B.*, *Roca Cortez T.*, *Nature*, **282**, 591 (1979).

176. *Clayton D. D.*, *Nature*, **294**, 131 (1974).
177. *Clayton D. D.*, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, Chicago: University of Chicago Press, 1983.
178. *Clayton D. D.*, The Joshua Factor, Austin: Texas Monthly Press, 1986.
179. *Clayton D. D.*, *Newman M. J.*, *Talbot R. J., Jr.*, *Astrophys. J.*, **201**, 489 (1975 a).
180. *Clayton D. D.*, *Dwek E.*, *Newman M. J.*, *Talbot R. J., Jr.*, *Astrophys. J.*, **199**, 494 (19756).
181. *Cleveland B. T.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **214**, 451 (1983).
182. *Cleveland B. T.*, *Davis R., Jr.*, *Rowley J. K.* — In: Proc. 2nd Int. Sympos. on Resonance Ionization Spectroscopy and Its Applications, Knoxville, Tennessee (eds. G. S. Hurst, M. G. Payne), Bristol: Hilger — IOP, p. 241, 1984.
183. *Commins E. D.*, *Bucksbaum P.*, Weak Interactions of Leptons and Quarks, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1983.
184. *Cooperstein J.*, *Phys. Rev. C*, **37**, 786 (1988a).
185. *Cooperstein J.*, *Physics Reports*, **163**, 95 (19886).
186. *Cooperstein J.*, *Wambach J.*, *Nucl. Phys.*, **A240**, 591 (1984).
187. *Cowan G. A.*, *Haxton W. C.*, *Science*, **216**, 51 (1982).
188. *Cowling T. G.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **101**, 367 (1941).
189. *Cowling T. G.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **105**, 166 (1945).
190. *Cowling T. G.* — In: Stellar Structure (eds. L. H. Aller, D. B. McLaughlin), Chicago: Univ. of Chicago Press, p. 425, 1965.
191. *Cowsik R.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 1685 (1988).
192. *Cox A. N.*, *Guzik J. A.*, *Kidman R. B.*, *Astrophys. J.*, **342**, 1187 (1989).
193. *Cox A. N.*, *Kidman R. B.*, *Newman M. J.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande, New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, p. 93, 1985.
194. *Cox J. P.*, *Giuli R. T.*, Principles of Stellar Structure, New York: Gordon and Breach, 1-2, 1968.
195. *Cribier M.*, *Hampel W.*, *Rich J.*, *Vignaud D.*, *Phys. Lett.*, **B182**, 89 (1986).
196. *Cribier M.*, *Rich J.*, *Spiro M.*, *Vignaud D.*, *Hampel W.*, *Cleveland B. T.*, *Phys. Lett.*, **B188**, 168 (1987).
197. *Cribier M. et al.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A265**, 574 (1988).
198. *Däppen W.*, *Gilliland R. L.*, *Christensen-Dalsgaard J.*, *Nature*, **321**, 229 (1986).
199. *Dar A.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1422 (1985).
200. *Dar A.* — In: Proc. Int. Conf. on Extrasolar Neutrino Astronomy, UCLA, USA, ed. D. Cline, Los Angeles: UCLA, 1988a.

201. *Dar A.* — In: Proc. Int. Workshop on SN 1987A — One Year Later (La Thuile, Italy, February 1988), eds. G. Belletini, M. Greco, P. Galeotti, Paris: Editions Frontières, p. 241, 19886.
202. *Dar A., Mann A.*, Nature, **325**, 790 (1987).
203. *Dar A., Mann A., Melina Y., Zajffman D.*, Phys. Rev. D, **35**, 3607 (1987).
204. *Davids C. N., Wang T. F., Ahmad I., Holzmann R., Janssens R. V. F.*, Phys. Rev. C, **35**, 1114 (1987).
205. *Davidson W. F., Depommier P., Ewan G. T., Mak H.-B.* — In: Proc. Int. Conf. on Baryon Non Conservation (ICOBAN '84, Park City, Utah), p. 273, 1984.
206. *Davis R., Jr.*, Phys. Rev. Lett., **12**, 303 (1964).
207. *Davis R., Jr.* — In: Proc. Int. Seminar on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Moscow, USSR, p. 99, 1968.
208. *Davis R., Jr.* — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research, ed. G. Friedlander, Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1, 1 (1978).
209. *Davis R., Jr.* — In: Proc. 7th Workshop on Grand Unification, ICOBAN '86, Toyama, Japan, ed. J. Arafune, Singapore: World Scientific, p. 237, 1987.
210. *Davis R., Jr.*, 1988, частное сообщение.
211. *Davis R., Jr., Evans J. S., Cleveland B. T.* — In: Long-Distance Neutrino Detection — 1978 (eds. A. W. Sáenz, H. Überall), New York: American Institute of Physics, Conf. Proc. No. 52, 1978, p. 17.
212. *Davis R., Jr., Evans J. C., Radeka V., Rogers L. C.* — In: Neutrino '72: Proc. Europhysics Conf. (Balatonfüred, Hungary) (eds. A. Frenkel, G. Marx), Budapest: OMKDK Technoinform, p. 5, 1972.
213. *Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C.*, Phys. Rev. Lett., **20**, 1205 (1968).
214. *Davis R., Jr., Harmer D. S., Neely F. H.* — In: Quasars and High-Energy Astronomy (eds. K. N. Douglas, I. Robinson, A. Schild, E. L. Schucking, J. A. Wheeler, N. J. Woolf), New York: Gordon and Breach, p. 287, 1969.
215. *Dearborn D. S. P., Marz G., Ruff I.*, Prog. Theor. Phys. Lett., **77**, 12 (1987).
216. *de Braemaeker J. C.* — In: Geophysics: The Earth's Interior, New York: Wiley, p. 63, 1985.
217. *Delache P., Scherrer P.*, Nature, **306**, 651 (1983).
218. *de la Zerda-Lerner A., O'Brien K.*, Nature, **330**, 353 (1987).
219. *Demarque P., Mengel J. G., Sweigart A. V.*, Astrophys. J., **183**, 997 (1973).
220. *de Rújula A.*, Phys. Lett., **B193**, 514 (1987).

221. *de Rújula A., Giles R. C., Jaffe R. L.*, Phys. Rev. D, **17**, 285 (1978).
222. *Deubner F.-L.*, Solar Phys., **44**, 371 (1975).
223. *Deubner F.-L., Gough D. O.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **22**, 593 (1984).
224. *de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H. G.*, Second Reference Catalogue of Bright Stars, Austin: University of Texas Press, 1976.
225. *Dicke R. H., Kuhn J. R., Libbrecht K. G.*, Nature, **316**, 687 (1985).
226. *Diesendorf M. O.*, Nature, **227**, 266 (1970).
227. *Dilke F. W. W., Gough D. O.*, Nature, **240**, 262 (1972).
228. *Doe P. J., Mahler H.-J., Chen H. H.*, Nucl. Inst. Meth., **199**, 639 (1982).
229. *Домогацкий Г. В.* — Астрон. ж., 1984, т. 61, с. 51.
230. *Домогацкий Г. В., Надёжжин Д. К.* — Ядерная физика, 1971, т. 12, с. 1233.
231. *Donnelly T. W., Hitlin D., Schwartz M., Walecka J. D., Wiesner S. J.*, Phys. Lett., **49B**, 8 (1974).
232. *Dostrousky I.* — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1, 231 (1978).
233. *Drukier A. K., Freese K., Spergel D. N.*, Phys. Rev. D, **33**, 3495 (1986).
234. *Drukier A. K., Nest R.*, Nucl. Inst. Meth., **A239**, 605 (1985).
235. *Drukier A., Stodolsky L.*, Phys. Rev. D, **30**, 2295 (1984).
236. *Durand L.*, Phys. Rev. B, **135**, 310 (1964).
237. *Duvall T. L., Harvey J. W.*, Nature, **310**, 19 (1984).
238. *Duvall T. L., Dziembowski W. A., Goode P. R., Gough D. O., Harvey J. W., Leibacher J. W.*, Nature, **310**, 22 (1984).
239. *Dwarakanath M. R., Winkler H.*, Phys. Rev. C, **4**, 1532 (1971).
240. *Earle G. T. et al.* — In: Proc. 2nd Conf. on the Intersections between Particle Physics, ed. D. F. Geesaman, New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 150, p. 1094, 1986.
241. *Eddington A. S.*, Observatory, **43**, 341 (1920).
242. *Eddington A. S.*, The Internal Constitution of the Stars, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1926.
243. *Eder G.*, Nucl. Phys., **78**, 657 (1966).
244. *Ehrlich R.*, Phys. Rev. D, **25**, 2282 (1982).
245. *Ellis S. D., Bahcall J. N.*, Nucl. Phys., **A114**, 636 (1968).
246. *Elton L. R. B.*, Nuclear Sizes, Oxford: Oxford Univ., 1961.
247. *Engstler S. et al.*, Phys. Lett., **B202**, 179 (1988).
248. *Ernst H. et al.*, Nucl. Inst. Meth., **B5**, 426 (1984).
249. *Evetts J.E. et al.*, Nucl. Inst. Meth., **A264**, 41 (1988).

