

Поиск слабовзаимодействующих массивных частиц тёмной материи: состояние и перспективы

А.Б. Александров, А.Б. Дашкина, Н.С. Коновалова, Н.М. Окатьева,
Н.Г. Полухина, Н.И. Старков, В.Э. Тюков, М.М. Чернявский, Т.В. Щедрина

Определение природы тёмной материи (ТМ) — одна из важнейших задач современной экспериментальной физики. Представлен обзор основных аргументов, подтверждающих существование ТМ, приведена современная классификация частиц ТМ, названы возможные кандидаты на эту роль, рассказывается о наиболее крупных проводимых и разрабатываемых экспериментах по поиску частиц ТМ. Основная цель публикации — дать представление о многообразии экспериментальных методов и подходов по регистрации частиц ТМ, а также о полученных к настоящему времени результатах их поиска, которые открывают новые перспективы по изучению ТМ и помогут решить актуальные задачи Новой физики.

Ключевые слова: тёмная материя, космические лучи, прямой и косвенный поиск частиц тёмной материи

PACS number: 95.35. + d

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038872>

Содержание

1. Введение (905).
 2. Имеющиеся доказательства существования тёмной материи (906).
 3. Возможные носители тёмной материи (907).
 4. Экспериментальные методы поиска частиц тёмной материи (910).
 - 4.1. Непрямая регистрация частиц тёмной материи.
 - 4.2. Прямая регистрация частиц тёмной материи.
 5. Заключение. Некоторые итоги и перспективы поиска слабовзаимодействующих частиц тёмной материи (932).
- Список литературы (933).

1. Введение

Астрономические наблюдения движения галактик и космического микроволнового фонового излучения показывают, что большая часть вещества во Вселенной

не видна. Согласно современным представлениям [1] не менее четверти материи в космосе (так называемая тёмная материя, ТМ) не взаимодействует с электромагнитным излучением (не излучает, не поглощает и не рассеивает его), а также не испускает какого-либо другого известного излучения достаточной интенсивности, что препятствует её обнаружению методами современной физики.

Анализ астрономических данных в случае, когда наблюдаемые явления не подчиняются законам классической небесной механики, уже приводил к открытию ранее неизвестных материальных космических объектов (планета Нептун [2], звезда Сириус В [3]) и продолжает порождать новые гипотезы. Одной из таких косвенно подтверждённых гипотез является существование ТМ. Доказательством существования ТМ служат свидетельства её гравитационного воздействия на другие космические объекты. Многочисленные экспериментально наблюдаемые явления, от расширения Вселенной до движения звёзд в галактиках, не могут быть объяснены наличием исключительно видимой материи. Констатация этих фактов привела к возникновению теории нерегистрируемой ТМ и идее о том, что галактики встроены в её сферическое гало (см., например, [4, 5]).

Понятие ТМ получило распространение без малого сто лет назад после выхода работ Фрица Цвикки, обнаружившего, что для устойчивости скопления галактик Кома необходимо, чтобы его полная масса в несколько десятков раз превышала суммарную массу входящих в него звёзд [6]. С того времени появилось достаточно экспериментальных свидетельств существования скрытой массы во Вселенной (скорости орбитального кругового движения звёзд в гравитационном поле галактик, гравитационное линзирование на скоплениях галактик и др.), позволяющих установить факт существования скрытой массы и локализовать области её скопления, но не дающих информации о том, из чего она состоит.

А.Б. Александров^(1,2,3,a), А.Б. Дашкина^(3,b), Н.С. Коновалова^(1,3,c),
Н.М. Окатьева^(1,3,d), Н.Г. Полухина^(1,3,4,e), Н.И. Старков^(1,3,f),
В.Э. Тюков^(1,2,g), М.М. Чернявский^(1,h), Т.В. Щедрина^(1,3,i)

- ⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
- ⁽²⁾ INFN — National Institute of Nuclear Physics,
Sezione di Napoli, via Cintia 1, 80126 Napoli, Italy
- ⁽³⁾ Национальный исследовательский технологический университет МИСиС,
Ленинский просп. 4, 119049 Москва, Российская Федерация
- ⁽⁴⁾ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
- E-mail: ^(a) andrey.alexandrov@na.infn.it, ^(b) asmailovab@gmail.com,
^(c) ninakonovalova@yandex.ru, ^(d) natalya_okateva@mail.ru,
^(e) polukhinang@lebedev.ru, ^(f) starkovni@lebedev.ru,
^(g) valeri@na.infn.it, ^(h) mmchernyav@yandex.ru,
⁽ⁱ⁾ tvshchedrina@gmail.com

Статья поступила 28 мая 2020 г.,
после доработки 13 ноября 2020 г.

Тёмную материю формирует, по-видимому, совершенно новый вид стабильных частиц, которые имеют ненулевую массу (участвуют в гравитационных взаимодействиях с барионной материей) и, предположительно, могут испытывать слабые взаимодействия [7]. Возможность слабых взаимодействий даёт надежду на прямую регистрацию частиц ТМ при их взаимодействии с атомными ядрами барионной материи. Гипотетические частицы, которые могли бы формировать ТМ, в основном составляют предмет теорий за пределами Стандартной модели (СМ). Природа носителей ТМ в настоящее время является одной из основных нерешённых проблем современной космологии, и поиск методов их регистрации стимулирует развитие новых методов экспериментальной физики.

Эксперименты по поиску ТМ ведутся в трёх направлениях: поиск взаимодействий частиц ТМ с барионной материей в лабораторных экспериментах (прямая регистрация), поиск продуктов аннигиляции или распада ТМ в космическом пространстве (непрямая регистрация) и получение частиц ТМ на ускорителях. Эксперименты на ускорителях подробно представлены, например, в обзоре [8]. Настоящий обзор посвящён современным подходам к поиску сигналов от частиц ТМ путём их прямой и непрямой регистрации.

В разделе 2 обсуждаются имеющиеся доказательства существования ТМ. В разделе 3 сообщается о возможных носителях ТМ. В разделе 4 на примере ряда наиболее перспективных экспериментов дано краткое описание некоторых основных экспериментальных направлений прямого и непрямого поиска частиц ТМ.

2. Имеющиеся доказательства существования тёмной материи

Многочисленные косвенные проявления ТМ зафиксированы различными астрофизическими методами (см., например, [9]). Ниже приводятся некоторые экспериментальные свидетельства существования ТМ.

Скорости орбитального кругового движения звёзд в гравитационном поле галактик. Наиболее убедительные и прямые доказательства существования ТМ получены из наблюдений кривых вращения спиральных галактик, а именно зависимости скоростей вращения звёзд и газа от их расстояния до центра галактики.

Согласно теореме вириала масса $M(r)$ на расстоянии r от центра галактики связана с её скоростью вращения как

$$M(r) \propto \frac{V^2 r}{G_N}, \quad (1)$$

где G_N — гравитационная постоянная.

Скорость вращения V измеряется путём наблюдения эмиссионных линий HI (нейтральный водород, длина волны без учёта эффекта Доплера 21 см) за пределами видимой части галактики.

Если бы видимая масса галактики была основной, то за её пределами $M(r)$ должна быть постоянной и орбитальная скорость галактики, согласно третьему закону Кеплера, должна уменьшаться как $V(r) \sim r^{-1/2}$. Однако измеренные скорости вращения для изученных галактик оказались постоянными на больших расстояниях по направлению к краю видимых дисков и не зависящими от расстояния до центра галактики [10] (рис. 1). Это означает, что основная масса находится за пределами види-

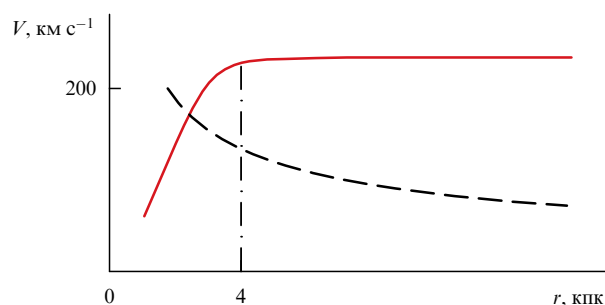


Рис. 1. Орбитальные скорости звёзд вокруг центра спиральной галактики. Штриховая кривая показывает убывание скоростей для кеплеровских орбит в зависимости от расстояния r от центра спиральной галактики. Сплошная линия показывает кривую вращения, полученную по усреднённым экспериментальным данным. (Из работы [12]).

мой части галактики. Измерения скоростей вращения в эллиптических галактиках также показывают наличие невидимой материи [11].

Экспериментальные данные, полученные как в оптическом диапазоне [13], так и в радиодиапазоне [14], свидетельствуют, что все наблюдаемые галактики заключены в гало ТМ, которое простирается за пределы их видимого диаметра. Так, согласно оценкам, 95 % галактики Млечный Путь состоит из ТМ [15].

Рентгеновское излучение горячего газа в эллиптических галактиках также является важным доказательством существования ТМ. Путём регистрации рентгеновского излучения составлены детальные профили температуры и плотности горячего газа большой эллиптической галактики M87 [16]. Эти измерения позволили установить распределение масс в галактике, необходимое для связывания горячего газа, с учётом гидростатического равновесия. Авторы [17] показали, что общая масса на радиальном расстоянии 392 кпк составляет $5,7 \times 10^{13} M_{\odot}$, тогда как масса в горячем газе не превышает $2,8 \times 10^{12} M_{\odot}$, или 5 % от общей массы, а видимая масса — около 1 %. M87 не единственный пример эллиптической галактики, в которой рентгеновское излучение горячего газа указывает на присутствие ТМ. Аналогичные выводы, касающиеся существования ТМ, были сделаны из наблюдений рентгеновского излучения малых групп галактик [18].

Одним из самых мощных аргументов в пользу существования ТМ является *гравитационное линзирование*. Присутствие ТМ определяется с помощью анализа того, как её гравитация влияет на распространение света от дальних галактик. Скопления галактик содержат самый сильный гравитационный потенциал во Вселенной, поэтому они представляют наибольший интерес с точки зрения гравитационных линзирующих эффектов. Искажения, создаваемые на изображениях удалённых фоновых галактик этими скоплениями, могут быть использованы для восстановления распределений масс, в которых, как полагают, в значительной степени преобладает ТМ. Карта искажённого света, создаваемого гравитационным линзированием, позволяет проследить, как распределяется ТМ в скоплении галактик. Полученные массы галактических скоплений значительно превышают массу светящейся материи [19].

Таким образом было обнаружено кольцо ТМ вокруг центра скопления галактик Cl0024 + 17. Исследование, ана-



Рис. 2. (В цвете онлайн.) Полученный с помощью космического телескопа "Хаббл" (Hubble) снимок скопления галактик C10024 + 17, на который наложено восстановленное изображение "кольца" ТМ вокруг центра скопления (изображение взято из [21]).

лизирующее искажение света от фоновых галактик этим скоплением, осуществлено на основе данных автоматической обсерватории Космический телескоп "Хаббл" (Hubble Space Telescope), регистрирующей электромагнитное излучение в диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного [20]. Синие полосы в центральной части изображения на рис. 2 — это сильно линзированные объекты, представляющие собой размытые изображения очень далёких галактик, не являющихся частью скопления. Форма этих галактик искажена вследствие искривления их света под действием мощной гравитации C10024 + 17.

Сильно линзированные объекты жёстко ограничивают массовую структуру внутренней области кластера. Восстановленное таким образом распределение массы C10024 + 17 показывает кольцевидную субструктуру ТМ, окружающую плотное ядро скопления. Компьютерное моделирование позволило локализовать кольцевидную область ТМ, наложив её на оцифрованное изображение C10024 + 17 (см. рис. 2), и оценить внешний радиус этого кольца как $\sim 0,4$ Мпк. Открытие кольца является одним из самых убедительных косвенных доказательств существования ТМ.

Результаты спутника "Планк" (Planck) показывают, что ТМ составляет 83 % плотности материи во Вселенной [22], и сегодня одним из основных вопросов является природа частиц, образующих ТМ.

3. Возможные носители тёмной материи

В настоящее время существует большое количество теоретических моделей для описания частиц-кандидатов в ТМ. Эти модели быстро развиваются, расширяются, дополняются новыми деталями, и в кратком обзоре невозможно описать всё их многообразие. Здесь приводятся только самые основные теоретические гипотезы о классах частиц ТМ.

Относительное количество разных типов материи обычно представляется в виде Ω -отношения средней плотности энергии определённого типа к критической плотности $\rho_c = 3H/(8\pi G_N) = 0,85 \times 10^{-29} \text{ г см}^{-3}$, где $H = 67,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ — параметр Хаббла. Значения этих величин, измеренные в космологических исследованиях, составляют [22]: для барионной материи $\Omega_{\text{BM}} = 4,9 \pm 0,0016 \%$, для тёмной материи $\Omega_{\text{DM}} = 26,8 \pm 0,014 \%$, для тёмной энергии $\Omega_{\text{DE}} = 68,3 \pm 0,015 \%$. Суммарная плотность Ω_{tot} очень близка к единице, а это означает, что четырёхмерное псевдоевклидово пространство-время нашей Вселенной плоское, а трёхмерное пространство почти декартово.

Большинство свидетельств существования ТМ основано на гравитационных взаимодействиях. Однако барионы захватываются в гравитационные ямы концентраций тёмной материи, и хотя сами частицы ТМ не участвуют в электромагнитных взаимодействиях, из скоплений тёмного вещества в космическом пространстве наблюдается излучение в широком диапазоне частот и энергий (см. раздел 4.1.1). Свойство гравитационной неустойчивости позволяет исследовать количество, состояния и распределения ТМ по наблюдательным данным по излучению в диапазоне от радиоволн до рентгеновских волн.

Считается, что свойства носителей ТМ (масса, особенности взаимодействия их между собой и с другими частицами) должны согласовываться с моделями эволюции Вселенной и Стандартной моделью элементарных частиц, которая удовлетворительно описывает большинство наблюдаемых физических данных. Если отдельные виды ТМ, появившиеся в результате Большого взрыва, являются стабильными, то они могут присутствовать в современной Вселенной в виде реликтовых частиц.

Фактической информации о свойствах объектов, составляющих ТМ, крайне мало. Поскольку такие объекты формируют основную массу галактик, следовательно, они должны обладать ненулевой массой. Теоретический диапазон масс обсуждаемых кандидатов очень широк — он простирается от величин порядка 10^{-21} эВ (длина волны де Бройля порядка размера центральной части карликовой галактики) [23] до 10^{19} ГэВ (масса Планка) [24]. Кроме того, поскольку эти частицы выжили с момента Большого взрыва до настоящего времени, их время жизни должно быть очень велико; в большинстве моделей предполагается, что такие частицы стабильны. Кроме того, поскольку частицы ТМ практически не участвуют в электромагнитных взаимодействиях, они должны быть электрически нейтральными, хотя существуют модели, допускающие у них наличие небольшого заряда $q_{\text{DM}} < 10^{-3}e$ [25].

Наиболее активно рассматриваемыми кандидатами являются слабо взаимодействующие массивные частицы (Weakly Interacting Massive Particles — WIMP), которые испытывают гравитационное взаимодействие, а также взаимодействуют с W- и Z-бозонами СМ. Теоретические аргументы в пользу выбора WIMP в качестве частиц ТМ заключаются в возможности описать правдоподобный сценарий эволюции Вселенной и в то же время согласовать их свойства со СМ.