250. *Ewan G. T. et al.* — In: Sudbury Neutrino Observatory Proposal, Sudbury Neutrino Observatory Collaboration: Queen's Univ. at Kingston, Pub. No. SNO-87-12, 1987.
251. *Ezer D., Cameron A. G. W.*, *Can. J. Phys.*, **43**, 1497 (1965).
252. *Ezer D., Cameron A. G. W.*, *Astrophys. Lett.*, **1**, 177 (1968).
253. *Fainberg A. M.* — In: Proc. of Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, **2**, 93 (1978).
254. *Faulkner J., Gilliland R. L.*, *Astrophys. J.*, **299**, 994 (1985).
255. *Faulkner J., Gough D. O., Vahia M. N.*, *Nature*, **321**, 226 (1986).
256. *Feinberg G., Goldhaber M.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **45**, 1301 (1959).
257. *Filippone B. W., Schramm D. N.*, *Astrophys. J.*, **253**, 393 (1982).
258. *Filippone B. W., Elwyn A. J., Davids C. N., Koetke D. D.*, *Phys. Rev. C*, **28**, 2222 (1983).
259. *Fireman E. L., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Rowley J. K.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 22.
260. *Fowler W. A.*, *Astrophys. J.*, **127**, 551 (1958).
261. *Fowler W. A.*, *Nature*, **238**, 24 (1972).
262. *Fowler W. A.*, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 149 (1984).
263. *Fowler W. A.*, 1987, частное сообщение.
264. *Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman W. A.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 525 (1967).
265. *Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman W. A.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69 (1975).
266. *Freedman D. Z.*, *Phys. Rev. D*, **9**, 1389 (1974).
267. *Freedman D. Z., Schramm D. N., Tubbs D. L.*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **27**, 167 (1977).
268. *Freedman M. S.* — In: Proc. of Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1978, p. 313.
269. *Freedman M. S.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 267 (1988).
270. *Freedman M. S. et al.*, *Science*, **193**, 1117 (1986).
271. *Frieman J., Haber H. E., Freese K.*, *Phys. Lett.*, **B200**, 115 (1988).
272. *Fujikawa K., Shrock R. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 963 (1980).
273. *Fukugita M.*, 1988, частное сообщение.
274. *Fukugita M., Yanagida T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1807 (1987).
275. *Gaisser T. K., Stanev T.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 277.

276. *Gaisser T. K., Stanev T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1695 (1987); Erratum, **59**, 844 (1987).
277. *Gamow G.*, *Phys. Rev.*, **53**, 595 (1938).
278. *Gamow G., Schönberg M.*, *Phys. Rev.*, **59**, 539 (1941).
279. *Gari M.* — In: Proc. of Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, **1**, 137 (1978).
280. *Garrett C., Munk*, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**, 339 (1979).
281. *Гаэрин В. Н., Коньков Ю. С., Макеев Н. Т.* — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 491.
282. *Gaurin V. N., Kopylov A. V., Streltsov A. V.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 185.
283. *Гаэрин В. Н., Янович Е. А.* — ЖЭТФ, 1987, т. 51, с. 191.
284. *Gelmini G. B., Hall L. J., Lin M. J.*, *Nucl. Phys.*, **B281**, 726 (1987).
285. *Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R.* — In: Supergravity: Proc. of Supergravity Workshop, Stony Brook, New York (eds. P. Van Nieuwenhuizen, D. Z. Freedman), Amsterdam: North Holland, p. 315, 1979.
286. *Giboni K. L.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **225**, 579 (1984).
287. *Gilliland R. L.*, *Astrophys. J.*, **253**, 399 (1982).
288. *Gilliland R. L., Faulkner J., Press W. H., Spergel D. N.*, *Astrophys. J.*, **306**, 703 (1986).
289. *Gliese W.* — In: Proc. of IAU Colloquium 76 (eds. A. G. Davis Philip, A. R. Uggren), Schenectady: L. Davis Press, p. 5, 1983.
290. *Glashow S.*, *Nucl. Phys.*, **22**, 579 (1961).
291. *Glashow S. L., Krauss L. M.*, *Phys. Lett.*, **B190**, 199 (1987).
292. *Goldhaber M.*, *Proc. Am. Philos. Soc.*, **119**, 24 (1975).
293. *Goldman I., Aharonov Y., Alexander G., Nussinov S.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 1789 (1988).
294. *Goodman C. D.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, p. 109, 1985.
295. *Goodman M. W., Witten E.*, *Phys. Rev. D*, **31**, 3059 (1985).
296. *Gough D. O.* — In: The Energy Balance and Hydrodynamics of the Solar Chromosphere and Corona, eds. R. M. Bonnet, P. Delanch, de Bussex: Clarendon-Ferrand, 1977, p. 3.
297. *Gough D. O.*, *Solar Phys.*, **100**, 65 (1985).
298. *Gould A.*, *Astrophys. J.*, **321**, 560 (1987a).
299. *Gould A.*, *Astrophys. J.*, **321**, 571 (1987b).
300. *Gramlich J. W., Machlan L. A.*, *Analytical Chemistry*, **57**, 1788 (1985).

301. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M. A.*, *Nature*, **288**, 541 (1980).
302. *Grevesse N.*, *Physica Scripta*, **T8**, 49 (1984).
303. *Gribov V., Pontecorvo B.*, *Phys. Lett.*, **B28**, 493 (1969).
304. *Griest K., Seckel D.*, *Nucl. Phys.*, **B283**, 681 (1987).
305. *Griffiths G. M., Lal M., Scarfe C. D.*, *Can. J. Phys.*, **41**, 495 (1963).
306. *Guzik J. A., Willson L. A., Brunish W. M.*, *Astrophys. J.*, **319**, 957 (1987).
307. *Hailes C.* — In: *Proc. of Sympos. on Interstellar Processes, Grand Teton National Park, Wyoming* (eds. D. J. Hollenbach, H. A. Thronson, Jr.), Dordrecht: Reidel, p. 171, 1987 (see especially Section 3.1).
308. *Haines T. J. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1986 (1986).
309. *Halperin A.*, *Phys. Rev. D*, **34**, 3462 (1986).
310. *Halzen F., Martin A. D.*, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, New York: Wiley, 1984.
311. *Hampel W.* — In: *Neutrino 81, Proc. of the 1981 Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Honolulu, Hawaii* (eds. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts), Honolulu: Univ. of Hawaii, 1981, p. 6.
312. *Hampel W.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy*, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande, New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, p. 162, 1985.
313. *Hampel W.* — In: *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Proc. of the Int. Sympos., Heidelberg, Germany*, ed. H. V. Klapdor, Berlin: Springer-Verlag, p. 718, 1986.
314. *Harari H., Nir Y.*, *Nucl. Phys.*, **B292**, 251 (1987).
315. *Hardie R. E. et al.*, *Phys. Rev. C*, **29**, 1199 (1984).
316. *Haubold H. J., Gerth E.*, *Astron. Nacht.*, **304**, 299 (1983).
317. *Hawking S.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **152**, 75 (1971).
318. *Haxton W. C.*, *Nucl. Phys.*, **A367**, 517 (1981).
319. *Haxton W. C.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1271 (1986).
320. *Haxton W. C.*, *Phys. Rev. D*, **35**, 2352 (1987a).
321. *Haxton W. C.*, *Phys. Rev. D*, **36**, 2283 (1987b).
322. *Haxton W. C.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 768 (1988a).
323. *Haxton W. C.*, *Phys. Rev. C*, **38**, 2474 (1988b).
324. *Hayashi C.*, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **13**, 450 (1961).
325. *Hayashi C.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **4**, 171 (1966).
326. *Heiles C.* — In: *Interstellar Processes* (eds. D.J. Hollenbach, H.A. Thronson, Jr.), New York: Reidel, p. 171, 1987.
327. *Henning W. et al.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M.L. Cherry, W.A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, p. 203, 1985.

328. *Hickey J. R., Stowe L. L., Jacobowitz H., Pellegrino P., Maschhoff R. H., House F., Vonder Haar T. H. et al.*, *Science*, **208**, 281 (1980).
329. *Hilgemeir M. et al.*, *Zeits für Physik A*, **329**, 243 (1988).
330. *Hirata K. S., Kajita T., Koshiba M. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1490 (1987).
331. *Hirata K. S., Kajita T., Koshiba M. et al.*, *Phys. Rev. D*, **38**, 448 (1988a).
332. *Hirata K. S., Kajita T., Kifune T. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2653 (1988b).
333. *Hiroi S., Sakuma H., Yanagida T., Yoshimura M.*, *Phys. Lett.*, **B198**, 403 (1987a).
334. *Hiroi S., Sakuma H., Yanagida T., Yoshimura M.*, *Prog. Theor. Phys.*, **78**, 1428 (1987b).
335. *Hodge P.*, *Galaxies*, Cambridge: Harvard Univ. Press, 1987.
336. *'t Hooft G.*, *Phys. Lett.*, **B37**, 195 (1971).
337. *Holmgren H. D., Johnston R. I.*, *Bull. Am. Phys. Soc. II*, **3**, 26 (1958).
338. *Holmgren H. D., Johnston R. I.*, *Phys. Rev.*, **113**, 1556 (1959).
339. *Holjevic S., Logan B. A., Ljubicic A.*, *Phys. Rev. C*, **35**, 341 (1987).
340. *Hope F.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**, 1528 (1984).
341. *Huebner W. F.* — In: *Physics of the Sun* (eds. P.A. Sturrock, T.E. Holzer, D.M. Mihala, R.K. Ulrich), Dordrecht: Reidel, **1**, 33 (1986).
342. *Huebner W. F., Merts A. L., Magee N. H., Jr., Argo M. F.* — In: *Astrophys. Opacity Library, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-6760-M*, 1977.
343. *Huffman W. A., LoSecco J. M., Rubbia C.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-26**, 64 (1979).
344. *Hurst G. S. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1116 (1984).
345. *Hurst G. S., Chen C. H., Kramer S. D., Allman S. L.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy*, eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande, New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, p. 152, 1985.
346. *Huzita H.*, *Mod. Phys. Lett. A*, **2**, 905 (1987).
347. *IAU Sympos. 105, Observational Tests of the Stellar Evolution Theory*, Geneva, Switzerland (eds. A. Maeder, A. Renzini), Dordrecht: Reidel, 1984.
348. *Iben I., Jr.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 571 (1967).
349. *Iben I., Jr.*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1208 (1968).
350. *Iben I., Jr.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **12**, 215 (1974).
351. *ICARUS Collaboration, ICARUS I: An Optimized, Real Time Detector of Solar Neutrinos*, CERN Preprint, March 21, 1988.
352. *Ichimaru S., Iyetomi H., Tanaka S.*, *Phys. Reports*, **149**, 91 (1987).
353. *Isaak G. R. et al.*, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, **55**, 99 (1984).

354. *Itoh N., Kohyama Y.*, *Astrophys. J.*, **246**, 989 (1981).
355. *Jenkins T. L.*, A Proposed Experiment for the Detectors of Solar Neutrinos, Case Univ. Proposal (unpublished), 1966, неопубликованная работа.
356. *Joseph C. L.*, *Nature*, **311**, 254 (1984).
357. *Joss P. C., Rappaport S. A.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 537 (1984).
358. *Kajino T., Toki H., Austin S. M.*, *Astrophys. J.*, **310**, 531 (1987).
359. *Kajita T. et al.*, *J. Phys. Soc. Japan*, **54**, 4065 (1985).
360. *Kajita T. et al.*, *J. Phys. Soc. Japan*, **55**, 711 (1986).
361. *Kavanagh R. W.* — In: *Cosmology, Fusion, and Other Matters*, ed. F. Reines, Boulder: Colorado Associated Univ. Press. p. 169, 1972.
362. *Kayser B.*, *Phys. Rev. D*, **24**, 110 (1981).
363. *Kelly F. J., Uberall H.*, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 145 (1966).
364. *Kienle P.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 277 (1988).
365. *Kim C. W., Kim J., Sze W. K.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 1072 (1988).
366. *Kim C. W., Nussinov S., Sze W. K.*, *Phys. Rev. Lett.*, **184B**, 403 (1987).
367. *Kim C. W., Sze W. K., Nussinov S.*, *Phys. Rev. D*, **35**, 4014 (1987).
368. *Kirsten T.*, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **71**, 251 (1984).
369. *Kirsten T.* — In: '86 Massive Neutrinos in Astrophysics and Particle Physics, Proc. 6th Moriond Workshop (eds. O. Fackler, J. Tran Thanh Van), Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, 1986, p. 119.
370. *Kocharov G. E.*, Ioffe Physico-Technical Institute Report No. 298 (Leningrad), 1972.
371. *Kolb E. W., Turner M. S., Walker T. P.*, *Phys. Lett.*, **175B**, 478 (1986).
372. *Kolb E. W., Stebbins A., Turner M.*, *Phys. Rev. D*, **35**, 3598 (1987).
373. *Konopinski E. J.*, *Theory of Beta Radioactivity*, Oxford: Clarendon, p. 399, 1966.
374. *Гаерин В. Н., Копылов А. В.* — Письма Астрон. ж., 1984, т. 10, с. 154.
375. *Kotov V. A.*, *Solar Phys.*, **100**, 53 (1986).
376. *Krastev P. I., Petcov S. T.*, *Phys. Lett.*, **207B**, 64 (1988).
377. *Krauss A., Becker H. W., Trautvetter H. P., Rolfs C.*, *Nucl. Phys.*, **A467**, 273 (1987).
378. *Krauss L. M.*, *Nature*, **329**, 689 (1987).
379. *Krauss L. M., Freese K., Spergel D. N., Press W. H.*, *Astrophys. J.*, **299**, 1001 (1985).
380. *Krauss L. M., Glashow S. L., Schramm D. N.*, *Nature*, **310**, 191 (1984).
381. *Krauss L. M., Tremaine S.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 176 (1988).
382. *Krauss L. M., Wilczek F.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 122 (1985).

383. *Krauss L. M., Wilczek F.*, *Prog. Theor. Phys.*, **78**, 1428 (1985).
384. *Krofcheck D. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1051 (1985).
385. *Krofcheck D. et al.*, *Phys. Lett.*, **B189**, 299 (1987).
386. *Krook M., Wu T. T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1107 (1976).
387. *Kuchowicz B.*, *Rep. Prog. Phys.*, **39**, 291 (1976).
388. *Kuhn J. R., Libbrecht K. G., Dicke R. H.*, *Nature*, **319**, 128 (1986).
389. *Kume H. et al.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **205**, 443 (1983).
390. *Kuo T. K., Pantaleone J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1805 (1986).
391. *Кузьмин В. А.* — ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1532.
392. *Kuz'min V. A., Zatsepin G. T.* — In: Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., **10**, 1023 (1979).
393. *Kuzminov V. V., Pomansky A. A., Chihladze V. L.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 257 (1988).
394. *Kyuldjev A. V.*, *Nucl. Phys.*, **B243**, 387 (1984).
395. *Lamb D. Q., Melia F., Loredo T. J.* — In: *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, Proc. 4th George Mason Astronomy Workshop, Fairfax, Virginia, eds. M. Kafatos, A. Michalitsianos, Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 204, 1988.
396. *Lanczos K.*, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **B1**, 86 (1964).
397. *Ландау Л. Д.* — Физ. ж. СССР, 1932, т. 1, с. 426.
398. *Langacker P. et al.*, *Phys. Rev. D*, **27**, 1228 (1983).
399. *Langacker P.* — In: *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*, Proc. Int. Sympos., Heidelberg, Germany, ed. H. V. Klapdor, Berlin: Springer-Verlag, p. 879, 1986.
400. *Langacker P., Petcov S. T., Steigman G., Toshev S.*, *Nucl. Phys.*, **B282**, 589 (1987).
401. *Lanou R. E., Maris H. J., Seidel G. M.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2498 (1987).
402. *Lanzerotti L. J., Raghavan R. S.*, *Nature*, **293**, 122 (1981).
403. *Lattimer J. M., Cooperstein J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 23 (1988).
404. *Lattimer J. M., Yahil A.* — In: *Origin and Distribution of the Elements*, ed. G.J. Mathews, Singapore: World Scientific Press, 1988, p. 444.
405. *Leckrone D. S.*, *Astron. Astrophys.*, **11**, 387 (1971).
406. *Leibacher J. W., Noyes R. W., Toomre J., Ulrich R. K.*, *Sci. Am.*, **253**, 48 (1985).
407. *Leibacher J. W., Stein R. F.*, *Astrophys. Lett.*, **7**, 191 (1971).
408. *Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W.*, *Astrophys. J.*, **135**, 474 (1962).
409. *Lewis R. R.*, *Phys. Rev. D*, **21**, 663 (1980).
410. *Lim C.-S., Marciano W. J.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 1368 (1988).
411. *Lin P. B., Hudson H. S.*, *Solar Phys.*, **50**, 153 (1976).