В период ранней Вселенной частицы ТМ находились в равновесии с остальными видами материи. Затем по мере расширения и охлаждения Вселенной плотность ТМ начала убывать с изменением температуры T в соответ-

ствии с законом $n_X \propto \exp(-m_X/T)$, где m_X — масса частиц ТМ. При температуре $T < m_X$ ТМ "вымораживается" и её плотность снижается настолько, что акты взаимодействия отдельных частиц ТМ между собой становятся очень редкими и процессы их аннигиляции слабо влияют на их общее количество. В результате ТМ формирует реликтовое излучение, плотность которого асимптотически приближается к некоторому равновесному значению, определяемому соотношением скоростей реакции аннигиляции частиц ТМ (XX) в обычные частицы СМ ($XX \rightarrow \text{СМ}$) и обратной реакции ($\text{СМ} \rightarrow XX$). Для реализации такого сценария необходимо оптимальное соотношение между скоростью реакции аннигиляции WIMP, пропорциональной величине $n_X \langle \sigma_{XX} v \rangle$ (где v — скорость частиц, $\langle \sigma_{XX} v \rangle$ — сечение реакции, усреднённое по скорости, n_X — плотность частиц), и темпом расширения Вселенной, определяемым параметром Хаббла H . Рассмотрение такого сценария эволюции Вселенной [26] приводит к соотношению

$$\Omega_X H^2 \propto \frac{1}{\langle \sigma_{XX} v \rangle}. \quad (2)$$

Если предположить $\Omega_X = \Omega_{\text{DM}}$, то это соотношение приводит к величине сечения порядка нескольких пикобарн (10^{-36} см^2), что находится в согласии с гипотезой об участии WIMP в слабом взаимодействии. Соотношению $\Omega_X = \Omega_{\text{DM}}$ соответствует сечение $\langle \sigma_{\text{DM}} v \rangle$.

Доля ТМ, которая приходится на WIMP, зависит от сечения аннигиляции её частиц, которое связано с массой. Оказывается, что частицы с массой в пределах $m_X \sim 30 - 300 \text{ ГэВ}$ могут отвечать примерно за 10% Ω_{DM} , в то время как частицы с массой $m_X \sim 100 \text{ ГэВ} - 1 \text{ ТэВ}$ могут описать всю Ω_{DM} [27]. В этом отношении WIMP очень "удобны", так как позволяют гибко регулировать их вклад, согласуя эту величину со сценарием эволюции Вселенной начиная с момента Большого взрыва. На рисунке 3 [26] приведена полуколичественная зависимость плотности частиц Y и энергии Ω_X от времени t и температуры T для WIMP с массой 100 ГэВ. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют величинам $0,01 \langle \sigma_{XX} v \rangle$, $\langle \sigma_{XX} v \rangle$ и $100 \langle \sigma_{XX} v \rangle$. (Из работы [26].)

Обнаружить WIMP можно по продуктам их аннигиляции, например по паре нейтрино. Если WIMP обладает достаточно большой массой, то возможен распад на две или более частиц.

Основными кандидатами на роль WIMP являются нейтралино — легчайшие суперсимметричные частицы, являющиеся комбинацией суперпартнёров калибровочных бозонов. Диапазон их масс оценивается в интервале $30 \text{ ГэВ} < m_X < 5 \text{ ТэВ}$. Их поиск ведётся в ускорительных экспериментах, накладывающих дополнительные ограничения на массу [28].

Другими возможными кандидатами в WIMP являются частицы, возникающие в теориях с дополнительными размерностями типа теории Калуцы – Клейна [29]. Существует несколько теорий такого рода, включающих частицы, которые могут претендовать на роль ТМ, в частности теории с унифицированными дополнительными размерностями (Unified Extra Dimensions) [30]. Для масс m_X легчайших из таких частиц получены оценки в диапазоне от 400 до 1200 ГэВ [31].

Ещё одним классом частиц, претендующих на роль ТМ, являются superWIMP, которые взаимодействуют намного слабее, чем в случае обычного слабого взаимо-

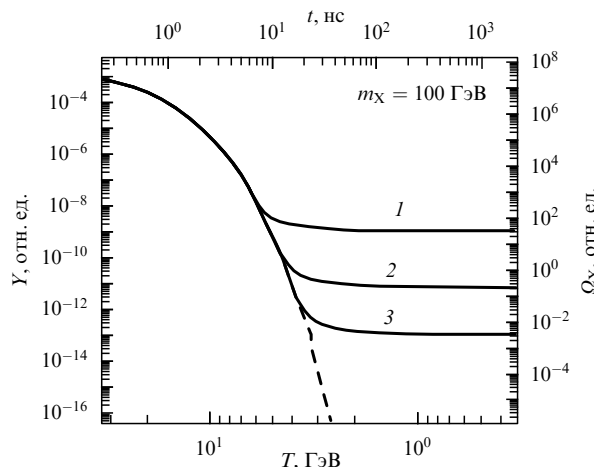


Рис. 3. Полуколичественная картина эволюции Вселенной в случае WIMP-частиц массой 100 ГэВ. Показана зависимость плотности частиц Y и энергии Ω_X от времени t и температуры T . Кривые 1, 2 и 3 соответствуют величинам $0,01 \langle \sigma_{XX} v \rangle$, $\langle \sigma_{XX} v \rangle$ и $100 \langle \sigma_{XX} v \rangle$. (Из работы [26].)

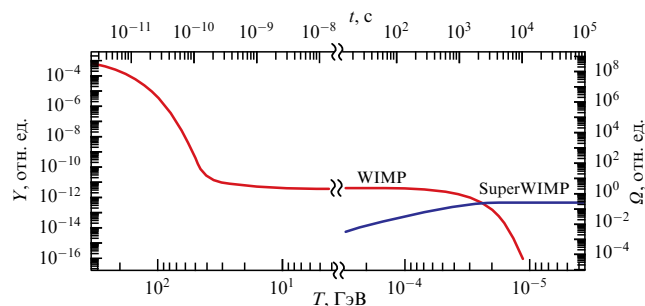


Рис. 4. Изменение плотности частиц Y и плотности энергии Ω в зависимости от времени t и температуры T [34].

действия. В процессе эволюции Вселенной superWIMP появляются на одном из последних этапов как результат распада обычных WIMP [32, 33]. Расширение Вселенной и "вымораживание" WIMP в этой модели вначале происходит по обычному сценарию, и superWIMP слабо влияют на этот процесс ввиду малости взаимодействия с ними и в результате не находятся в равновесии с WIMP. На этом этапе $\Omega_{\text{WIMP}} \sim \Omega_{\text{DM}}$. Если предположить, что каждая WIMP распадается на одну superWIMP, а их массы близки, то плотность реликтовых superWIMP будет также порядка Ω_{DM} , в то время как плотность WIMP будет малой.

На рисунке 4 схематично представлена картина изменения плотности частиц Y и плотности энергии Ω в зависимости от времени t и температуры T [34]. Премущество такой картины состоит в том, что WIMP, которые участвуют в эволюции в основном только на ранних этапах, не связаны ограничениями на их свойства, требуемыми для ТМ. Например, WIMP могут быть заряженными. В качестве претендентов на роль superWIMP рассматриваются гравитино в суперсимметричных теориях и гравитоны в теориях с дополнительными размерностями.

Одной из наиболее естественных гипотез о природе ТМ является предположение о существовании барионных макроскопических астрономических объектов, получивших название MACHO (Massive Astrophysical Com-

раст Halo Objects) (см., например, [35]). В качестве таковых могут выступать компактные звездоподобные объекты (нейтронные звёзды, коричневые карлики и т.п.) или планеты типа Юпитера, а также первичные чёрные дыры. МАСНО, например, могут быть обнаружены в экспериментах по гравитационному линзированию. С другой стороны, если вся ТМ представлена барионами, то соотношение концентраций лёгких элементов после первичного нуклеосинтеза, наблюдаемое в самых старых астрономических объектах, должно быть другим, резко отличающимся от наблюдаемого. Кроме того, эксперименты по поиску гравитационного линзирования света звёзд нашей Галактики показывают, что достаточно большой концентрации крупных гравитирующих объектов типа планет или чёрных дыр для объяснения массы гало нашей Галактики не наблюдается, а мелкие объекты должны слишком сильно поглощать свет звёзд. Тем не менее в экспериментах МАСНО и EROS (Environmental Reward Observation Scale) [36] проведён мониторинг звёзд в Малом и Большом Магеллановых Облаках, по результатам которого оценка суммарной массы МАСНО в гало галактик составила менее 15 % от массы гало.

Частицы, обладающие подходящими свойствами, описаны в целом ряде теорий, и их поиск ведётся уже в течение многих лет в самых разных экспериментах. Среди наиболее известных частиц, удовлетворяющих требуемым условиям для носителей ТМ, можно назвать обычные нейтрино СМ. Однако оценки верхней границы суммарной массы нейтрино трёх типов и плотности энергии ($\Omega_\nu \approx 0,3\%$) показывают, что их вклад в ТМ слишком мал для того, чтобы полностью описать наблюдаемые величины, хотя некоторая доля нейтрино в ТМ вероятна.

Открытие осцилляций нейтрино свидетельствует о наличии у них масс (см., например, [37]). В Стандартной модели нейтрино безмассовые, поэтому необходимость расширения СМ очевидна. Одним из вариантов такого расширения является введение стерильного нейтрино [38]. В этом случае к левовокомпонентным нейтрино Стандартной модели добавляются правокомпонентные стерильные нейтрино, которые не взаимодействуют с W- и Z-бозонами и не могут быть зарегистрированы в эксперименте непосредственно. Их связь с обычными нейтрино осуществляется за счёт эффекта смешивания, причём угол смешивания должен быть довольно малым. В этом случае стерильные нейтрино должны распадаться на обычные нейтрино с образованием фотонов. Кроме того, масса стерильных нейтрино должна быть достаточно велика для того, чтобы они могли сглаживать флуктуации вещества во Вселенной на масштабах, меньших, чем их длина пробега, и таким образом удовлетворять ограничениям, следующим из наблюдений крупномасштабной структуры Вселенной [39]. Существует некоторое противоречие в оценках характеристик стерильных нейтрино. Так, при предположении об определённых моделях формирования стерильных нейтрино в ранней Вселенной в работе [40] получено ограничение на массу стерильного нейтрино $m_{\text{ster}} \geq 14$ кэВ, в то время как в работе [41] даётся оценка $m_{\text{ster}} \sim 10$ кэВ. Для иных механизмов ограничения слабее.

Другой класс возможных кандидатов в ТМ — это частицы так называемого скрытого сектора, которые не взаимодействуют с частицами СМ непосредственно и не могут быть непосредственно зарегистрированы в экспе-

рименте. Их связь с частицами сектора Стандартной модели осуществляется через промежуточную частицу. Рассматривают несколько моделей такой связи, в которых в качестве медиатора служат, например, нейтрино [42] или бозон Хиггса [43].

Для примера рассмотрим более детально тёмный фотон [44], который вводится с помощью так называемого кинетического смешивания. Для этого в теории рассматривается дополнительная калибровочная группа $U(1)'$, а взаимодействие массивного тёмного фотона A'_μ с обычным электромагнитным полем в данном случае описывается лагранжианом

$$L = L_{\text{SM}} - \frac{1}{4} (F'_{\mu\sigma})^2 + \frac{\epsilon}{2} F'_{\mu\sigma} F^{\mu\sigma} + \frac{m_{A'}^2}{2} A'_\mu A'^\mu, \quad (3)$$

где L_{SM} — лагранжиан СМ, A'_μ — массивное калибровочное поле, $F'_{\mu\sigma} = \partial_\mu A'_\sigma - \partial_\sigma A'_\mu$, ϵ — параметр кинетического смешивания. В данном варианте теории тёмный фотон взаимодействует с дираковскими массивными частицами тёмной материи X:

$$L_{X,A'} = -\frac{1}{4} (F'_{\mu\sigma})^2 + \bar{X} [\gamma_\mu (i\partial_\mu - g' A'_\mu) - m_X] X, \quad (4)$$

здесь g' — "заряд" частиц X в новой калибровочной группе. Рассматриваются также варианты скалярного комплексного поля X. Теоретические и экспериментальные оценки величин ϵ и g' дают малые значения, тем не менее тёмный фотон может проявлять себя в экспериментах, где появляется достаточно энергичный обычный фотон: распад нейтральных пионов, тормозное излучение, упругое рассеяние заряженных частиц и т.д.

Ещё одним кандидатом в ТМ является аксион — частица, введённая в теорию для решения проблемы отсутствия нарушения CP-инвариантности в сильных взаимодействиях [45], т.е. существования инвариантности относительно комбинации зарядового сопряжения (C) и пространственного отражения (P) в сильных взаимодействиях в противоположность слабому взаимодействию, при котором такая инвариантность нарушается. С другой стороны, векторные токи, присутствующие в лагранжиане КХД, допускают нарушение CP-инвариантности. Одним из признаков нарушения служит электрический дипольный момент нейтрона. Теория даёт оценку этой величины $d_e \sim 10^{-16}e$ [см]. В то же время эксперименты дают чёткое ограничение $d_e < 10^{-26}e$ [см], что на 10 порядков меньше ожидаемого значения. Чтобы объяснить отсутствие нарушения, присущего СМ, вводятся дополнительное псевдоскалярное поле и соответствующие ему частицы — аксионы. Массы этих частиц и константа их взаимодействия очень малы. Обычно при обсуждении масс аксионов m_a используется модельно-зависимое выражение, связывающее массу и константу распада аксиона на два фотона f_a [46]:

$$m_a = 6 \left(\frac{10^9 \text{ ГэВ}}{f_a} \right) [\text{мэВ}].$$

В частности, экспериментом Planck установлен верхний предел массы аксиона $m_a < 0,67$ эВ на уровне достоверности (УД) 97 % [47] при ограничении на сумму масс нейтрино $\Sigma m_\nu < 0,7$ эВ, которая связана с константой f_a . Обработка данных от взрыва сверхновой 1987A приводит к более жёсткому ограничению на массу: $f_a \geq \geq 4 \times 10^8$ ГэВ, $m_a \leq 16$ мэВ [48].

ТМ с точки зрения её поведения во время начальных этапов эволюции Вселенной подразделяется на горячую, тёплую и холодную, в зависимости от того, на какой стадии её частицы "вымораживаются", а именно какова средняя длина пробега частиц по сравнению с масштабом Хаббловского расширения Вселенной. Современная картина образования галактик и других космических структур основана на том, что изначально они образовались в результате гравитационного коллапса неоднородностей плотности ТМ, достигших достаточно большой величины. Наиболее подходящим кандидатом при описании этого процесса является холодная ТМ, концепция которой ранее продемонстрировала свои возможности, предсказав анизотропию реликтового излучения. Частицы ТМ этого типа отделились от космической плазмы, уже являясь нерелятивистскими. С их помощью удаётся хорошо описать наблюдаемые космологические данные и крупномасштабную структуру Вселенной на масштабе масс $> 10^{10} M_{\odot}$. В качестве кандидатов в частицы холодной ТМ рассматриваются WIMP и аксионы. Однако характеристики меньших структур, появляющиеся в таком подходе, находятся в противоречии с рядом современных наблюдений. В частности, предсказывается слишком большое по сравнению с наблюдаемым количество спутников галактик.