412. *Lingenfelter R. E., Ramaty R., Murphy R. J., Kozlowsky B.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 121.
413. *Littleton J. E., Van Horn H. M., Helfer H. L.*, *Astrophys. J.*, **173**, 677 (1972).
414. *Loeb A.*, *Phys. Rev. D*, **30**, 1009 (1989).
415. *Longo M. J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 173 (1988).
416. *Lowry M. M., Kouzes R. T., Loeser F., McDonald A. B., Naumann R. A.*, *Phys. Rev. C*, **35**, 1950 (1987).
417. *Liu J.*, *Phys. Rev. D*, **35**, 3447 (1987).
418. *Luyten W. J.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **139**, 221 (1968).
419. *MacDonald W. M., Rosenbluth M. N., Chuck W.*, *Phys. Rev.*, **107**, 305 (1957).
420. *Mahler H. J., Doe P. J., Chen H. H.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **30**, 86 (1983).
421. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.*, *Prog. Theor. Phys.*, **28**, 870 (1962).
422. *Mannheim P. D.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 1935 (1988).
423. *Marciano W. J., Parsa Z.*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **36**, 171 (1986).
424. *Martin M. J., Blikaart-Toft P. H.*, *Nucl. Data Tables A*, **8**, 1 (1970).
425. *Martoff C. J.*, *Science*, **237**, 507 (1987).
426. *Marx G., Lux I.*, *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.*, **28**, 63 (1970).
427. *Matthews J.* — In: *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, Proc. 4th George Mason Astronomy Workshop, Fairfax, Virginia, eds. M. Kafatos, A. Michalitsianos, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988, p. 151.
428. *Mazwell J. C.* — In: *The Scientific Papers of James Clark Maxwell*, vol. 2, (ed. W. D. Niven), New York: Dover, 1890, p. 37.
429. *Mayle R., Wilson J. R., Schramm D. N.*, *Astrophys. J.*, **318**, 288 (1987).
430. *Mazurek T. J.*, *Nature*, **252**, 287 (1974).
431. *McCuskey S. W.*, *Vistas Astr.*, **7**, 141 (1966).
432. *McNaught R. M.*, *IAU Circular No. 4316* (1987).
433. *Messiah A.* — In: *'86 Massive Neutrinos in Astrophysics and Particle Physics*, Proc. 6th Moriond Workshop, eds. O. Fackler, J. Tran Thanh Van, Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, p. 373, 1986.
434. *Michaud G.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 75.
435. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* — *Ядерная физика*, 1985, т. 42, с. 1441.
436. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* — *ЖЭТФ*, 1986, т. 91, с. 7.

437. *Mikheyev S. P., Smirnov A. Yu.*, *Nuovo Cimento*, **9C**, 17 (1986).
438. *Mikheyev S. P., Smirnov A. Yu.* — In: *Proc. 12th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics* (eds. T. Kitagaki, H. Yuta), Singapore: World Scientific, 1986, p. 177.
439. *Мухеев С. П., Смирнов А. Ю.* — *ЖЭТФ*, 1987, т. 92, с. 404.
440. *Moє M. K., Reines F.*, *Phys. Rev. B*, **140**, 992 (1965).
441. *Morinaga H.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 256 (1988).
442. *Mössbauer R.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 237 (1988).
443. *Nakahata M.*, PhD Thesis, Faculty of Science, Univ. of Tokyo, Preprint UT-ICEPP-88-01, 1988.
444. *Nakahata M. et al.*, *Phys. Rev.* **55**, 3786 (1986).
445. *Narayan R.*, *Astrophys. J.*, **319**, 162 (1987).
446. *Nauenberg M.* *Phys. Rev. D*, **36**, 1080 (1987).
447. *Mewman M. J.* — In: *Physics of the Sun*, vol. III (eds. P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich), Dordrecht: Reidel, 1986, p. 33.
448. *Nicolaidis A.*, *Phys. Lett.*, **B200**, 553 (1988).
449. *Solar Neutrino Detection*, Proc. Int. Conf. on Solar Neutrino Detection with  $^{205}\text{Tl}$  and Related Topics (eds. E. Nolte, Pavičević), (Dubrovnik, Yugoslavia), Amsterdam: North Holland, 1988.
450. *Nomoto K.*, *Astrophys. J.*, **277**, 791 (1984).
451. *Norman E. B., Seamster A. G.*, *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 1226 (1979).
452. *Notzold D.*, *Phys. Lett.*, **B196**, 315 (1987).
453. *Nozawa S.*, 1987, частное сообщение.
454. *Nozawa S., Kohyama Y., Kaneta T., Kubodera K.*, *J. Phys. Soc. Japan*, **55**, 2636 (1986).
455. *Nussinov S.*, *Phys. Lett.*, **B63**, 201 (1976).
456. *Nussinov S.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2401 (1987).
457. *Nussinov S. et al.*, *Nature*, **329**, 134 (1987).
458. *Okun L. B.*, *Leptons and Quarks*, Amsterdam: North Holland, p. 130, 1982 (См. также: Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981).
459. *Окунь Л. Б.* — *Ядерная физика*, 1986, т. 44, с. 847.
460. *Oyama Y.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2604 (1987).
461. *Oyama Y. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 991 (1986).
462. *Oyama Y. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2604 (1987).
463. *Paczynski B.*, *Astrophys. J.*, **284**, 670 (1984).
464. *Pakvasa S., Tennakone K.*, *Phys. Rev.*, **28**, 1415 (1972).
465. *Pallé P. L., Perez J. C., Regulo C., Roca Cortes T., Isaak G. R., McLeod C. P., van der Raay H. B.*, *Astron. Astrophys.*, **170**, 114 (1987).

466. Parke S. J., Phys. Rev. Lett., **57**, 1275 (1986a).
467. Parke S. J. — In: Proc. 14th SLAC Summer Institute on Particle Physics (ed. E. C. Brennan), Stanford: SLAC, 1986, p. 349.
468. Parke S. J., 1988, частное сообщение.
469. Parke S. J., Walker T. P., Phys. Rev. Lett., **57**, 2322 (1986).
470. Parker E., Astron. Space Sci., **31**, 261 (1974).
471. Parker P. D., Astrophys. J., **175**, 261 (1972).
472. Parker P. D. — In: Physics of the Sun, vol. I (eds. P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich), New York: Reidel, 1986, p. 15.
473. Parker P. D., Bahcall J. N., Fowler W. A., Astrophys. J., **139**, 602 (1964).
474. Pavićević M. K., Nucl. Inst. Meth., **A271**, 287 (1988).
475. Peak L. S., Bakich A. M., Nucl. Inst. Meth., **A240**, 429 (1985).
476. Peimbert M., Torres-Peimbert S., Mon. Not. R. Astron. Soc., **179**, 217 (1977).
477. Pekeris C. L., Astrophys. J., **88**, 189 (1939).
478. Petcov S. T., Phys. Lett., **B191**, 299 (1987).
479. Petcov S. T., Phys. Lett., **B200**, 373 (1988).
480. Petcov S. T., Toshev S., Phys. Lett., **B187**, 120 (1987).
481. Pfeiffer L., Mills A. P., Jr., Chandross E. A. — In: Proc. of Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research, vol. 2 (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1978, p. 31.
482. Pietschmann H., Weak Interactions Formulae, Results and Derivations, Vienna: Springer-Verlag, 1983.
483. Piran T., Spergel D. N. — In: Proc. of the Moriond Astrophysics Meeting on Dark Matter (eds. J. Audouze, J. Tran Thanh Van), 1988 (в печати).
484. Pizzochero P., Phys. Rev. D, **36**, 2293 (1987).
485. Pollock E. L., Adler B. J., Nature, **275**, 41 (1978).
486. Potansky A. A., Nucl. Inst. Meth., **B17**, 406 (1986).
487. Potansky A. A., Nucl. Inst. Meth., **A271**, 254 (1988).
488. Pontecorvo B., Chalk River Report PD-205, 1946 (См. также: Приложение II к настоящей книге).
489. Понтекорво Б. — ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 247.
490. Понтекорво Б. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1717.
491. Popper D. M., Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 115 (1980).
492. Poskanzer A. M., McPherson R., Esterlund R. A., Reeder P. L., Phys. Rev., **152**, 995 (1966).
493. Prentice A. J. R., Mon. Not. R. Astron. Soc., **163**, 331 (1973).
494. Prentice A. J. R., Astron. Astrophys., **50**, 59 (1976).

495. Press W. H., Astrophys. J., **245**, 286 (1981).
496. Press W. H. — In: Physics of the Sun, vol. I (eds. P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, R. K. Ulrich), Dordrecht: Reidel, 1986, p. 77.
497. Press W. H., Rybicki G. B., Astrophys. J., **248**, 751 (1981).
498. Press W. H., Spergel D. N., Astrophys. J., **296**, 679 (1985).
499. Press W. H., Spergel D. N. — In: Dark Matter in the Universe, eds. J. N. Bahcall, T. Piran, S. Weinberg, Singapore: World Scientific, 1988, p. 206.
500. Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter (eds. K. Pretzl, N. Schmitz, L. Stoldolsky), Heidelberg: Springer-Verlag, 1987.
501. Raby S., West G. B., Nucl. Phys., **B292**, 793 (1987).
502. Raby S., West G. B., Phys. Lett., **B202**, 47 (1988).
503. Racah G., Nature, **129**, 723 (1932).
504. Raffelt G., Seckel D., Phys. Rev. Lett., **60**, 1793 (1988).
505. Raghavan R. S., Phys. Rev. Lett., **37**, 259 (1976).
506. Raghavan R. S. — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, v. 2, 1978a, p. 1.
507. Raghavan R. S. — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1978b, p. 270.
508. Raghavan R. S., Liquid Argon Detectors: A New Approach to Observations of Neutrinos from Meson Factories and Collapsing Stars, Bell Laboratory Technical Memorandum TM # 79-1131-31, 1979.
509. Raghavan R. S., Phys. Rev. D, **34**, 2088 (1986).
510. Raghavan R. S., He X.-G., Pakvasa S., Phys. Rev. D, **38**, 1317 (1988).
511. Raghavan R. S., Pakvasa S., Phys. Rev. D, **37**, 849 (1988).
512. Raghavan R. S., Pakvasa S., Brown B. A., Phys. Rev. Lett., **57**, 1801 (1986).
513. Raghavan R. S. et al., Design Concepts for BOREX (Boron Solar Neutrino Experiment), AT & T Bell Laboratories, 1988, неопубликованная работа.
514. Rakavy G., Shaviv G., Astrophys. J., **148**, 803 (1967).
515. Rapaport J. et al., Phys. Rev. Lett., **47**, 1518 (1981).
516. Rapaport J. et al., Phys. Rev. Lett., **54**, 2325 (1985).
517. Ratnatunga K. U., van den Bergh S., Astrophys. J., **343**, 713 (1989).
518. Raychaudhuri P., Solar Phys., **93**, 397 (1984).
519. Raychaudhuri P., Solar Phys., **106**, 421 (1986).
520. Reines F., Proc. Roy. Soc., **A301**, 159 (1967).

521. *Reines F., Kropp W. R.*, Phys. Rev. Lett., **12**, 457 (1964).  
 522. *Rhodes E. J., Jr., Ulrich R. K., Simon G. W.*, Astrophys. J., **218**, 901 (1977).  
 523. *Robertson R. G. H.*, 1986, 1988, частное сообщение.  
 524. *Rolfs C.*, Nucl. Phys., **A217**, 29 (1973).  
 525. *Rolfs C., Azuma R. E.*, Nucl. Phys., **A227**, 291 (1974).  
 526. *Rolfs C., Kavanagh R. W.*, Nucl. Phys., **A455**, 179 (1986).  
 527. *Rolfs C., Rodney W.*, Nucl. Phys., **A235**, 450 (1974).  
 528. *Rolfs C., Rodney W.*, Cauldrons in the Cosmos, Chicago: University of Chicago Press, 1988.  
 529. *Rolfs C., Trautvetter H. P.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 115 (1978).  
 530. *Rood R. T.* — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research, vol. 1 (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1978, p. 175.  
 531. *Rood R. T., Ulrich R. K.*, Nature, **252**, 366 (1974).  
 532. *Rose M. E.*, Phys. Rev., **49**, 727 (1936).  
 533. *Rose M. E.* — In: Elementary Theory of Angular Momentum, New York: Wiley, 1957.  
 534. *Rose M. E.*, Relativistic Electron Theory, New York: Wiley, 1961.  
 535. *Rosen S. P., Gelb J. M.*, Phys. Rev. D, **34**, 969 (1986).  
 536. *Rosen S. P., Gelb J. M.* — In: Proc. 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, California (ed. S. Loken), Singapore: World Scientific, 1987, p. 909.  
 537. *Rosenbluth M. N., Bahcall J. N.*, Astrophys. J., **184**, 9 (1973).  
 538. *Ross J. E., Aller L. H.*, Science, **191**, 1223 (1976).  
 539. *Ross G. G., Segré E.*, Phys. Lett., **B197**, 45 (1987).  
 540. *Rowley J. K.* — In: Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research (ed. G. Friedlander), Upton: Brookhaven National Laboratory, Report No. 50879, 1978, p. 265.  
 541. *Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 1.  
 542. *Rozburgh I. W.*, Nature, **247**, 220 (1974).  
 543. *Rozburgh I. W.*, Solar Phys., **100**, 21 (1985a).  
 544. *Rozburgh I. W.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985b, p. 88.  
 545. *Roy A. et al.*, Phys. Rev. D, **28**, 770 (1983).  
 546. *Rubbia C.*, The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors, EP Internal Report 77-8 CERN, 1977.

547. *Rubbia C. et al.*, ICARUS: A Proposal for the Gran Sasso Laboratory, INFN Publication INFN/AE-85-7, 1985.  
 548. *Ruff I., Liszi J., Gombos K.*, Astrophys. J., **289**, 409 (1985).  
 549. *Ruff I., Liszi J.*, Chem. Phys. Lett., **116**, 335 (1985).  
 550. *Russell H. N.*, Publ. Astron. Soc. Pacific, **31**, 129 (1919).  
 551. *Sadoulet B., Rich J., Spiro M., Caldwell D. O.*, Astrophys. J. Lett., **324**, L75 (1988).  
 552. *Sakurai K.*, Nature, **269**, 401 (1979).  
 553. *Salam A.* — In: Elementary Particle Theory (ed. N. Svartholm), Stockholm: Almqvist and Wiksells, 1968, p. 367.  
 554. *Salpeter E. E.*, Austr. J. Phys., **7**, 373 (1954).  
 555. *Salpeter E. E.*, Rev. Mod. Phys., **29**, 244 (1957).  
 556. *Salpeter E. E.*, Nature, **225**, 165 (1970).  
 557. *Sandage A.*, Astrophys. J., **252**, 553 (1982).  
 558. *Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W. J.*, Nucl. Phys., **B217**, 84 (1983).  
 559. *Sato K.*, Prog. Theor. Phys., **53**, 595 (1975).  
 560. *Sato K., Suzuki H.*, Phys. Rev. Lett., **58**, 2722 (1987a).  
 561. *Sato K., Suzuki H.*, Phys. Rev. Lett., **B196**, 267 (1987b).  
 562. *Sawyer G. A., Phillips J. A.*, LASL Report No. 1578, 1953.  
 563. *Schaeffer R., Declais Y., Jullian S.*, Nature, **330**, 6144 (1987).  
 564. *Schatzman E.*, Compt. R., **232**, 1740 (1951).  
 565. *Schatzman E.*, Astrophys. Lett., **3**, 139 (1969).  
 566. *Schatzman E.* — In: Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 69.  
 567. *Schatzman E., Maeder A.*, Astron. Astrophys., **96**, 1 (1981).  
 568. *Schramm D. N.*, Comm. Nucl. Part. Phys., **17**, 239 (1987).  
 569. *Schramm D. N., Mayle R., Wilson J. R.*, Nuovo Cimento, **9C**, 493 (1986).  
 570. *Schröder U. et al.*, Nucl. Phys., **A467**, 240 (1987).  
 571. *Schwarzschild M.*, Structure and Evolution of the Stars, Princeton: Princeton Univ. Press, 1958.  
 572. *Schwarzschild M., Härm R.*, Astrophys. J., **142**, 855 (1965).  
 573. *Schwarzschild M., Härm R.*, Astrophys. J., **184**, 5 (1973).  
 574. *Scott R. D.*, Nature, **264**, 729 (1976).  
 575. *Sears R. L.*, Astrophys. J., **140**, 477 (1964).  
 576. *Severny A. B.*, Nature, **307**, 247 (1984).  
 577. *Sextro R. G., Gough R. A., Cerny J.*, Nucl. Phys., **A234**, 130 (1974).  
 578. *Shapiro S. L., Teukolsky S. A.*, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, New York: Wiley, 1983.