Кроме того, для частиц холодной ТМ существует так называемая проблема сингулярного гало, возникающая из численного моделирования распределения ТМ [49]. Расчёты однозначно указывают на то, что холодная ТМ будет образовывать касп, или сингулярность (резкий пик в распределении), в центре галактики или, в целом, в более плотных областях Вселенной гораздо сильнее, чем в других её областях. Однако все прямые астрономические наблюдения, приведшие к обнаружению эффекта ТМ, показывают обратную картину: ТМ образует гало вокруг галактик, заполняя пустоты между скоплениями галактик, и не показывает никаких сингулярностей (каспов) в своём распределении.

Улучшить описание мелкомасштабных структур Вселенной помогает введение в рассмотрение тёплой ТМ. Её частицы вышли из равновесия, являясь ультрарелятивистскими, но стали нерелятивистскими (критическая скорость $\sim 0,001c$) к моменту перехода на пылевидную стадию развития. Количество объектов малых масс, образуемых тёплой ТМ, намного меньше, чем в случае холодной, что уменьшает расхождение между теорией и экспериментом. В качестве частиц тёплой ТМ могли бы выступить стерильные нейтрино [50] или лёгкие гравитино [51].

Горячая ТМ включает в себя частицы, движущиеся с ультрарелятивистскими скоростями. Такие частицы из-за огромной скорости не могут образовывать стабильные структуры, но могут влиять на обычное вещество и другие виды ТМ. Высокая скорость приводит к разрушению возмущений плотности, тем самым препятствуя возникновению крупномасштабных структур Вселенной, что противоречит наблюдениям, поэтому горячей ТМ не может быть слишком много. Частицами горячей ТМ могут быть только очень лёгкие частицы типа обычных нейтрино.

Помимо представленных здесь примеров частиц ТМ существуют другие варианты, например магнитный монополю, космоин и т.д., которые здесь не рассматриваются. Кроме того, предлагаются модели, не связан-

ные с частицами, вроде гравитации в теориях с дополнительными измерениями, связывающей видимую материю из наших измерений с массивной материей из других измерений, что может приводить к эффекту ТМ. Или ТМ может являться изначально, возникшими в момент Большого взрыва дефектами пространства или топологии квантовых полей. Они могут содержать в себе энергию, вызывая гравитационные силы.

4. Экспериментальные методы поиска частиц тёмной материи

Экспериментальный поиск возможных носителей ТМ требует оригинальных подходов и сложнейших инженерных решений (см., например, [52, 53]). Постоянно возникают новые идеи и проекты, что делает ситуацию весьма динамичной. В данном разделе описаны некоторые наиболее интересные и перспективные, но далеко не все предпринимаемые в настоящее время попытки регистрации сигналов от частиц ТМ.

4.1. Непрямая регистрация частиц тёмной материи

Носители ТМ имеют ненулевую вероятность аннигилировать или распасться с образованием частиц СМ (гамма-квантов, нейтрино, электронов, позитронов и других частиц космических лучей (КЛ)) (см., например, [54, 55]).

Поэтому поиск сигналов от ТМ возможен путём исследования гамма-излучения, потоков нейтрино и заряженных частиц КЛ высоких энергий. Однако эти частицы могут образоваться и в результате обычных астрофизических процессов. Поскольку частицы ТМ обладают вполне определённой (но пока неизвестной) массой, продукты их прямой аннигиляции должны иметь узкую линейную характеристику, т.е. продукты распада или вторичные частицы от аннигиляции будут распределены в определённом энергетическом диапазоне. Косвенное обнаружение ТМ заключается в поиске особенностей в энергетических спектрах космических частиц и аномалий ожидаемого фонового спектра от известных астрофизических процессов [56]. Подавляющее большинство не прямых экспериментов, как реализованных, так и планируемых, нацелено на поиск сигналов от WIMP как наиболее вероятных кандидатов-носителей ТМ.

4.1.1. Регистрация электромагнитной компоненты космического излучения. Ожидается, что тяжёлые частицы холодной ТМ могут аннигилировать или распадаться с образованием гамма-квантов, имеющих, в зависимости от канала реакции, непрерывный или моноэнергетический спектр. Гамма-излучение является очень перспективным объектом для косвенного обнаружения ТМ, поскольку не отклоняется магнитным полем и легче поддаётся регистрации, чем нейтрино.

При аннигиляции WIMP должны возникать гамма-кванты со строго определённой энергией, равной массе искомых частиц. На спектре гамма-излучения это должно приводить к возникновению пика на соответствующей длине волны. Поток гамма-квантов, рождающихся при аннигиляции частиц ТМ, определяется сечением процесса и массой частиц, а также распределением материи внутри гало. Изучая поток избыточных гамма-квантов, можно получить ограничение на сечение аннигиляции гипотетических частиц с массами от 10 до 10^4 ГэВ [57].

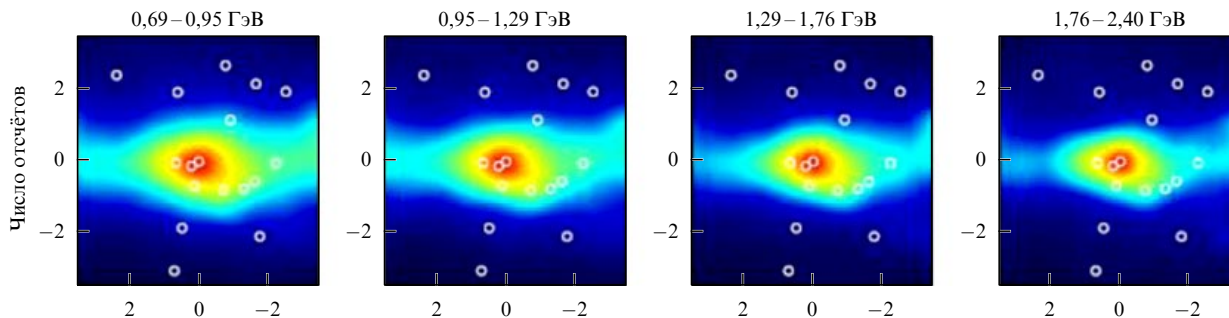


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Карта избыточного диффузного гамма-излучения в области $7^\circ \times 7^\circ$ вокруг ГЦ для четырёх интервалов энергии регистрируемых гамма-квантов. Данные телескопа LAT [67]. Кружками обозначены 17 попавших в поле зрения неидентифицированных точечных источников гамма-излучения из каталога 2FGL (Fermi Gamma-ray LAT) [68].

При небольшом потоке избыточного гамма-излучения ограничение будет очень жёстким.

Спектральные линии являются одними из самых мощных сигнатур для поиска аннигиляции ТМ в очень высокоэнергетических γ -лучах. При этом монохроматический сигнал от аннигиляции в фотоны подавлен по сравнению с остальными каналами, поскольку частицы ТМ не несут электрического заряда.

Центр нашей Галактики является самым ярким из наблюдаемых с Земли источников высокоэнергетического гамма-излучения, предположительно вызванного аннигиляцией или распадом частиц ТМ [58]. Поскольку атмосфера Земли непрозрачна для космического гамма-излучения, обнаружение гамма-квантов от частиц ТМ возможно только в открытом космосе с применением гамма-телескопов космического базирования.

В работе [59] определены значения энергетического разрешения детекторов гамма-излучения, необходимого для регистрации сигналов от WIMP. Показано, что если разрешения $\sim 10\%$ достаточно для регистрации образовавшихся гамма-квантов с непрерывным энергетическим спектром, то для фиксации моноэнергетических линий необходимо разрешение менее 5% .

Галактическое диффузное гамма-излучение высоких энергий зарегистрировано в нескольких экспериментах, но наиболее значимые, с точки зрения исследования сигналов ТМ, результаты получены с помощью телескопа LAT (Large Area Telescope) [60].

Работающий в режиме сканирования широкоугольный телескоп LAT (эффективная площадь регистрации около 1 м^2 , угол обзора $\sim 2,4 \text{ ср}$) представляет собой основное устройство Космического гамма-телескопа Ферми (Fermi Gamma-ray Space Telescope — FGST), выведенного на околоземную орбиту в 2008 г. [61] и функционирующего по настоящее время. Детектор работает по принципу регистрации электрон-позитронных пар, образующихся при прохождении через объём детектора гамма-лучей высоких энергий (pair-production detector). Измеряются траектории образовавшихся электронов и позитронов и их полные энергии, что позволяет определить направление и энергию первичного гамма-кванта в диапазоне энергий от $\sim 50 \text{ МэВ}$ до 1 ТэВ . Угловое разрешение телескопа $0,1^\circ$, энергетическое разрешение $\sim 10\%$.

С помощью телескопа Fermi-LAT получены уникальные данные о космическом гамма-излучении, среди которых: обнаружение более 5000 точечных источников гамма-излучения [62], избыточного излучения из центра

галактики Млечный Путь и галактик Андромеды и Треугольника [63, 64], "пузырей Ферми" [65], а также оценка верхнего предела сечения аннигиляции ТМ [66].

Несколько лет назад коллаборация Fermi-LAT сообщила об обнаружении источника гамма-излучения в галактическом центре (ГЦ) Млечного Пути с энергией квантов, на два-три порядка превосходящей энергию жёсткого рентгеновского излучения. Гамма-спектр излучения согласуется с массами частиц ТМ от 10 ГэВ до 1 ТэВ , аннигилирующих в кварки b и \bar{b} , и массами ТМ от 10 ГэВ до 30 ГэВ , аннигилирующих в τ^+ - и τ^- -лептоны (рис. 5) [67].

Споры об интерпретации этих экспериментальных данных ведутся с момента их опубликования до сих пор. Так, независимый анализ данных телескопа LAT, проведённый в 2016 г. группами исследователей из США [69] и Нидерландов [70], показал, что наблюдаемое излучение может быть с высокой достоверностью объяснено излучением скоплений точечных источников, имеющих сходный гамма-спектр, таких как миллисекундные пульсары. Впоследствии эти выводы были опровергнуты на основании нового подхода к обработке данных телескопа LAT [71]; было показано, что ТМ с большой вероятностью может являться доминирующим вкладом в избыточное гамма-излучение ГЦ. Однако, как признают сами авторы публикации, их результаты не являются окончательным доказательством существования галактического гало ТМ.

Рассматривается также возможность наблюдения гамма-сигналов от меньших скоплений ТМ в Галактике, так называемых субгало [72]. Однако, как показали расчёты [73], яркость излучения субгало не превышает 10% отношения яркости основного гало ГЦ к фону, т.е. регистрация гамма-излучения от субгало ТМ на современной аппаратуре имеет больше неопределённостей, чем от гало ГЦ.

Надёжная идентификация сигналов от ТМ в потоках космического электромагнитного излучения требует использования оборудования с высоким угловым, пространственным и энергетическим разрешением. Оборудование нового поколения предполагается установить на российском астрономическом спутнике ГАММА-400 (Гамма-астрономическая многофункциональная модульная аппаратура 400) [74], запуск которого запланирован на 2026 г. Установленная на спутнике аппаратура будет регистрировать гамма-кванты с энергиями в интервале от 20 МэВ до нескольких ТэВ и электроны (позитроны) с энергиями до $\sim 20 \text{ ТэВ}$. Угловое ($\sim 0,01^\circ$) и энергетиче-

ское ($\sim 1\%$) разрешения гамма-телескопа будут в 5–10 раз превосходить соответствующие параметры как Fermi-LAT, так и наземных черенковских гамма-телескопов, что позволит более надёжно выделять возможные сигналы от различных каналов аннигиляции частиц ТМ.

Помимо галактических источников гамма-излучения интерес при поиске сигналов от ТМ вызывает солнечное излучение [75]. Предполагается, что частицы ТМ из галактического гало, проходя через Солнце и испытывая неупругие рассеяния на ядрах, теряют энергию и захватываются гравитационным полем звезды. Сопровождаемые многократным рассеянием, эти процессы приводят к концентрации внутри Солнца частиц ТМ, одновременно испытывающих процессы аннигиляции [76]. Некоторые модели аннигиляции предполагают формирование промежуточных частиц (медиаторов), способных покинуть Солнце и распасться вне его на частицы СМ, например гамма-кванты и нейтрино [77, 78], которые могут быть обнаружены детекторами на Земле или околоземной орбите. Согласно другим моделям аннигиляция с образованием гамма-квантов и электронов+позитронов происходит без участия частицы-медиатора [79].

Небольшое по космическим меркам расстояние от Земли до Солнца позволяет регистрировать не только гамма-кванты, но и заряженные частицы. Образовавшиеся в результате аннигиляции ТМ электроны и позитроны должны иметь специфический энергетический спектр, зависящий от механизма их образования [80]. Ожидаемый сигнал должен иметь пик в направлении Солнца с угловым расширением, определяемым гелиосферным магнитным полем.

В ряде экспериментов, среди которых эксперименты на спутниках Fermi-LAT [81], PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) [82] и AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer 02) [83], обнаружено, что доля позитронов в общем электрон-позитронном потоке возрастёт в диапазоне энергий от 10 ГэВ до по крайней мере 250 ГэВ. Эти экспериментальные данные противоречат предсказаниям моделей распространения КЛ, согласно которым доля позитронов, образующихся при взаимодействии космических лучей с межзвёздным газом, должна убывать в этой области энергий [84, 85] (рис. 6). Наблюдаемое увеличение доли позитронов может свидетельствовать о том, что вблизи от Земли находится источник этих частиц с высокими энергиями и одним из возможных механизмов их образования может быть аннигиляция или распад частиц ТМ [86].

В связи с этим большой интерес представляют результаты, полученные в спутниковом эксперименте DAMPE (DARk Matter Particle Explorer), осуществляющем регистрацию космических электронов и гамма-квантов в широком диапазоне энергий [88]. С помощью комбинации четырёх субдетекторов: пластикового сцинтилляционного детектора, кремниво-вольфрамового трека-преобразователя, калориметра и нейтронного детектора — в установке DAMPE удалось добиться очень эффективного подавления адронного фона космических лучей и значительного улучшения энергетического разрешения. Спутник DAMPE вышел на солнечно-синхронную орбиту на высоте 500 км в декабре 2015 г. Всего было зарегистрировано около 1,5 млн электронов и позитронов с энергиями от 25 ГэВ до 4,5 ТэВ, спектры которых описываются степенным законом с изменением спек-

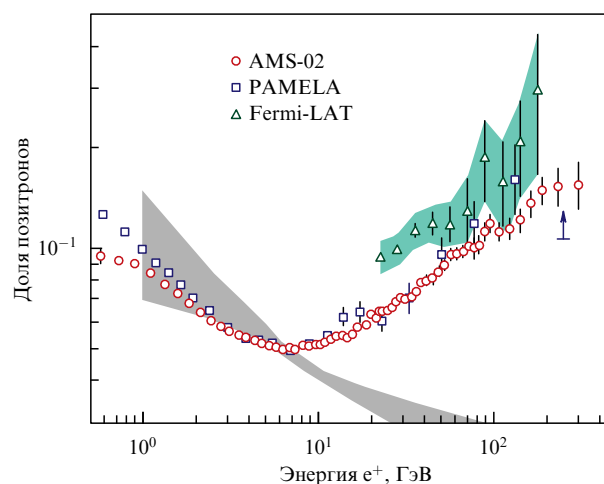


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Аномальное превышение доли позитронов высоких энергий в космических лучах. Сравнение данных экспериментов AMS-02, PAMELA и Fermi-LAT с результатами модельных расчётов (серая область). (Из работы [87].)