579. *Shaviv G., Bahcall J. N.*, *Astrophys. J.*, **155**, 135 (1969).
580. *Shaviv G., Beaudet G.*, *Astrophys. Lett.*, **2**, 17 (1968).
581. *Shaviv G., Salpeter E. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1602 (1968).
582. *Shaviv G., Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **165**, 171 (1971).
583. *Shelton I.*, IAU Circular No. 4316 (1987).
584. *Shirley D. A.*, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 339 (1964).
585. *Sienkiewicz R., Paczyński B., Ratcliff S. J.*, *Astrophys. J.*, **326**, 392 (1988).
586. *Sienkiewicz R., Bahcall J. N., Paczyński B.*, *Astrophys. J.*, **349**, 641 (1990).
587. *Sinclair D. et al.*, *Nuovo Cimento*, **C9**, 308 (1986).
588. *Sotirovsky P.*, *Nucl. Inst. Meth.*, **A271**, 238 (1988).
589. *Spergel D. N., Bahcall J. N.*, *Phys. Lett.*, **B200**, 366 (1987).
590. *Spergel D. N., Piran T., Loeb A., Goodman J., Bahcall J. N.*, *Science*, **237**, 1471 (1987).
591. *Spergel D. N., Press W. H.*, *Astrophys. J.*, **294**, 663 (1985).
592. *Spruit H. C.* — In: *The Internal Solar Angular Velocity* (eds. B. R. Durney, S. Sofia), Dordrecht: Reidel, p. 185, 1987.
593. *Stacey F. D.* — In: *Physics of the Earth*, New York: Wiley, 1985, p. 17.
594. *Стефанов М. А.* — Письма ЖЭТФ, 1988, т. 47, с. 3.
595. *Steigman G., Sarazin C. L., Quintana H., Faulkner J.*, *Astron. J.*, **83**, 1050 (1978).
596. *Steinberg R. I.*, *Bull. Am. Astron. Soc.*, **21**, 528 (1976).
597. *Steinberg R. I., Kwiatkowski K., Meanhaut W., Wall N. S.*, *Phys. Rev. D*, **12**, 2582 (1975).
598. *Stodolsky L.*, *Phys. Lett.*, **B201**, 353 (1988).
599. *Stothers R., Ezer D.*, *Astrophys. J. Lett.*, **13**, L45 (1973).
600. *Subramanian A.*, *Current Science*, **52**, 342 (1983).
601. *Sur B., Boyd R. N.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 485 (1985).
602. *Suslov Y. P.* — In: *Proc. of the Conf. on Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays*, Debrecen, Hungary (ed. D. Berenyi), Budapest: Etvos Lorand Physical Society, 1968, p. 21.
603. *Sutherland P. et al.*, *Phys. Rev. D*, **13**, 2700 (1976).
604. *Suzuki A.* — In: *Proc. 12th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Sendai, Japan (eds. T. Kitagaki, H. Yuta), Singapore: World Scientific, 1986, p. 306.
605. *Suzuki A.* — In: *Proc. of the Workshop on Elementary-Particle Picture of the Universe* (eds. M. Yoshimura, Y. Totsuka, K. Nakamura), KEK: National Laboratory for High Energy Physics, 1987, p. 136.
606. *Taddeucci T. N. et al.*, *Phys. Rev. C*, **25**, 1094 (1982).

607. *Taddeucci T. N. et al.*, *Nucl. Phys.*, **A469**, 125 (1987).
608. *Takahara M., Sato K.*, *Mod. Phys. Lett.*, **A2**, 293 (1987).
609. *Takahashi K., Boyd R. N.*, *Astrophys. J.*, **327**, 1009 (1988).
610. *Takita M. et al.*, *Phys. Rev. D*, **34**, 902 (1986).
611. *Tammann G.* — In: *Supernovae: A Survey of Current Research* (eds. M. J. Rees, R. J. Stoneham), Dordrecht: Reidel, 1982, p. 371.
612. *Tassoul M.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **43**, 469 (1980).
613. *Tassoul M., Tassoul J. L.*, *Astrophys. J.*, **279**, 384 (1984a).
614. *Tassoul M., Tassoul J. L.*, *Astrophys. J.*, **286**, 350 (1984b).
615. *Tayler R. J.* — In: *The Stars: Their Structure and Evolution*, Wykeham Science Series, No. 10, London: Wykeham Publications, 1970.
616. *Taylor J. H., Manchester R. N.*, *Astrophys. J.*, **215**, 885 (1977).
617. *Taylor J. H., Weisberg J. M.*, *Astrophys. J.*, **253**, 908 (1982).
618. *Tegnér P. E., Bargholtz Chr.*, *Astrophys. J.*, **272**, 311 (1983).
619. *Toomre J.* — In: *Solar Seismology from Space* (eds. R. K. Ulrich, J. W. Harvey, E. J. Rhodes, J. Toomre), Pasadena: JPL-PUB-84-84, 1986.
620. *Toshev S.*, *Phys. Lett.*, **B196**, 170 (1987a).
621. *Toshev S.*, *Phys. Lett.*, **B198**, 551 (1987b).
622. *Totsuka Y.* — In: *Proc. 7th Workshop on Grand Unification*, ICOBAN '86, Toyama, Japan (ed. J. Arafune), Singapore: World Scientific, 1987, p. 118.
623. *Totsuka Y.*, 1988, частное сообщение от имени коллаборации Камиоканде II.
624. *Tubbs D. L., Schramm D. N.*, *Astrophys. J.*, **201**, 467 (1975).
625. *Turck-Chièz S., Cahen S., Cassè M., Doom C.*, *Astrophys. J.*, **355**, 415 (1988).
626. *Ulrich R. K.*, *Astrophys. J.*, **158**, 427 (1969).
627. *Ulrich R. K.*, *Astrophys. J.*, **162**, 993 (1970).
628. *Ulrich R. K.*, *Astrophys. J.*, **168**, 57 (1971).
629. *Ulrich R. K.*, *Astrophys. J.*, **258**, 404 (1982).
630. *Ulrich R. K.*, *Astrophys. J. Lett.*, **306**, L37 (1986).
631. *Ulrich R. K., Rhodes E. J., Jr.*, *Astrophys. J.*, **218**, 521 (1977).
632. *Ulrich R. K., Rhodes E. J., Jr.*, *Astrophys. J.*, **265**, 551 (1983).
633. *Ulrich R. K., Rhodes E. J., Jr., Tomczyk S., Dumont P. J., Brunish W. M.* — In: *Science Underground* (eds. M. M. Nieto, W. C. Haxton, C. M. Hoffman, E. W. Kolb, V. D. Sandberg, J. W. Toevs), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 96, 1983, p. 66.
634. *Vaidya S. C. et al.*, *Phys. Rev. D*, **27**, 486 (1983).
635. *Вандакуров Ю. В.* — *Астрон. ж.*, 1967, т. 44, с. 786.

636. *VandenBerg D. A.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **51**, 29 (1983).
637. *VandenBerg D. A.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **58**, 711 (1985).
638. *VandenBerg D. A.*, *Bell R. A.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **58**, 561 (1985).
639. *van den Bergh S.*, *McClure R. D.*, *Evans R.*, *Astrophys. J.*, **323**, 44 (1987).
640. *Веретёнкин Е. П.*, *Гаерин В. Н.*, *Янович Е. А.* — Атомная энергия, 1985, т. 58, с. 65.
641. *Волошин М. Б.*, *Высоцкий М. И.*, *Окунь Л. Б.* — Ядерная физика, 1986, т. 44, с. 677.
642. *Волошин М. Б.*, *Высоцкий М. И.*, *Окунь Л. Б.* — ЖЭТФ, 1986, т. 91, с. 754.
643. *Волошин М. Б.*, *Высоцкий М. И.* — Ядерная физика, 1986, т. 44, с. 845.
644. *Воеводский А. В.*, *Дадькин В. Л.*, *Ряжская О. Г.* — Приборы и техника эксперимента, 1970, N 1, с. 85.
645. *Walker T. P.*, *Kolb E. W.*, *Turner M. S.*, *Fermi Laboratory Conf.*, 85/99-A, 1985.
646. *Warburton E. K.*, *Phys. Rev. C*, **33**, 303 (1986).
647. *Wasserburg G. L.*, *Papanastassiou D. A.*, *Lee T.* — In: *Early Solar System Processes and the Present Solar System*, *Corso Soc. Italiana di Fisica*, Bologna, 1980.
648. *Wasserburg G. J.*, *Tera F.*, *Papanastassiou D. A.*, *Huneke J. C.*, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **35**, 294 (1977).
649. *Weinberg S.*, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1264 (1967).
650. *Weinberg S.*, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2301 (1987).
651. *Weizsaker C. F.*, *Physik Z*, **38**, 176 (1937).
652. *Weizsaker C. F.*, *Physik Z*, **39**, 663 (1938).
653. *Wielen R.*, *Highlights Astr.*, **3**, 395 (1974).
654. *Wernitz C.*, *Brennan J. G.*, *Phys. Rev. C*, **8**, 1545 (1973).
655. *Wheeler J. C.*, *Cameron A. G. W.*, *Astrophys. J.*, **196**, 601 (1975).
656. *Wheeler J. C.*, *Wheeler J. A.* — In: *Science Underground* (eds. M. M. Nieto, W. C. Haxton, C. M. Hoffman, E. W. Kolb, V. D. Sandberg, J. W. Toevs), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 96, 1983, p. 214.
657. *Wilkinso D. H.*, *Nucl. Phys.*, **A377**, 474 (1982).
658. *Wilkinson D. H.*, *Alburger D. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1127 (1971).
659. *Willson R. C.*, *Duncan C. H.*, *Geist J.*, *Science*, **207**, 177 (1980).
660. *Willson R. C.*, *Gulkis S.*, *Janssen M.*, *Hudson H. S.*, *Chapman G. A.*, *Science*, **211**, 700 (1981).

661. *Willson R. C.*, *Hickey J. R.* — In: *The Solar Output and Its Variation* (ed. O. R. White), Boulder: Colorado Associated Universities, p. 112, 1977 (Имеется перевод: Поток энергии Солнца и его изменения. — М.: Мир, 1980).
662. *Willson L. A.*, *Bowen G. H.*, *Struck-Marcell C.*, *Comments on Astrophysics*, **XII**, 17 (1987).
663. *Wilson J. R. et al.*, *Ann. New York Acad. Sci.*, **470**, 267 (1986).
664. *Wolfendale A. W.*, *Young E. C. M.*, *Davis R., Jr.*, *Nature*, **238**, 1301 (1972).
665. *Wolfenstein L.*, *Phys. Rev. D*, **17**, 2369 (1978).
666. *Wolfenstein L.*, *Phys. Rev. D*, **20**, 2634 (1979).
667. *Wolfenstein L.* — In: *Proc. 12th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Sendai, Japan (eds. T. Kitagaki, H. Yuta), Singapore: World Scientific, 1986, p. 1.
668. *Wolfsberg K. et al.* — In: *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy* (eds. M. L. Cherry, W. A. Fowler, K. Lande), New York: Amer. Inst. of Physics, Conf. Proc. No. 126, 1985, p. 196.
669. *Woosley S. E.*, *Astrophys. J.*, **330**, 218 (1988).
670. *Woosley S. E.*, *Weaver T. A.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 205 (1986).
671. *Woosley S. E.*, *Wilson J. R.*, *Mayle R.*, *Astrophys. J.*, **309**, 19 (1986).
672. *Wyatt A.*, *Physica B*, **126**, 392 (1984).
673. *Yanagida T.*, *Progr. Theor. Phys.*, **B315**, 66 (1978).
674. *Зацепин Г. Т.* — Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 333.
675. *Zatsepin G. T.* — In: *Proc. 8th Int. Workshop on Weak Interactions and Neutrinos*, Javea, Spain (ed. A. Morales), Singapore: World Scientific, 1983.
676. *Зацепин Г. Т.*, *Копылов А. В.*, *Широкова Е. К.* — Ядерная физика, 1981, т. 33, с. 378.
677. *Зельдович Я. Б.*, *Гусейнов О. Х.* — Письма ЖЭТФ, 1965, т. 1, с. 11.
678. *Zener C.*, *Proc. Roy. Soc.*, **A137**, 696 (1932).
679. *Zhang W. et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 385 (1988).
680. *Zyiskind J. L.*, *Parker P. D.*, *Nucl. Phys.*, **A320**, 404 (1979).

# Предметный указатель

- Аромат (флейвор) 48, 53  
Астросейсмология 105  
Атомное время 69
- Белый карлик 469  
Болометрическая величина 74  
Бомбы нейтринные 477-482  
Бритва Оккама 331
- Вращение быстрое 143  
Временные вариации нейтрино 361  
Время-проекционная камера 420
- Галлиевые эксперименты ( $^{71}\text{Ga}$ ) 45-47, 380  
-- GALLEX 45-46, 380  
-- SAGE 46, 391
- Гамовский коэффициент про-  
ницаемости 85  
Гелиосейсмология 105, 130, 522  
Геохимические детекторы  
- мишень  $^{98}\text{Mo}$  44, 403  
--  $^{205}\text{Tl}$  409
- Главная последовательность  
звезд 26, 75
- Детекторы прямого счета 443  
-- -- тяжелая вода  $\text{D}_2\text{O}$  (SNO)  
444  
-- --  $^{40}\text{Ar}$  (ICARUS) 451  
-- --  $^{11}\text{B}$  (BOREX) 459  
-- --  $^{19}\text{F}$  460  
-- --  $^{115}\text{In}$  455
- Диаграмма Герцшпрунга — Рас-  
села 31, 74-76
- Единица SNU 20, 24
- Запрещенные эффекты 243-245  
Звездная эволюция 60  
-- -- теория 67-78  
-- -- основные уравнения 70-72  
Звездный коллапс 465
- Изотопически аналоговое состо-  
яние 236  
IBM-детектор 484-494
- Калибровка детекторов, источ-  
ники  
-- --  $^{51}\text{Cr}$  383, 415, 458, 459  
-- --  $^{65}\text{Zn}$  172, 345
- Камиоканде II (эксперимент)  
42-43, 369, 424
- Когерентное рассеяние 50, 462-  
463
- Колебания Солнца 130-136  
-- --  $p$ -моды 131  
-- --  $g$ -моды 133
- Кулоновский барьер 83
- Лептон 22
- Магнитное поле сильное 144  
Матричные элементы 203  
Модель без образования  $^8\text{B}$  165  
- с малым  $Z$  140  
Монте-Карло метод 216  
МСВ-эффект 49, 276, 297, 529  
МС-диаграмма 305-309
- Нейтрино 22, 169-195  
- время жизни 500  
- геодезические линии 501  
- Дирака 316, 317

- магнитный момент 315, 531  
- Майораны 316, 317  
- масса 52  
- от распадов мюонов и пионов  
265, 266  
- предельная скорость 500  
- собственные состояния, мас-  
совые 276  
-- -- токовые 276  
-- -- флейворные 53, 276  
- число типов 501
- Нейтринные линии 171  
Нейтронная звезда 470-472  
Неопределенность 36  
- полный теоретический интер-  
вал 36, 196-222
- Непрозрачность 71, 108-110,  
203-205
- Несохранение заряда 397  
Нестандартные солнечные мо-  
дели 51, 138-168
- Низкотемпературные детекторы  
439-441
- Окончание цепочки ядерных  
реакций 27, 95, 96
- Осаждение железа 142  
Осцилляции нейтрино  
-- в вакууме 277-289  
-- -- веществе 289-315
- Поглощение нейтрино 226  
-- сечения 226
- Потоки нейтрино 184, 213  
Проблема солнечных нейтрино  
23-25, 51-55
- Проект ГОНГ 136  
Протон-протонная цепочка 32,  
88-96  
( $p, n$ )-реакции 207, 236, 237, 525-  
527
- Радиационная непрозрачность  
203  
Радиохимические детекторы
- мишень  $^7\text{Li}$  411  
-- --  $^{81}\text{Br}$  413  
-- --  $^{127}\text{I}$  416
- Распад нейтрино 323  
Распространенность элементов  
на Солнце 106-108  
Рассеяние  $\nu - e$  246, 418  
-- сечения 246
- Реакции поглощения 48, 443  
Реликтовые антинейтрино 488
- Сверхновая 1987A (SN 1987A)  
16, 43, 483  
Скорости реакций 84-88  
Солнце 26, 80-84, 202  
- перемешанное 145  
- физические характеристики  
107
- Соотношение масса — свети-  
мость 73-74  
Средняя молекулярная масса 71  
Стандартная модель солнечная  
28, 29  
-- электрослабого взаимодей-  
ствия 25, 52, 275
- Супер-Камиоканде (детектор)  
436
- Теории Великого Объединения  
52  
Токи заряженные 459, 511  
- нейтральные 48, 270, 510
- Угол смешивания 53  
Уравнение переноса энергии 71
- Фактор фазового объема 228,  
231  
Ферми константа  $G_F$  292  
Флейворные собственные состо-  
яния 53  
Фундаментальная  $pp$ -реакция  
32  
 $ft_{1/2}$ -значение 227