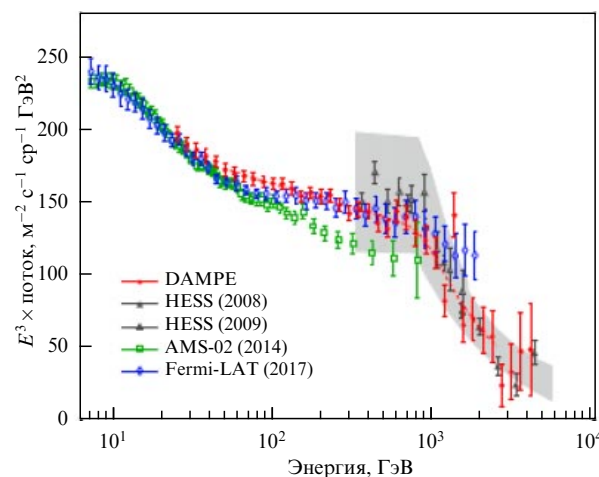


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Суммарный спектр электронов и позитронов космических лучей ($\times E^3$), измеренный методом демпфирования в экспериментах DAMPE, HESS (High Energy Stereoscopic System), AMS-02 и Fermi-LAT. Красная пунктирная линия представляет собой степенную модель, которая наилучшим образом соответствует данным в диапазоне энергий от 55 ГэВ до 2,63 ТэВ. Серая полоса показывает систематическую ошибку эксперимента HESS. (Из работы [89].)

рального индекса от $\sim 3,1$ до $\sim 3,9$ и разрывом в области 0,9 ГэВ (рис. 7). Ожидается, что эти результаты помогут прояснить связь между аномалией позитронов и аннигиляцией или распадом частиц ТМ.

Поскольку поток космического гамма-излучения быстро уменьшается с увеличением энергии, для наблюдения при более высоких энергиях необходимы приборы с гораздо большей эффективной площадью регистрации, чем у телескопов космического базирования. Наземные черенковские гамма-телескопы (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACT) регистрируют черенковское излучение, создаваемое потоками частиц, индуцированными в атмосфере Земли первичным космическим излучением (ПКИ), в том числе высокоэнергетическим электромагнитным излучением. Очевидно, что эффективная площадь регистрации наземных установок заметно (в

несколько раз) превосходит площадь регистрации телескопов космического базирования. Весьма существенно, что IACT позволяют с высокой эффективностью идентифицировать и отклонять каскады частиц, инициированных адронами ПКИ, рассматривая только потоки частиц от электронов (позитронов) и гамма-квантов. Однако IACT имеют гораздо меньший угол наблюдения, не более 10° , что ужесточает требования к их направленности.

В настоящее время в диапазоне от нескольких десятков ГэВ до 100 ТэВ и выше действуют четыре IACT, в результате работы которых удалось установить границы масс частиц ТМ и верхних пределов скорости аннигиляции WIMP для различных каналов. Это гамма-телескопы HESS [90, 91], MAGIC (Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov telescopes) [92], FACT (First G-APD Cherenkov Telescope) [93] и VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) [94]. В 2018 г. группа HESS сообщила о результатах 10-летнего поиска моноэнергетической спектральной линии от аннигиляций частиц ТМ в направлении ГЦ в диапазоне энергий от 300 ГэВ до 70 ТэВ с помощью двумерного метода максимального правдоподобия, использующего преимущества как спектральных, так и пространственных особенностей сигнала по сравнению с фоном [91]. В результате обработки данных признаков аннигиляции WIMP обнаружить не удалось, зато удалось получить самые жёсткие на данный момент ограничения на вероятность такой аннигиляции. Верхний предел поперечного сечения аннигиляции для моноэнергетических линий ТМ составил $4 \times 10^{-28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ при массе 1 ТэВ.

Черенковские гамма-телескопы нового поколения, нацеленные в том числе на поиск ТМ, будут обладать значительно более высокой чувствительностью по сравнению с чувствительностью действующих, что позволит осуществлять поиск сигналов как от WIMP, так и от аксионов (см., например, [95–97]).

4.1.2. Регистрация нейтрино. Нейтрино, имеющие колоссальную длину свободного пробега в самых различных средах, сохраняют информацию об энергетическом спектре при рождении и напрямую указывают на источник своего формирования, что позволяет с их помощью исследовать самые удалённые космические объекты, в том числе недоступные для гамма-астрономии. Однако регистрация этих частиц связана с существенными технологическими трудностями. Для компенсации малости сечения взаимодействия нейтрино необходимы детекторы большого объёма, хорошо защищённые от фона других частиц.

Накапливаясь в астрофизических объектах (в том числе в Солнце и Земле) в результате гравитационного притяжения, частицы ТМ могут аннигилировать с образованием нейтрино, энергии которых, согласно оценкам, на несколько порядков превышают энергии нейтрино, образовавшихся в ядерных реакциях (несколько десятков или сотен ГэВ против нескольких МэВ) [98]. Поэтому при наблюдениях, например, в направлении Солнца или центра Земли продукты аннигиляции ТМ можно отличить от атмосферного нейтринного фона по их энергиям. Перспективными направлениями для поиска нейтринных сигналов от ТМ, как и в гамма-астрономии, являются также направления к центру нашей Галактики и к другим галактикам и скоплениям галактик, поскольку

их наблюдаемые гравитационные массы существенно превосходят массу Солнца. При этом средняя плотность галактического вещества меньше солнечной и благодаря меньшему рассеянию частиц ТМ на ядрах можно наблюдать нейтрино более высоких энергий, чем от Солнца.

В 1960 г. М.А. Марков высказал идею установить детекторы для регистрации "астрофизических" нейтрино в глубоких озёрах или океане и определять направление образовавшихся в их взаимодействиях высокоэнергичных заряженных частиц с помощью производимого черенковского излучения [99]. При таком подходе решаются сразу три задачи: компенсация малых сечений взаимодействия нейтрино за счёт большой массы детектора, снижение фона и обеспечение прозрачности среды для регистрации черенковского излучения. Практическая разработка основ глубоководного нейтринного детектирования началась в России в 1980-х годах для эксперимента на озере Байкал, отличающегося уникальной глубиной (местами более 1 км), высокой прозрачностью воды и сезонным обледенением, облегчающим транспортировку и монтаж массивной аппаратуры [100].

Используемые в настоящее время большие детекторные объёмы подводных нейтринных телескопов собирают несколько сотен нейтрино в 1 сут. Это крупные экспериментальные установки открытого типа, представляющие собой систему черенковских счётчиков и фотомножителей с большим числом регистрирующих каналов, расположенных на вертикальных тросах в водной среде или во льду. Детекторы регистрируют черенковский свет от релятивистских мюонов и каскадов заряженных частиц, образовавшихся в результате взаимодействий нейтрино, произошедших в радиусе нескольких километров от установки. Исключить фон атмосферных нейтрино позволяет отбор событий по их траекториям, идущим в направлении снизу вверх, т.е. соответствующим частицам — продуктам взаимодействий высокоэнергетических "астрофизических" нейтрино, прошедших сквозь толщу Земли. Чувствительные к сигналам от нейтрино всех типов в широком диапазоне энергий, они осуществляют поиск ТМ во всех возможных каналах аннигиляции. Для сканирования всей небесной сферы нейтринные телескопы должны располагаться в разных полушариях Земли.

Большой водный черенковский нейтринный телескоп Северного полушария ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental REsearch) с эффективным объёмом регистрации $\sim 10^7 \text{ м}^3$ по отношению к нейтрино с энергиями выше 10 ТэВ, расположенный в Средиземном море, с 2008 г. наблюдает нейтринный поток в направлении Южного полушария [101]. Результаты измерений на ANTARES показали, что для достижения необходимой чувствительности к потоку высокоэнергетических нейтрино объём детектора должен быть увеличен как минимум до 1 км^3 . В настоящее время в Средиземном море создаётся научно-исследовательская инфраструктура KM3NeT (Cubic Kilometre Neutrino Telescope), включающая в себя три площадки с нейтринными детекторами (одна из них — ANTARES) с общим эффективным объёмом более 1 км^3 ; завершить построение инфраструктуры планируется в 2025 г. [102].

Крупнейшим нейтринным телескопом в массиве льда является нейтринная обсерватория IceCube [103], начавшая набор данных в 2010 г. Телескоп с рабочим объёмом 1 км^3 установлен на Южном полюсе и оснащён детекто-

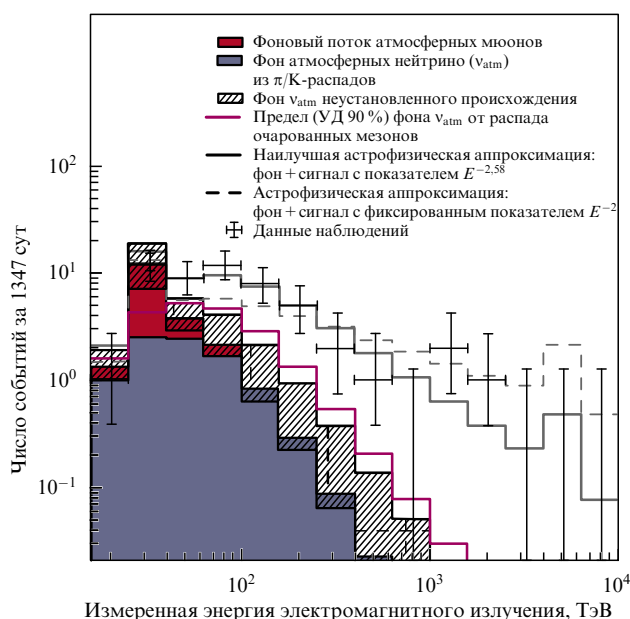


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Распределение энергии событий IceCube, которое можно интерпретировать как наличие пика на уровне около 2 ПэВ и более низкого энергетического континуума, разделённого провалом немного ниже 1 ПэВ [111].

рами для обнаружения черенковского излучения от частиц, рождённых во взаимодействиях нейтрино, движущихся сквозь Землю в направлении от Северного полюса. IceCube имеет энергетический порог 100 ГэВ. Более плотное детекторное заполнение внутри IceCube, называемое DeepCore [104], снижает энергетический порог примерно до 10 ГэВ, а планируемое обновление PINGU (Precision IceCube Next Generation Upgrade) снизит порог до нескольких ГэВ [105], что значительно расширит возможности установки для поиска сигналов от ТМ в низкоэнергетическом диапазоне. Уже полученные данные IceCube позволили оценить потоки нейтрино из Северного полушария и от Солнца, получить новые ограничения на физические свойства частиц ТМ и уточнить необходимую чувствительность нейтринных телескопов, регистрирующих "астрофизические" нейтрино [106, 107]. Наиболее существенным вкладом в нейтринную астрофизику можно считать регистрацию IceCube нескольких десятков событий от нейтрино ультравысоких энергий в диапазоне ≥ 1 ПэВ [108], что может свидетельствовать о существовании пика высокоэнергетических нейтрино, возможно, от ТМ [109, 110] (рис. 8).

В 2015 г. на озере Байкал был введён в эксплуатацию первый кластер нейтринного телескопа Baikal-GVD (Gigaton Volume Detector), представляющий собой модульную систему пространственно разнесённых фотоприёмников, расстояние между которыми по порядку величины совпадает с длиной поглощения света. Фотоприёмники, помещённые в стеклянные сферы для защиты от внешнего давления воды, с необходимой для их работы электронной аппаратурой крепятся к вертикальным тросам с бумом на одном конце и якорем на другом. Модульная система с лазерной синхронизацией позволяет осуществлять дальнейшее поэтапное развёртывание установки. Ввод в эксплуатацию модификации телескопа GVD-1 с эффективным объёмом $0,4 \text{ км}^3$ запланирован на 2020–2021 гг. Конечной целью проекта является созда-

ние телескопа объёмом порядка 1 км^3 , включающего в себя около 10 тыс. световых датчиков [112].

Перед установкой Baikal-GVD стоит задача выделить космические источники нейтрино, определить их местоположение на небе и по возможности отождествить с объектами, наблюдаемыми в оптическом диапазоне. На оборудовании первого кластера проводился поиск сигнала в направлении галактики NGC 4993, где в результате слияния двух нейтронных звёзд возникла гравитационная волна, зарегистрированная 17 августа 2017 г. детекторами LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) и Virgo (событие GW170817 [113]). Поиск нейтринных событий в направлении NGC 4993 с помощью телескопа Baikal-GVD, проводившийся в каскадном режиме в двух различных временных интервалах, ожидаемых результатов не дал, однако позволил определить верхние границы спектрального флюенса нейтрино от этого источника.

Черенковские нейтринные телескопы меньших объёмов располагаются в низкофоновых подземных лабораториях (см. раздел 4.2.1). Крупнейшим из действующих подземных нейтринных телескопов является установка Super-Kamiokande [114], водный черенковский детектор, расположенный на глубине 1 км под горой Икэнояма (Япония), объёмом примерно $5 \times 10^4 \text{ м}^3$. За период наблюдений с 1996 г. по 2014 г. в эксперименте не было обнаружено превышения потоков нейтрино от возможных источников ТМ, таких как Солнце, Земля и ГЦ, по сравнению с ожидаемым атмосферным фоном нейтрино в широком диапазоне энергий нейтрино, с чувствительностью к массам WIMP до нескольких десятков ГэВ [115]. Вероятно, такой результат объясняется недостаточным для наблюдения высокоэнергетических нейтрино объёмом детектора. Объём новой установки Super-Kamiokande, начало строительства которой запланировано на 2020 г., будет в 20 раз больше [116].

Помимо черенковских нейтринных телескопов, для поиска нейтрино от частиц ТМ могут применяться установки на основе сцинтилляционных и жидких аргонных детекторов [117, 118], представляющие собой перспективное направление поиска в области низких (ГэВ-ных) энергий.

Косвенное обнаружение аннигиляции и распада частиц ТМ с помощью наблюдений за гамма-квантами, заряженными космическими лучами и нейтрино SM представляется многообещающим средством идентификации природы этих частиц. За последнее десятилетие в данной области достигнуты значительные успехи как в наборе, так и в интерпретации данных, которые в совокупности позволили установить ограничения на физические параметры частиц ТМ и обнаружить несколько интригующих намёков на возможные сигналы.

4.2. Прямая регистрация частиц тёмной материи

Прямое обнаружение частиц ТМ основано на регистрации ядер отдачи при упругом рассеянии WIMP на ядрах мишени. В результате ядрами мишени передаётся энергия в диапазоне от 1 до 100 кэВ, в зависимости от массы WIMP и особенностей взаимодействия.

Если при сравнении предсказанной частоты событий в детекторе с измеренной первая окажется больше, то зарегистрированная частица с соответствующей скоростью событий исключается из кандидатов на роль ТМ. Однако результат сравнения ожидаемого сигнала с

экспериментально наблюдаемым спектром не может служить достаточным доказательством регистрации WIMP, поскольку этот сигнал может быть обусловлен фоновыми источниками. Следовательно, чувствительность эксперимента при отборе кандидатов и ограничении их масс и сечений взаимодействия определяется уровнем фона. Дополнительным свидетельством обнаружения WIMP могут являться уникальные сигнатуры, характерные исключительно для этих событий, которые не могут быть имитированы фоном или аппаратными эффектами. Единственной изученной к настоящему времени сигнатурой является годовая модуляция скорости сигнала WIMP из-за сезонных колебаний, вызванных движением Земли относительно Солнца.

В 1988 г. Спергель указал на то, что движение Земли через галактическое гало ТМ должно вызывать асимметрию вперёд – назад в скоростях отдачи в системе координат Галактики [119]. Солнечная система, двигаясь по галактической орбите, проходит сквозь сферическое гало частиц ТМ, которые, как считается, имеют максвелловское распределение по скоростям [120, 121]. В результате возникает направленный поток WIMP относительно Солнечной системы. Земля в свою очередь движется вокруг Солнца, что приводит к годичным флуктуациям потока ТМ. Движение Солнечной системы через Галактику вызывает сильную угловую анизотропию в распределении скоростей WIMP (в системе координат Земли). Фоновое распределение, напротив, остаётся изотропным [122]. Вызванные этим относительным движением вариации потока частиц ТМ относительно Земли выражаются в модуляции скорости счёта детекторов, осуществляющих непосредственную регистрацию WIMP. Ожидаемая частота событий колеблется от 1 до менее чем 10^{-3} событий на 1 кг материала детектора в год [123].

Согласно широко распространённому мнению анизотропия сигнала является самой чистой сигнатурой галактической ТМ, так как ни один из известных в настоящее время источников фоновых событий не в состоянии её имитировать. В литературе описано несколько характеристик, обеспечивающих однозначную дискриминацию между фоновыми событиями и рассеянием WIMP, например дипольная структура [119], кольцевая структура (максимум скорости отдачи лежит в кольце вокруг среднего направления отдачи) [124] и абберации (годовой ход среднего направления отдачи) [125]. В зависимости от пока неизвестного сечения взаимодействия WIMP с нуклонами, регистрация направления ядер отдачи может использоваться для различных целей, таких как установление более строгого верхнего предела сечения взаимодействия [126, 127], открытие галактической ТМ [128 – 130] или изучение свойств WIMP и локального гало [131 – 134]. Использование информации о направлении рассеяния позволит достичь чувствительности лучше так называемого нейтринного предела [135, 136].

Практически экспоненциально убывающий энергетический спектр ядер отдачи делает обнаружение WIMP весьма сложной экспериментальной задачей. Низкий энергетический порог обнаружения ядер отдачи и малость сечения взаимодействия частиц ТМ с обычным веществом определяют требования к детекторам и условиям эксперимента, таким как низкий фон, достаточно большая масса детектора и его стабильная работа в течение длительного времени (порядка нескольких лет). В разделах 4.2.1 – 4.2.7 представлены основные техноло-

гии, используемые в прямых экспериментах по поиску ТМ, и обзорные данные, обобщающие основные экспериментальные результаты.

4.2.1. Подземные лаборатории для прямой регистрации частиц тёмной материи. Из-за малого сечения взаимодействия частиц ТМ с веществом (скорость счёта детекторов таких частиц оценивается в диапазоне от 10^{-6} до 1 события на 1 кг в 1 сут [137]) эксперименты по их поиску прямыми методами имеют одну общую особенность: они проводятся в подземных лабораториях, чтобы существенно уменьшить влияние фона. Высокоэнергетическое фоновое излучение, влияющее на чистоту измерений в этих экспериментах, формируется в основном релятивистскими атмосферными мюонами и индуцированными ими частицами. Поскольку на глубинах более 200 м ослабление потока мюонов имеет характер, близкий к экспоненциальному [138], фон релятивистских частиц в подземных лабораториях значительно ослаблен (рис. 9), что создаёт уникальную возможность для поиска редких событий, таких как рассеяние WIMP.

В частности, эксперименты по прямому поиску частиц ТМ проводятся в следующих крупнейших подземных лабораториях.

Научно-исследовательская лаборатория CJPL (China Jinping Underground Laboratory) [139], расположенная в горном массиве Цзиньпин (Китай), является самой глубокой (2400 м горных пород, или 6720 м водного эквивалента (в.э.)) и большой по объёму ($3 \times 10^5 \text{ м}^3$). Поток мюонов в пространстве лаборатории всего $2 \times 10^{-6} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($0,17 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1}$). (Для сравнения, поток релятивистских мюонов на поверхности Земли более $10^7 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1}$ [140]). Лабораторное пространство первой очереди (CJPL-1), введённой в действие в 2010 г., включает эксперименты CDEX (China Dark Matter Experi-

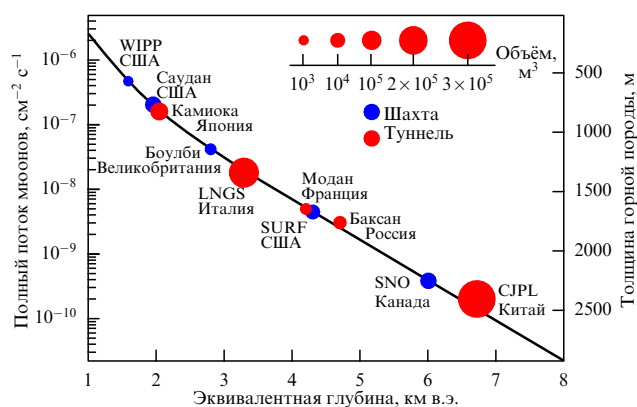


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Схематическое сравнение крупнейших подземных научных лабораторий (рисунок из [139]). Размеры кругов соответствуют объёму лабораторного пространства; красный или синий цвет обозначают доступ через автодорожные туннели или шахты соответственно. Ось ординат показывает измеренные остаточные потоки мюонов в подземных сооружениях, чёрная кривая — результат расчётов. WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) — глубокое геологическое хранилище радиоактивных отходов, LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) — Национальная лаборатория Гран-Сассо, SURF (Sanford Underground Research Facility) — Подземный исследовательский центр Сэнфорда, SNO (Sudbury Neutrino Observatory) — Нейтринная обсерватория Садбери, CJPL (China Jinping Underground Laboratory) — Китайская подземная лаборатория Цзиньпин.

ment) и PandaX (Particle and astrophysical Xenon detector) по прямой регистрации частиц ТМ.

В Северном Онтарио (Канада) на глубине 2070 м (6010 м в.э.) под плоской поверхностью, в бывшем никелевом руднике, находится вторая по глубине научная лаборатория SNOLAB (Sudbury Neutrino Observatory Laboratory) [141]. Поток мюонов $3 \times 10^{-6} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($0,27 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1}$). Поиск частиц ТМ осуществляется в целом ряде экспериментов, в частности DEAP-3600 (Dark matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination 3600), MiniCLEAN (Mini Cryogenic Low-Energy Astrophysics with Noble liquids), PICASSO (Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects), PICO, DAMIC (Dark Matter In CCDs), SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) в SNOLAB.

Подземная лаборатория Модан [142] расположена под горой Фрежюс в автодорожном туннеле между Францией и Италией на средней глубине 4800 м в.э., где поток мюонов составляет $5,76 \times 10^{-5} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($5 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1}$). Лаборатория представляет собой платформу для экспериментов в различных областях науки, требующих низкого радиационного фона. В числе основных — эксперименты по поиску ТМ: EDELWEISS (от франц. Expérience pour DETecter Les WIMPs En Site Souterrain), EURECA (European Underground Rare Event Calorimeter), MIMAC (Micro-trp Matrix of Chambers).

Национальная лаборатория Гран-Сассо (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, LNGS) Национального института ядерной физики Италии (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN) [143] была построена одновременно с автомобильным туннелем под Апеннинскими горами в центральной Италии на средней глубине около 1400 м (3650 м в.э.). Толщина скального грунта обеспечивает ослабление потока мюонов до $3,7 \times 10^{-2} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($26 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1}$). Подземные сооружения состоят из трёх экспериментальных залов, соединительных туннелей и служебных зон общей площадью 18000 м². В этой лаборатории проводился, в частности, эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), открывший осцилляции мюонных нейтрино в таонные [37]. В настоящее время в LNGS осуществляется и готовится целый ряд экспериментов по прямому поиску частиц ТМ (DAMA/LIBRA (DARK MATter/Large sodium Iodide Bulk for RARE processes), Heidelberg–Moscow, CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), XENON, NEWSdm (Nuclear Emulsion for WIMPS Search with directional measurement) и др.).

Подземная лаборатория в Боулби (Boulby) Шеффилдского университета (Великобритания) [144] расположена в шахте на глубине 1100 м (2850 м в.э.). Общая площадь лаборатории около 1500 м². Поток мюонов $4,1 \times 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Научная деятельность лаборатории Боулби в основном сосредоточена на поисках ТМ (эксперименты ZEPLIN-II (ZonEd Proportional scintillation in LIquid Noble gases II) и ZEPLIN-III, LUX (Large Underground Xenon experiment), DRIFT (Directional Recoil Identification From Tracks) и DRIFT-II).

В японской подземной лаборатории Обсерватории Камиока [145], более известной по эксперименту с нейтринным телескопом Super-Kamiokande, также проводятся эксперименты по прямой регистрации частиц ТМ (PICO-LON (Planar Inorganic Crystal Observatory for LOW background Neutr(al)inos), XMASS (Xenon MASSive detector), NEWAGE (NEw generation WIMP search with an

Advanced Gaseous tracking device Experiment)). Эксперименты проводятся на глубине 2700 м в.э. Поток атмосферных мюонов ослаблен в 10^5 раз по сравнению с потоком на поверхности [146].

Среди других, менее глубоких, подземных лабораторий, в которых проводятся эксперименты по прямой регистрации ТМ, необходимо назвать Подземную лабораторию в Саудане (Soudan Underground Laboratory) (США) [147] (эксперименты CoGeNT (Coherent Germanium Neutrino Technology), CDMS II, SuperCDMS), Подземную лабораторию в Канфранке (Canfranc Underground Laboratory) (Испания) [148] (эксперименты ANAIS (Annual modulation with NAI Scintillators), ArDM (Argon Dark Matter)) и Подземную лабораторию в Янгьяне (Yangyang underground laboratory) (Южная Корея) [149] (эксперимент COSINE-100 (Consortium between KIMS (Korea Invisible Mass Search) and DM-Ice Sodium Iodine Experiment 100)).

4.2.2. Сцинтилляционные детекторы. Сцинтилляторы являются одними из наиболее популярных регистрирующих устройств в физике элементарных частиц. При прохождении частиц через сцинтиллятор атомы или молекулы среды возбуждаются с последующим испусканием света, регистрируемого фотодетекторами. В экспериментах по поиску ТМ используются в основном кристаллы NaI(Tl) и CsI(Tl), имеющие наилучшее энергетическое разрешение (около 8% для энергии 1 МэВ) и наиболее низкий энергетический порог по сравнению с таковыми других сцинтилляторов [150]. Разделение сигнала и фона в этих детекторах невозможно, поэтому для идентификации взаимодействий ТМ применяется годовая модуляция сигнала. Для снижения фона при выращивании кристаллов используются порошки с низким содержанием урана, тория и калия [151]. С этой же целью в большинстве экспериментов используются системы активного вето (см., например, [152]).

Осуществляемый в настоящее время эксперимент DAMA/LIBRA (масса мишени 232,8 кг) и его предшественник DAMA/NaI (масса мишени 87,3 кг) — одни из первых экспериментов по прямой регистрации частиц ТМ с учётом годичных колебаний частоты сигналов WIMP с использованием модельно-независимой сигнатуры годовой модуляции [153]. Измерения проводятся в энергетическом диапазоне (2–6) кэВ_{ее} (кэВ_{ее} — электронный эквивалент энергии отдачи).

Экспериментальная установка расположена в Подземной лаборатории Гран-Сассо на глубине около 1,5 км горных пород, что служит надёжным экранированием от КЛ. В эксперименте используются кристаллические сцинтилляторы NaI с добавлением таллия Тl. Каждый сцинтиллятор — это кристаллический стержень массой около 10 кг, для максимальной изоляции от фоновых излучений заключённый в медный "кирпич". Кристалл является одновременно детектором и мишенью, в которой WIMP при столкновении с ядром вещества индуцирует вспышку света. Индуцированный свет улавливается фотоумножителями, установленными на торцах сцинтиллятора. Детектор представляет собой блок из 25 кристаллов, упакованный в многослойный кожух из материалов с минимальной собственной радиоактивностью (рис. 10). В установке поддерживается постоянная комнатная температура с точностью до нескольких тысяч долей градуса.

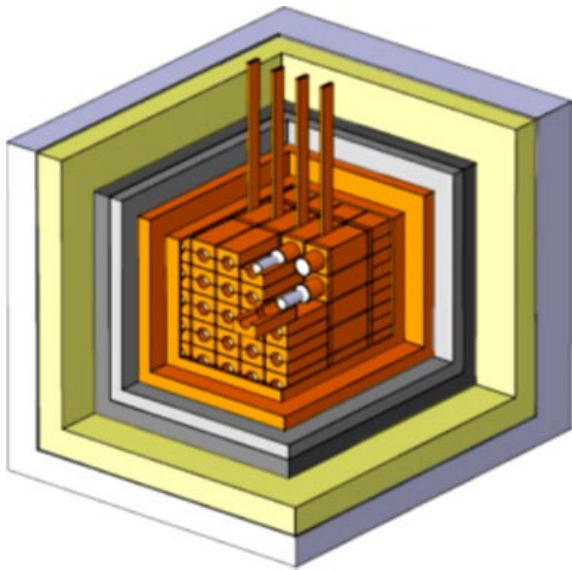


Рис. 10. Схематическое изображение многослойного экранирования детектора DAMA/LIBRA. (Из работы [154].)

Чтобы отличить сигналы WIMP-взаимодействий от фоновых событий, должны выполняться следующие требования:

- сигнатура годовой модуляции должна быть описана синусоидальной функцией с периодом в один год;
- амплитуда модуляции в области максимальной чувствительности должна находиться в диапазоне от 7 % до 30 %;
- сигнатура годовой модуляции должна быть обнаружена только в чётко определённом диапазоне низких энергий, где могут присутствовать события, вызванные частицами ТМ;
- зарегистрированный отклик детектора считается сигналом только в чётко определённом диапазоне низких энергий, где могут иметь место события, вызванные частицами ТМ;
- зарегистрированный отклик детектора считается сигналом в случае срабатывания только одного из многих детекторов (9 в DAMA/NaI и 25 в DAMA/LIBRA), поскольку вероятность многократного взаимодействия частиц ТМ незначительна.