Характеристика реакций pp-цепи 91-93	- LVD 435
Хлорный (хлор-аргоновый, $^{37}\text{Cl}$ ) эксперимент 40-42, 333-379	- SUNLAB 432
Цикл CNO 32, 61, 96-99, 167	Электронное детектирование pp-нейтрино 49
Частицы WIMP 51, 64, 159-162, 327-331, 527	Электроны отдачи (спектр) 255
Черная дыра в центре Солнца 157	Энергетический спектр нейтрино 35, 171, 180
Эксперименты прямого счета 443-464	Эффективная температура 75
	Эффективные сечения 206, 223-274
	Ядерное время 69
	Ядерный синтез 80-103, 524, 525
	Ядро выгоревшее 142
	Q-ядра 162

# Оглавление

Предисловие редакторов перевода	5
Предисловие к русскому изданию	11
Предисловие	15
<b>1 Общий обзор</b>	<b>22</b>
1.1. Где мы находимся? . . . . .	24
1.2. Почему это нас волнует? . . . . .	25
1.3. Эволюция звезд . . . . .	27
1.4. Выделение ядерной энергии и потоки нейтрино . . . . .	31
1.5. Неопределенности в предсказаниях . . . . .	35
1.6. Для дальнейшего продвижения нужны эксперименты . . . . .	39
1.7. $^{37}\text{Cl}$ -эксперимент . . . . .	40
1.8. Эксперимент Камиоканде II . . . . .	42
1.9. Геохимический эксперимент: $^{98}\text{Mo}$ . . . . .	44
1.10. Галлиевые детекторы . . . . .	45
1.11. Эксперименты следующего поколения . . . . .	47
1.12. Электронное детектирование pp-нейтрино . . . . .	49
1.13. Детекторы когерентного рассеяния . . . . .	50
1.14. Некоторые объяснения проблемы солнечных нейтрино . . . . .	51
1.15. Выбор между объяснениями . . . . .	55
1.16. Следующее десятилетие . . . . .	56
1.17. Вопросы и ответы . . . . .	56
<b>2 Строение и эволюция звезд</b>	<b>67</b>
2.1. История жизни звезды . . . . .	69
2.2. Основные уравнения . . . . .	70
2.3. Главные результаты . . . . .	73
2.4. Современное положение . . . . .	77

<b>3</b>	<b>Термоядерные реакции</b>	<b>80</b>
3.1.	Основные принципы	81
3.2.	Скорости реакций	84
3.3.	Протон-протонная цепь	88
3.4.	Потоки нейтрино и конечные реакции	93
3.5.	CNO-цикл	96
3.6.	Генерация энергии	99
3.7.	Что остается сделать?	100
<b>4</b>	<b>Стандартная модель Солнца</b>	<b>104</b>
4.1.	Исходные параметры	106
4.2.	Общий метод	112
4.3.	Характеристики стандартной модели	116
4.4.	Гелиосейсмология	130
<b>5</b>	<b>Нестандартные модели Солнца</b>	<b>138</b>
5.1.	Модель с малым $Z$	140
5.2.	Осаждение железа	141
5.3.	Выгоревшее ядро	142
5.4.	Быстрое вращение	143
5.5.	Сильное магнитное поле	144
5.6.	Перемешанное Солнце	145
5.7.	Турбулентная диффузия	149
5.8.	Тепловые неустойчивости	150
5.9.	Гидродинамические явления	152
5.10.	$^3\text{He}$ -неустойчивость	153
5.11.	Большая потеря массы	155
5.12.	Черная дыра в центре Солнца	157
5.13.	Частицы WIMP	159
5.14.	$Q$ -ядра	162
5.15.	Немаксвелловское распределение скоростей	163
5.16.	Модель без образования $^8\text{B}$ или $S_{34} = 0$	165
5.17.	Преобладание CNO-реакций	167
<b>6</b>	<b>Нейтрино</b>	<b>169</b>
6.1.	Реакции с испусканием нейтрино	170
6.2.	Информация о Солнце	173
6.3.	Энергетический спектр нейтрино	180
6.4.	Потоки солнечных нейтрино	184
6.5.	Потоки нейтрино от других звезд	193

<b>7</b>	<b>Теоретические неопределенности</b>	<b>196</b>
7.1.	Способы оценки неопределенностей	198
7.2.	Примеры	201
7.3.	Сечения взаимодействия нейтрино	206
7.4.	Степенные зависимости	210
7.5.	Моделирование по методу Монте-Карло	216
7.6.	Основные неопределенности расчета	219
<b>8</b>	<b>Сечения взаимодействия нейтрино</b>	<b>223</b>
8.1.	Сечения поглощения нейтрино	226
8.2.	Сечения $\nu$ - $e$ -рассеяния	246
8.3.	Нейтральные токи	270
<b>9</b>	<b>За рамками стандартной модели электрослабых взаимодействий</b>	<b>275</b>
9.1.	Вакуумные осцилляции	277
9.2.	Осцилляции в веществе	289
9.3.	Магнитный момент нейтрино	315
9.4.	Распад нейтрино	323
9.5.	Частицы WIMP	327
9.6.	Бритва Оккама	331
<b>10</b>	<b>Хлор-аргоновый эксперимент</b>	<b>333</b>
10.1.	Теоретические прогнозы	335
10.2.	Эксперимент	338
10.3.	Результаты эксперимента	349
10.4.	Сопоставление теории с экспериментом: возможные следствия	354
10.5.	Изменяются ли потоки солнечных нейтрино со временем?	361
10.6.	Результаты последних наблюдений	372
10.7.	Будущее хлор-аргонового эксперимента	377
<b>11</b>	<b>Галлиевые эксперименты</b>	<b>380</b>
11.1.	Предсказания стандартной модели	382
11.2.	Эксперименты	385
11.3.	Что может быть изучено?	394
<b>12</b>	<b>Геохимические и радиохимические детекторы:</b>	
	<b>Mo, Tl, Li, Wg и I</b>	<b>402</b>
12.1.	Мишень $^{98}\text{Mo}$	403
12.2.	Мишень $^{205}\text{Tl}$	409
12.3.	Мишень $^7\text{Li}$	411



12.4. Мишень $^{81}\text{Br}$ . . . . .	413
12.5. Мишень $^{127}\text{I}$ . . . . .	416
<b>13 Эксперименты по рассеянию нейтрино на электронах</b>	<b>418</b>
13.1. Водные детекторы . . . . .	421
13.2. Камиоканде II . . . . .	424
13.3. SUNLAB . . . . .	432
13.4. LVD — детектор большого объема . . . . .	435
13.5. Супер-Камиоканде: водный детектор . . . . .	436
13.6. Нейтринная обсерватория Sudbury: детектор на тяжелой воде . . . . .	437
13.7. ICARUS I: детектор на жидком аргоне . . . . .	438
13.8. Низкотемпературные детекторы . . . . .	439
<b>14 Эксперименты прямого счета</b>	<b>443</b>
14.1. Детектор SNO: тяжелая вода $\text{D}_2\text{O}$ . . . . .	444
14.2. ICARUS: $^{40}\text{Ar}$ . . . . .	451
14.3. Детектор на $^{115}\text{In}$ . . . . .	455
14.4. BOREX: детектор на $^{11}\text{B}$ . . . . .	459
14.5. Детектор на $^{19}\text{F}$ . . . . .	460
14.6. Детекторы когерентного рассеяния . . . . .	462
<b>15 Звездный коллапс</b>	<b>465</b>
15.1. Как со звездой случается коллапс . . . . .	468
15.2. Нейтринное излучение при стандартном коллапсе звезды	472
15.3. Нейтринные бомбы: как часто и где они взрываются? . . . . .	477
15.4. Нейтрино из других галактик . . . . .	482
15.5. Сверхновая 1987A . . . . .	483
15.6. Ожидаемое число событий в детекторах . . . . .	502
<b>16 Краткий обзор и направления будущих исследований</b>	<b>506</b>
16.1. В чем нуждается нейтринная астрофизика? . . . . .	507
16.2. Детекторы солнечных нейтрино . . . . .	509
16.3. Коллапсы звезд . . . . .	516
16.4. Эволюция звезд . . . . .	518
16.5. Ядерная физика . . . . .	524
16.6. Физика частиц . . . . .	527
16.7. Заключительные замечания . . . . .	533
<b>Приложение I. История развития проблемы солнечных нейтрино (Дж. Бакал, Р. Дэвис, мл.)</b>	<b>534</b>

<b>Приложение II. Обратный <math>\beta</math>-процесс (Б. Понтекорво)</b>	<b>581</b>
<b>Литература</b>	<b>500</b>
<b>Предметный указатель</b>	<b>616</b>