На рисунке 11 показан результат наблюдения годовых вариаций в экспериментах DAMA/NaI и DAMA/LIBRA. Представлено распределение по времени измеренного сигнала за вычетом фоновых событий более чем за 20 лет измерений. Началу оси абсцисс соответствует начало эксперимента DAMA/NaI с более лёгкой мишенью, после интервала показаны данные эксперимента DAMA/LIBRA с более тяжёлой мишенью. Данные, аппроксимированные синусоидой, отчётливо демонстрируют максимумы и минимумы числа отсчётов детектора с периодом в 1 год.

Жёсткий отбор сигнальных событий, удовлетворяющих описанным выше требованиям, а также многоуровневая изоляция фона и постоянный контроль остаточной радиоактивности позволили с достоверностью $12,9\sigma$ сообщить о зарегистрированных слабых годовых колебаниях сигнала с амплитудой около 1–2 % [156]. Поскольку эксперимент DAMA не имеет возможности разделять ядра отдачи и электроны отдачи, полученные

данные включают в себя также случаи рассеяния WIMP на электронах [157].

Однако ряд экспериментов не подтверждает результатов DAMA (см., например, [158, 159]), поддерживая предположение, что эти данные могут быть интерпретированы как вклад от вариаций мюонов КЛ, вызванных сезонными колебаниями плотности атмосферы [160].

Для независимой проверки результата DAMA в других подземных лабораториях проводятся эксперименты с использованием аналогичной технологии. Эксперимент ANAIS [161], так же как и DAMA/LIBRA, — эксперимент по прямому детектированию годовых колебаний частоты всплеск WIMP. Экспериментальная установка расположена в Подземной лаборатории Канфранк (Canfranc). Основной целью эксперимента является независимый повтор экспериментальных результатов DAMA/LIBRA. Рабочим веществом детектора ANAIS весом 112,5 кг также служат кристаллы NaI(Tl). Эксперимент, начатый в 2017 г., рассчитан как минимум на пять лет. Одним из основных различий этих двух экспериментов является разность толщин горных пород над установкой, 1400 м в Гран-Сассо и 850 м в Канфранке, что может в последнем случае дать больший вклад фона от КЛ. Эту проблему позволяет решить используемая в ANAIS активная мюонная вето-система.

Экспериментальные данные ANAIS за период с 2017 г. по 2019 г. представлены на рис. 12 в сравнении с результатами DAMA/LIBRA. В данном графическом представлении все экспериментальные результаты нормированы функцией

$$R(t) = R_0 + R_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + S_m \cos[\omega(t - t_0)], \quad (5)$$

где R_1 и R_0 — свободные параметры, τ — фиксированный параметр, полученный для годовых модуляций в соответствующем энергетическом диапазоне, параметр S_m равняется нулю для нулевой гипотезы (отсутствия годовых модуляций на уровне достоверности 1σ) и имеет различные значения при разных модельных подходах. Видно, что результаты ANAIS хорошо согласуются с нулевой гипотезой. Расхождения в экспериментальных данных экспериментов ANAIS и DAMA/LIBRA объясняются различной чувствительностью регистрации сигнала.

Ещё один эксперимент по прямому детектированию WIMP — эксперимент COSINE-100 [162], проводимый в Подземной лаборатории Янъян (Yanguang) (Южная Корея) на глубине 700 м. Эксперимент осуществляет поиск взаимодействий ТМ в сцинтилляционных кристаллах NaI(Tl), однако одновременно проводится регистрация мюонов КЛ, чтобы оценить влияние их годовой модуляции на полученный результат [163]. Структура детектора COSINE-100 несколько отличается от структуры DAMA/LIBRA и ANAIS. Короб с восемью кристаллами NaI(Tl) погружён в жидкий сцинтиллятор, который позволяет отделить фон, создаваемый радиоактивными частицами из компонентов кристаллов NaI(Tl), требованием антисовпадения сигналов в кристаллах и жидком сцинтилляторе, что имеет принципиальное значение при анализе годовых модуляций. Кроме того, высокая теплоёмкость жидкого сцинтиллятора поддерживает стабильность температуры жидкости и кристаллов NaI(Tl) на уровне $24,20 \pm 0,05^\circ\text{C}$.

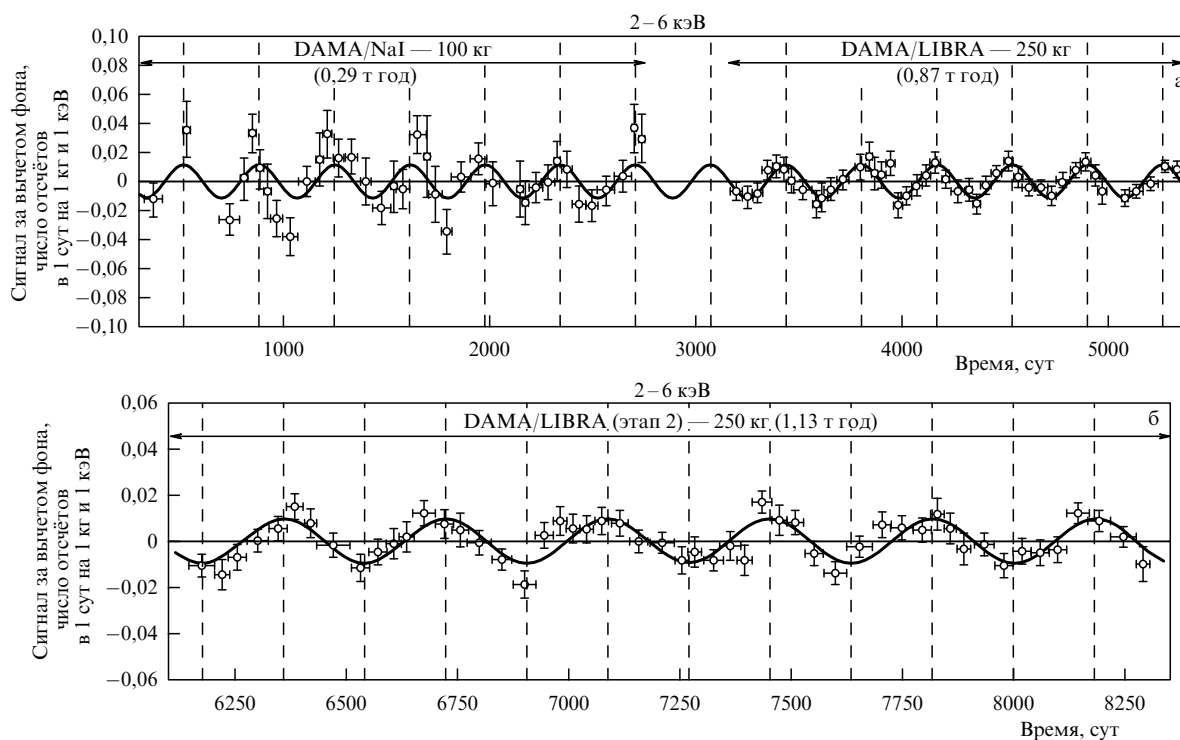


Рис. 11. Частота срабатываний детектора как функция времени в области энергий 2–6 кэВ за весь период измерений (интервал измерений на рис. б является продолжением интервала на рис. а). Показана только переменная часть сигнала, оставшаяся после вычета постоянного фона. Сплошная кривая представляет собой косинусоидальную функцию, описывающую модуляции с периодом в один год. Штриховыми прямыми показаны максимумы и минимумы, приходящиеся на 2 июня и 2 декабря соответственно. (Рисунок а из работы [155], рис. б из работы [156].)

На основе анализа данных первого этапа работы COSINE-100 не обнаружено признаков превышения сигнала над ожидаемым фоном. С точки зрения стандартной модели гало ТМ этот результат исключает спин-независимые взаимодействия WIMP–нуклон как причину годовой модуляции, наблюдаемой коллаборацией DAMA, с достоверностью 90 % [164].

4.2.3. Детекторы со сжиженными инертными газами.

Благородные газы ксенон и аргон в жидкой фазе, которые легко ионизируются при прохождении заряженных частиц, являются эффективной основой однородных и компактных сцинтилляционных детекторов с большой массой. В настоящее время в детекторах ТМ широко используются из всех благородных газов только ксенон и аргон, хотя неон, предложенный для регистрации низкоэнергетических нейтрино, также может быть применён при поиске частиц ТМ [165].

Ксенон и аргон химически инертны и могут быть подвергнуты глубокой очистке от различных газообразных примесей. Концентрация ксенона в атмосфере относительно невелика, что делает его более дорогим, чем природный аргон. С другой стороны, ксенон не содержит радиоактивных изотопов, за исключением изотопа ^{136}Xe , являющегося источником двойного бета-распада с периодом полураспада $(2,165 \pm 0,016 \pm 0,059) \times 10^{21}$ год [166]. Сечение рассеяния WIMP на ядрах ксенона относительно велико благодаря его большой атомной массе. Кроме того, из-за высокой плотности и большого заряда ядра гамма-лучи имеют очень малую длину взаимодействия (самоэкранирование). Жидкий ксенон (LXe) ярко сцинтиллирует на длине волны 178 нм, оставаясь при

этом прозрачным, что позволяет эффективно просматривать большие объёмы массивами фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), регистрирующих вспышки света при прохождении частицы. При этом общее количество регистрируемого света пропорционально выделяемой энергии.

Жидкий аргон (LAr) является "более лёгкой версией" LXe. В LAr временная структура сцинтилляционного импульса, в отличие от таковой в LXe, зависит от природы события, что позволяет эффективно отделять сигнал от фона с помощью анализа формы сцинтилляционного импульса (Pulse Shape Discrimination, PSD). Однако для надёжного применения PSD необходим относительно большой энергетический порог, что ограничивает чувствительность аргона к WIMP с малой массой.

Аргон сцинтиллирует на длине волны 128 нм. Ввиду невозможности эффективной прямой регистрации фотонов жёсткого ультрафиолетового (УФ) диапазона в детекторах используется специальный сдвигающий длину волны материал (Wavelength Shifter, WLS), молекулы которого поглощают УФ-фотоны и быстро испускают фотоны в видимом диапазоне, эффективно регистрируемые стандартными ФЭУ. Наиболее распространённым WLS-материалом является тетрафенил-бутадиен (TPB), отличающийся высокой скоростью отклика, обусловленной быстрой радиационной рекомбинацией электронно-дырочных пар в бензольных кольцах олигомера. Быстрый отклик необходим для регистрации неискажённых форм волн быстрой сцинтилляционной составляющей, которая затухает с постоянной времени порядка нескольких наносекунд, что существенно для PSD-анализа. TPB особенно хорошо регистрирует фотоны жёсткого

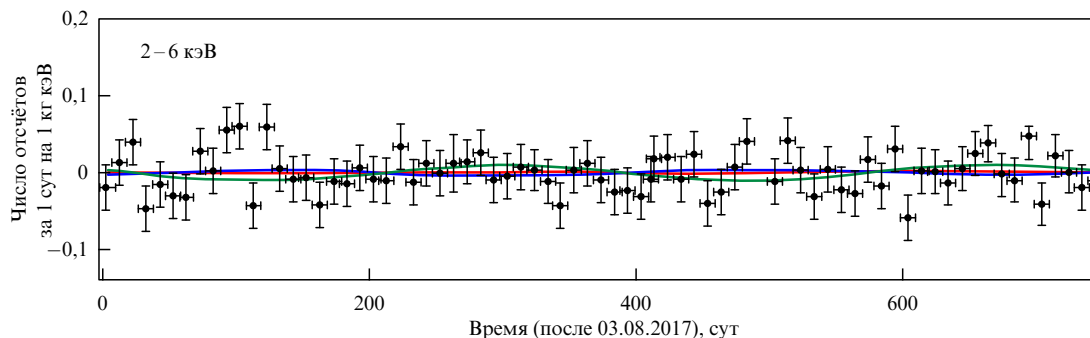
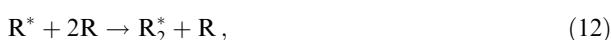
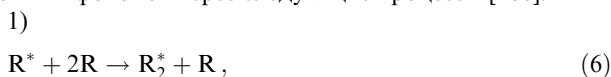


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Частота срабатываний детектора как функция времени в области энергий 2–6 кэВ в эксперименте ANAIS (данные 2017–2019 гг. показаны кружками с отрезками ошибок). Для сравнения представлены данные эксперимента DAMA/LIBRA (зелёная кривая). Синей и красной кривыми показаны аппроксимации экспериментальных данных ANAIS для модельно-независимой и нулевой гипотезы соответственно, описывающих годовые модуляции. (Из работы [161].)

УФ-диапазона благодаря большому стоковому сдвигу. Время затухания флуоресценции около 1,68 нс, и процесс рекомбинации существенно не замедляется при криогенных температурах. ТРВ-покрытия достаточно долговечны, легко наносятся и обладают устойчивостью к механическому истиранию.

Существенным недостатком аргона является его активация космическими лучами, ведущая к образованию радиоактивного изотопа ^{39}Ar через реакцию $^{40}\text{Ar}(n, 2n)^{39}\text{Ar}$ с энергетическим порогом около 1 МэВ. Измеренное соотношение концентраций ^{39}Ar и ^{40}Ar — $8,1 \times 10^{-16}$, в результате чего удельная активность ^{39}Ar составляет 1 Бк кг^{-1} [167].

Энергетические потери заряженной частицы перераспределяются между ионизацией и возбуждением атомов среды. Оба процесса приводят к испусканию сцинтилляционных фотонов через следующие процессы [168]:



где R^* и R^+ — возбуждённые и ионизованные атомы среды соответственно, γ — испускаемый фотон, $\text{R}^{**} \rightarrow \text{R}^* + \text{heat}$ — нерадиационный переход между уровнями. В обоих процессах димер R_2^* релаксирует из нижнего возбуждённого состояния в основное с испусканием одного УФ-фотона. Большое расстояние между этими уровнями делает невозможными другие каналы, такие как нерадиационный переход. Сцинтилляционное излучение в LAr и LXe имеет две временные компоненты, обусловленные переходами из синглетного и триплетного состояний димера R_2^* . Более короткая форма распада возникает при переходе из синглетного состояния, а более длинная — из триплетного состояния. Это

различие и лежит в основе метода PSD-анализа, особенно эффективного для жидкого аргона, в котором разделение во времени порядка 1,5 мкс [169–171].

PSD-анализ незаменим в жидком аргоне, где он позволяет успешно устранять радиоактивный фон от ^{39}Ar . Для уменьшения концентрации ^{39}Ar предложено использовать аргон, добытый из подземных источников (Underground Ar, UAr) с последующей дополнительной очисткой (Depleted Ar, DAR) [172].

Экспериментаторам приходится бороться с многочисленными источниками фоновых событий, способными имитировать реальное рассеяние WIMP. Для того чтобы минимизировать потоки гамма-квантов и нейтронов, рождаемых внутри элементов детектора, отбираются материалы с минимальным радиационным фоном. Для предотвращения загрязнения поверхностей радона и продуктами его распада сборка всех чувствительных компонентов детектора происходит в чистых камерах, а криогенные системы оборудуются специальными фильтрами, непрерывно удаляющими радон и продукты его распада по мере рециркуляции аргона и ксенона. Точное измерение координат внутри детектора позволяет отбирать только события, произошедшие во внутреннем (активном) объёме, вдали от стенок и узлов детектора, куда благодаря эффекту экранирования практически не проникает гамма-излучение, а нейтроны могут быть идентифицированы благодаря множественному рассеянию во внутреннем объёме. Наконец, для исключения фоновых событий, вызванных внешними частицами, во многих экспериментах применяются активные мюонные и нейтронные veto-системы.

Детекторы на основе жидких благородных газов обычно бывают двух классов: однофазные и двухфазные. *Однофазные детекторы*, как следует из названия, содержат только одну, жидкую, фазу активного вещества (эксперименты MiniCLEAN [173], DEAP-3600 [174] и XMASS [175]). Однофазные детекторы концептуально просты — они представляют собой сферический монолитный объём благородной жидкости, просматриваемый окружающим его массивом низкорadioактивных ФЭУ. Сферическая форма позволяет жидкой мишени минимально контактировать с материалом криостата. В качестве материала криостата обычно используется акрил, который можно производить контролируемым радиационно-чистым способом. Этот материал является эффективным поглотителем нейтронов и обладает

полезными оптическими, механическими и термическими свойствами. Способность акрила выдерживать большие температурные градиенты позволяет использовать его для производства световодов, передающих сигнал от криогенной внутренней поверхности к внешней, соединённой с ФЭУ, с температурой, близкой к комнатной.

Эксперимент XMASS на основе однофазного сцинтилляционного детектора, расположенного в Подземной обсерватории Камиока, состоит из водно-черенковского внешнего вето-детектора и сферического внутреннего детектора с 832 кг жидкого ксенона, окружённого 642 низкорadioактивными ФЭУ диаметром 6,5 см. Для устранения фоновых событий XMASS использует внешний слой из 735 кг LXe, а также активную вето-систему. В конце 2018 г. коллаборация сообщила, что после 705,9 сут работы с активным объёмом 97 кг был достигнут нижний предел сечения рассеяния $2,2 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP массой 60 ГэВ/ c^2 [175].

Эксперимент DEAP-3600 на глубине 2 км в SNOLAB содержит криостат, состоящий из сферического акрилового сосуда с толщиной стенок 5 см, который может вмещать до 3600 кг LAr (в настоящее время детектор работает с 3279 кг LAr). Внутренняя поверхность криостата покрыта слоем TPV толщиной 3 мкм. Активный объём просматривается 255 восьмидюймовыми ФЭУ с высокой квантовой эффективностью, изготовленными из стекла с низкой радиоактивностью. Внешняя стальная оболочка погружена в резервуар со сверхчистой водой и оснащена 48 ФЭУ, служащими мюонным вето. Считывающая электроника оптимизирована для PSD-анализа. В 2019 г. по результатам 231 сут работы коллаборация DEAP получила оценку нижнего предела сечения рассеяния $3,9 \times 10^{-45} \text{ см}^2$ ($1,5 \times 10^{-44} \text{ см}^2$) для WIMP массой 100 ГэВ/ c^2 ($1 \text{ ГэВ}/c^2$) при уровне достоверности 90 % [174]. В настоящее время это рекордный результат для спин-независимого сечения рассеяния WIMP для детекторов на основе жидкого аргона.

В той же лаборатории проводится эксперимент MiniCLEAN [176], рассчитанный на использование более 500 кг жидкого криогена — либо LAr, либо неона (LNe). Этот эксперимент является демонстрационной версией будущего детектора весом от 50 до 100 т. Подобно DEAP и XMASS, MiniCLEAN использует модульную конструкцию со сферической геометрией и полагается на PSD-анализ и активное мюонное вето для исключения фоновых событий. Для анализа эффективности PSD-анализа в MiniCLEAN применяется жидкий аргон, обогащённый ^{39}Ar с уровнем активности, примерно в 10 раз превышающим уровень активности природного аргона. Предполагается, что эти измерения улучшат оценку эффективности PSD-анализа более чем на два порядка.

Уникальной особенностью однофазных детекторов является возможность проверки гипотезы обнаружения частиц ТМ посредством замены активного вещества. Так, если в детекторе на основе LAr будут найдены кандидаты в WIMP, то необходимо в том же детекторе повторить экспозицию с использованием аргона, обогащённого ^{39}Ar с активностью, в 10 раз превышающей активность природного аргона. И если скорость регистрации событий также возрастёт в 10 раз, то это будет означать, что в первом эксперименте детектор зарегистрировал сигнал от распада ^{39}Ar , а не от WIMP. Если скорость регистрации останется неизменной, то необходимо повторить эксперимент ещё раз, заменив жидкий

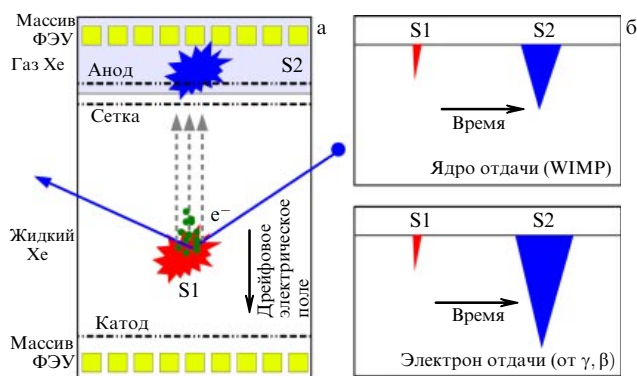


Рис. 13. (а) Принцип работы двухфазной жидкостно-газовой время-проекционной камеры XENON (TPC). (б) Схематическое изображение сигналов от событий двух типов. Различное соотношение яркостей вторичного (электролюминесцентного) сигнала (S2) и первичного (флуоресцентного) сигнала (S1) позволяет различать ядра отдачи от WIMP и нейтронов и электроны отдачи от гамма- и бета-фона. (Из работы [178].)

аргон жидким неоном. Такая замена активного материала детектора уменьшит оценку сечения рассеяния WIMP почти в 10 раз, что, как ожидается, приведёт к пропорциональному уменьшению скорости регистрации сигнала в детекторе. Если этого не произойдёт, то, следовательно, детектор регистрирует неучтённый нейтронный фон, а не взаимодействия WIMP. Такая двухэтапная проверка позволит однозначно исключить влияние двух самых опасных источников ложноположительных сигналов, что является неоспоримым преимуществом однофазных детекторов на основе сжиженных благородных газов [177]. Возможность менять активное вещество детектора для проверки сигнала является выигрышной и уникальной особенностью однофазных детекторов.

Двухфазные детекторы на основе жидких благородных газов — один из центральных классов детекторных технологий, применяемых в прямом поиске ТМ. Обычно эти детекторы устроены как время-проекционная камера (Time-Projection Chamber, TPC) с жидкой и газовой фазой. Как показано на рис. 13а, при взаимодействии частицы в активном объёме генерируется быстрый сигнал сцинтилляционного света (S1), собираемый в основном ФЭУ, расположенными в нижней части детектора. Ионизационные электроны, образовавшиеся во время первичного взаимодействия, дрейфуют в однородном электрическом поле в направлении газовой области, экстрагируются в неё и создают импульс электролюминесценции (S2). По пространственному распределению сигнала S2, зарегистрированного верхним рядом ФЭУ, можно определить координаты x , y взаимодействия. Третья координата, z , определяется оценкой разницы во времени между сигналами S1 и S2 с учётом средней скорости дрейфа электронов в поле. Этот метод позволяет восстанавливать трёхмерное (3D) положение событий и треков. Кроме того, временная структура сигнала S1 и отношение первичного сигнала ко вторичному позволяют разделять ядра и электроны отдачи с эффективностью, определяемой благородным газом, напряжённостью приложенного электрического поля и чистотой активного вещества.

Двухфазные детекторы с TPC на основе LXe используются в экспериментах XENON1T [179], PandaX-II [180],

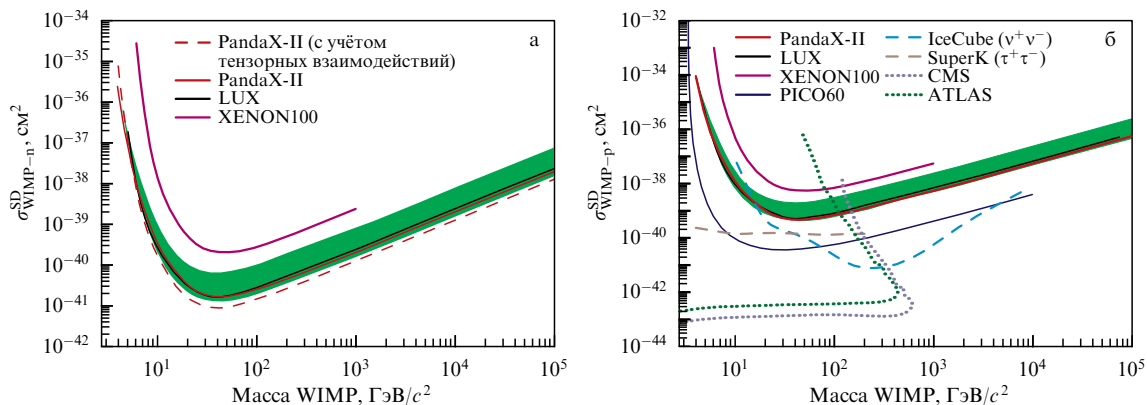


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Верхние пределы для WIMP-нейтронного (а) и WIMP-протонного (б) спин-зависимых сечений рассеяния для экспериментов PandaX-II, LUX, XENON100 [184].

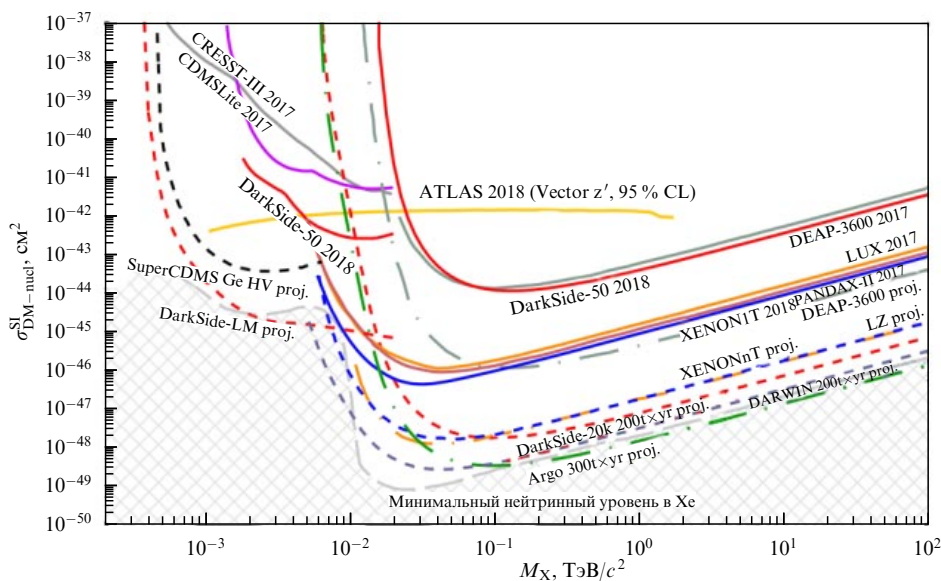


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Кривые исключения с уровнем достоверности 90 %, показывающие результаты лидирующих экспериментов в области прямого (сплошные кривые) и ускорительного поиска тёмной материи (область над жёлтой кривой) в сравнении с чувствительностью будущих экспериментов прямого поиска на основе германия, ксенона и аргона (штриховые кривые). Предел с уровнем достоверности (confidence level, CL) 95 % из эксперимента ATLAS (A Toroidal Large Hadron Collider Apparatus) показан для модели, в которой WIMP взаимодействуют с обычным веществом, как фермион Дирака, через векторный медиатор с силой сцепления с кварками, лептонами и WIMP 0,25, 0,01 и 1 соответственно. (Из работы [189].)

LUX [181], ZEPLIN-III [182]. TPC на основе LXe предоставили конкурентные ограничения на спин-зависимое сечение рассеяния WIMP, используя изотопы ^{129}Xe и ^{131}Xe . Результаты, опубликованные экспериментами XENON100 [183], LUX [181] и PandaX-II [182], показаны на рис. 14. Необходимо отметить, что спин-зависимые взаимодействия не могут быть исследованы в детекторах с LAr из-за отсутствия изотопов с ненулевым ядерным спином.

Наиболее строгие ограничения на спин-независимое сечение WIMP–нуклон получены с помощью двухфазных время-проекционных камер, использующих в качестве активного материала мишени жидкий ксенон. Недавно эксперимент XENON1T опубликовал данные о сечении рассеяния WIMP ($7,7 \times 10^{-47} \text{ см}^2$ для массы $35 \text{ ГэВ}/c^2$ [185]), которые улучшили результат экспериментов LUX [181] и PandaX-II [180] (рис. 15). Благодаря масштабируемости технологии двухфазных детекторов, будущие многотонные эксперименты с LXe, такие как

LUX-ZEPLIN [186], XENONnT и DARWIN (DARK matter WImp search with liquid xenoN) [187], как ожидается, улучшат чувствительность к WIMP примерно на три порядка и вплотную приблизятся к так называемому нейтринному пределу [188].

Жидкий аргон также широко используется в двухфазных экспериментах, таких как, например, DarkSide [190]. В коллаборации DarkSide-50 применялся аргон из подземных источников, который содержит в 1000 раз меньше космогенно-активированного ^{39}Ar , чем природный аргон. Четыре ведущих эксперимента по поиску ТМ, использующих технологии жидкого аргона (ArDM в лаборатории Канфранка, DarkSide-50 в LNGS, DEAP-3600 и MiniCLEAN в SNOLAB), договорились объединить усилия для реализации совместной программы прямого обнаружения ТМ в рамках эксперимента DarkSide-20k [191]. В этом эксперименте планируется достичь чувствительности для прямого обнаружения WIMP до $1,2 \times 10^{-47} \text{ см}^2$ при массе $1 \text{ ТэВ}/c^2$. DarkSide-20k сможет

достичь этой цели с помощью двухфазной время-проекции камеры общей массой 23 т (активной массой 20 т). Предполагается, что будет использован извлечённый из подземных источников и дополнительно очищенный аргон. Вместо традиционных ФЭУ будут применяться кремниевые фотоумножители (Silicon Photomultipliers, SiPM), поскольку они имеют более высокую эффективность обнаружения фотонов и намного лучшее разрешение одиночного фотона, и всё это при значительно более низком напряжении смещения. SiPM также могут быть эффективно интегрированы в панели, которые покрывают большие площади и имеют лучшую радиационную чистоту, чем ФЭУ.

Ожидается, что DarkSide-20k сможет проработать до 10 лет, накопив экспозицию до 200 т год и достигнув чувствительности $7,4 \times 10^{-48}$ см². Успех эксперимента DarkSide-20k может стать фундаментальной вехой на пути дальнейшего развития технологии двухфазных TPC с LAr для поиска сигналов ТМ (см. [189]).

4.2.4. Полупроводниковые детекторы. Ядра отдачи при взаимодействиях с WIMP могут быть обнаружены в виде ионизационных импульсов. *Германиевые детекторы*, работающие в режиме ионизации, обладают очень низким энергетическим порогом, позволяющим вести поиск WIMP с массами вплоть до порядка нескольких ГэВ [192]. Основным преимуществом этих детекторов является их высокая разрешающая способность. Высокое энергетическое разрешение детекторов (около 0,15 % для 1,3 МэВ) позволяет идентифицировать источники фона от радиоактивных загрязнений. Для снижения уровня шума детекторы охлаждаются до температуры жидкого азота (~ 77 К) [193].

Технология низкофоновых германиевых детекторов, впервые применённая в 1987 г. [194], активно совершенствуется и применяется в настоящее время. Так, в эксперименте CoGeNT с использованием точечных контактных германиевых детекторов р-типа был достигнут энергетический порог 500 эВ_{св} [195].

Детектор CoGeNT, расположенный в Подземной лаборатории Саудан (Soudan), в течение 3,4 года сбора данных осуществлял счёт событий с учётом годичной модуляции. Модуляция скорости счёта в энергетическом интервале 0,5–2 кэВ_{св} была обнаружена с достоверностью сигнала $2,2\sigma$, амплитуда сигнала при этом оказалась в 4–7 раз больше ожидаемой. Сигнал был интерпретирован как результат взаимодействий WIMP массой 8 ГэВ/ c^2 с сечением около $2,5 \times 10^{-41}$ см². Однако независимый анализ данных эксперимента CoGeNT не показал наличия сигнала [196].

В эксперименте была также оценена чувствительность детектора CoGeNT для поиска сигнала от аксионов. Эти частицы могли бы взаимодействовать в германиевом детекторе через аксио-электрический эффект (подобный фотоэлектрическому эффекту) с образованием электрона отдачи с энергией, соответствующей массе аксиона [197]. Отсутствие соответствующего пика в экспериментальном спектре позволило оценить пределы аксион-электронной связи [198].

Чтобы избежать кристаллов больших размеров с относительно высоким уровнем шума, эксперимент CDEX [199] использует сборку из точечных германиевых детекторов р-типа (по 5 г каждый), заключённых в кристаллический сцинтиллятор NaI(Tl), служащий в качестве де-

тектора антисовпадений. Низкий фон, необходимый для поиска WIMP в области нижней границы масс (< 10 ГэВ/ c^2), обеспечивается в том числе глубиной расположения лаборатории CJPL (см. раздел 4.2.1).

Каждый кристаллический цилиндр детектора имеет контакт типа n^+ на внешней поверхности и точечный контакт типа p^+ в качестве центрального электрода. Электронно-дырочные пары образуются при взаимодействии частиц с атомами Ge. Под действием электрического поля электроны и дырки дрейфуют к противоположным электродам и сигналы индуцируются на p^+ - и n^+ -электродах. Благодаря структуре электрода дырки вблизи поверхности дрейфуют значительно медленнее, поэтому сигнальный импульс имеет длительное время возрастания и относительно небольшую амплитуду. Такой детектор обладает способностью различать поверхностные (фоновые) и объёмные (сигнальные) события. Эта технология позволяет уменьшить энергетический порог установки до уровня нескольких сотен электронвольт.

В 2014 г. был развёрнут детектор CDEX-1 массой 1 кг с энергетическим порогом 160 эВ_{св}. По результатам 4,2 года работы CDEX-1 проведён анализ годовой модуляции частоты обнаруженных событий, исключивший выводы DAMA/LIBRA и CoGeNT с вероятностью 99,99 % и 98,0 % соответственно [200].

В последнее время широкий интерес в вопросе регистрации частиц ТМ полупроводниковыми детекторами вызывает субдоминантный атомный эффект, так называемый эффект Мигдала [201]. Обычно предполагается, что атомные электроны вокруг ядра мишени немедленно следуют за движением ядра отдачи. Однако на самом деле электронам требуется некоторое время, чтобы догнать их, что приводит к ионизации и возбуждению атомов среды. Другими словами, смещение между взаимодействующим ядром и окружающими электронами может приводить к дополнительной энергии возбуждения выше порога детектора, что расширяет диапазон масс регистрируемых частиц ТМ в сторону меньших масс. Учёт этого эффекта в эксперименте CDEX позволил снизить порог регистрации детектора более чем на порядок (примерно до 50 МэВ/ c^2) [202].

В 2017 г. введён в эксплуатацию модернизированный эксперимент CDEX-10 с общей массой детектора около 10 кг. Первые полученные данные позволили оценить границу сечения взаимодействия WIMP–нуклон как 8×10^{-42} см² для массы WIMP 5 ГэВ/ c^2 [203]. Кроме того, данные CDEX используются для поиска редких процессов с участием аксионов [204], бозонной ТМ [205] и тёмных фотонов [206]. Долгосрочной целью программы является эксперимент CDEX-1T с детектором весом 1 т.

В лаборатории SNOLAB в настоящее время проводится эксперимент DAMIC [207], использующий для поиска частиц ТМ кремниевые полупроводниковые ПЗС-детекторы (ПЗС — прибор с зарядовой связью). Уникальная чувствительность и низкий шум применяемых ПЗС-матриц обеспечивают беспрецедентно низкий энергетический порог детектора (в несколько десятков электронвольт), что позволяет исследовать сигналы от взаимодействий частиц ТМ с низкой массой (менее 10 ГэВ/ c^2). В эксперименте осуществляется поиск superWIMP и частиц "скрытого сектора". Подобно обычным фотонам, "скрытые" фотоны могут быть поглощены электронами в объёме кремниевого детектора и привести к ионизацион-

ному сигналу. В DAMIC рассматриваются ионизационные сигналы в диапазоне $(1 - 11) e^-$, которые могут иметь отношение к поглощению "скрытых" фотонов с массами $1,2 - 30 \text{ ЭВ}/c^2$.

В эксперименте установлены пределы прямого обнаружения рассеяния ТМ на электронах в диапазоне масс от $0,6 \text{ МЭВ}/c^2$ до $6 \text{ МЭВ}/c^2$, а также ограничения для прямого обнаружения "скрытого" фотона в диапазоне масс $3 - 12 \text{ ЭВ}/c^2$ [208]. Дальнейшие исследования планируется осуществлять в подземной лаборатории в Модане на детекторе большей массы DAMIC-M.

4.2.5. Криогенные фононные болометры. Несмотря на высокую чувствительность полупроводниковых детекторов, указанные выше эксперименты по прямой регистрации ТМ не смогли обнаружить убедительных свидетельств её существования. Это могло бы быть истолковано как провал гипотезы WIMP, однако альтернативное объяснение состоит в том, что WIMP могут быть легче, чем предполагалось, и энергия, которую ядра отдачи могут выделять в детекторе, ниже достигнутых экспериментальных порогов [209]. В результате возник интерес к экспериментам с более низкими порогоми для ядер отдачи, в частности, к криогенным болометрам, которые, кроме того, могут разделять ядра и электроны отдачи, существенно снижая фон.

Криогенные болометры представляют собой комбинированные детекторы, независимо регистрирующие ионизационный (сцинтилляционный) и тепловой сигналы от одного источника (см., например, [210]). Принцип действия болометров основан на том, что при поглощении некоторых видов излучения (фотонов, фононов) термочувствительный элемент болометра нагревается, в результате чего изменяется его сопротивление. Для повышения точности измерений устройство охлаждается до температуры жидкого гелия.

В эксперименте энергия ядра отдачи оценивается с учётом эффекта гашения, т.е. потери сигнала под действием различных механизмов. В детекторе выделяется только часть энергии отдачи QE , величина которой зависит от типа детектора и мишени. Коэффициент гашения Q (квенчинг-фактор), который определяется как отношение между ионизацией, вызванной энергией ядра отдачи (выражается в кЭВ_i), и ионизацией, вызванной отдачей электрона той же энергии (выражается в кЭВ_{ee}), для различных детекторов составляет от 0,1 до 0,6. Например, для германиевых детекторов квенчинг-фактор приблизительно равен 0,25. При регистрации сигнала сцинтилляционными или ионизационными детекторами в криогенных болометрах энергетическая зависимость гашения сигнала даёт возможность отличить ядро отдачи от электрона отдачи.

В криогенных фононных болометрах часть энергии, передаваемой частицей ТМ в кристалле мишени, преобразуется в фононы, которые можно разделить на тепловые и нетепловые (атермальные). Тепловые фононы связаны с тепловым равновесием среды, и их энергии определяются по индуцированному повышению температуры среды. Часть энергии передаётся фононам, имеющим большую длину свободного пробега (атермальным фононам), которые несут информацию не только о величине энерговыделения, но и о точке взаимодействия. В кристалле, помещённом в электрическое поле, дрейфующие электронно-дырочные пары передают кристаллической

решётке дополнительную энергию, усиливая фонный сигнал (эффект Неганова – Трофимова – Люка [211]), который необходимо учитывать при оценке энергии отдачи, что позволяет снизить энергетический порог детектора. Вне зависимости от технологии считывания, фонный сигнал прямо пропорционален энерговыделению и может быть использован для определения энергии отдачи.

В серии экспериментов CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) (CDMS [212], CDMSII [213], SuperCDMS в Саудане [214], SuperCDMS в SNOLAB [215]) осуществляется поиск частиц ТМ с помощью германиевых и кремниевых болометров.

В указанных экспериментах для каждого зарегистрированного события определяются два энергетических параметра: энергия ионизации, пропорциональная количеству собранных электрон-дырочных пар, и энергия отдачи, которая определяется вычитанием из общей измеренной энергии фононов вклада от фононов Неганова – Трофимова – Люка. Отношение энергии ионизации к энергии отдачи, так называемый выход ионизации, для ядер отдачи в германии примерно в три раза меньше, чем для электронов отдачи. Выход ионизации является ключевым параметром, позволяющим отличить ядра отдачи (например, от взаимодействий с ТМ) от фоновых электронов отдачи. Фон формируется в основном сигналами на поверхности полупроводниковых детекторов, где наблюдается пониженный выход ионизации, и электроны отдачи могут быть приняты за ядра отдачи.

Поиск сигналов от WIMP ведётся в пределах доверительного фазового объёма для энерговыделения во внешнем ионизационном датчике [216]. Измерение времени прихода тепловых импульсов от фононов и сравнение амплитуд сигналов в нескольких датчиках позволяют определить доверительный объём и уменьшить уровень фона. Эта процедура называется "фидуциализацией" (от fiducial — доверительный). Применение фидуциализации приводит к очень низкой вероятности интерпретации поверхностных событий от электронов отдачи как объёмных событий от ядер отдачи: $< 1,7 \times 10^{-5}$ для энергий $8 - 115 \text{ кЭВ}$. В результате чувствительность аппаратуры SuperCDMS позволяет осуществлять поиск WIMP с массой вплоть до $\sim 0,5 \text{ ГЭВ}/c^2$.

Анализ данных эксперимента CDMS II позволил обнаружить в кремниевом детекторе три сигнала, которые были интерпретированы как сигналы от WIMP с массой порядка $10 \text{ ГЭВ}/c^2$. Вероятность того, что это аномальный фонный шум, составляет всего 0,19 %, а значит, вероятность сигнала 99,8 % (3σ) [217]. В 2014 г. были опубликованы результаты эксперимента SuperCDMS (Саудан), содержавшие 11 сигналов от WIMP с массами менее $30 \text{ ГЭВ}/c^2$ [218] и позволившие установить верхний предел спин-независимого поперечного сечения WIMP – нуклон $1,2 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ при $8 \text{ ГЭВ}/c^2$. Второй этап эксперимента SuperCDMS в более глубокой лаборатории SNOLAB планировалось запустить в 2020 г.

Аналогичная концепция детектора используется в экспериментах EDELWEISS с поэтапным увеличением массы германиевого детектора, проводящихся в Подземной лаборатории Модан. Сигнал измеряется тепловыми фононами. Поскольку тепловые фононы не несут информации о точке взаимодействия в пространстве кристалла, а поверхностные фонные события доминируют в диапазоне поиска WIMP, используется перемежающаяся структура считывания заряда, позволяющая идентифи-

цировать поверхностные события сравнением формы тепловых сигналов на разных сторонах детектора [219].

В эксперименте EDELWEISS-II метод идентификации поверхностных событий с пониженным выходом ионизации позволил получить коэффициент отбраковки фоновых событий более 10^4 . На последнем этапе эксперимента (EDELWEISS-III [220]) детекторы оснащались набором оцифрованных электродов, которые дали возможность усовершенствовать отбор взаимодействий благодаря отбрасыванию событий на поверхности детектора. В результате увеличение доверительного объёма до 625 г на детектор позволило сдвинуть область поиска WIMP в сторону меньших масс и установить верхний предел спин-независимого сечения рассеяния WIMP–нуклон для частиц с массой $5 \text{ ГэВ}/c^2$ равным $4,3 \times 10^{-40} \text{ см}^2$ [221]. Планируется, что следующая модернизация детекторов эксперимента EDELWEISS позволит осуществлять поиск частиц ТМ в области масс менее $800 \text{ эВ}/c^2$.

Эксперименты CRESST, направленные на исследование упругого когерентного рассеяния частиц ТМ на ядрах мишени, используют помимо фоновый сигнал сцинтилляционный свет в кристаллах Al_2O_3 (CRESST) или CaWO_4 (CRESST-II и CRESST-III) [222, 223]. Один детекторный модуль состоит из кристалла-мишени, одновременно играющего роль криогенного калориметра ("фонный канал"), и расположенного рядом детектора для регистрации сцинтилляционных фотонов ("световой канал"). Фонный канал предназначен для измерения энергии, переданной ядру кристалла при упругом рассеянии WIMP–ядро, а световой сигнал позволяет отличить ядро отдачи от электрона отдачи, поскольку ядро и электрон с одной и той же энергией существенно различаются по выходу сцинтилляционного света. Ядра отдачи производят меньше света, следовательно, больше энергии выделяется в детекторе фононов. Эффективное подавление фона от электронов достигается одновременным измерением фоновый и световой сигналов.

Фонный и световой сигналы считываются двумя вольфрамовыми детекторами на границе сверхпроводящего перехода (Transition-Edge Sensors, TES). Поверхности кристаллов обработаны таким образом, чтобы избежать поглощения фотонов или полного внутреннего отражения. Ввиду низкого энергетического порога детекторов (менее 100 эВ) и использования лёгких ядер в качестве мишени эксперимент направлен на регистрацию частиц WIMP с низкой массой (менее $\approx 2 \text{ ГэВ}/c^2$).

По результатам обработки данных второй фазы эксперимента CRESST II [224] обнаружены четыре события, статистически несовместимые с фоном. Эти события могут свидетельствовать о наличии дополнительного источника ядер отдачи в кристалле, помимо фона, который можно интерпретировать как взаимодействие с WIMP массой $11,6 \text{ ГэВ}/c^2$ с сечением взаимодействия $3,7 \times 10^{-41} \text{ см}^2$ ($4,2\sigma$) или WIMP с массой $25,3 \text{ ГэВ}/c^2$ и сечением $1,6 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ ($4,7\sigma$). В результате сделано заключение, что эксперимент указывает на существование лёгких WIMP, что, впрочем, не нашло подтверждения в других экспериментах (XENON100, CDMS II).

Усовершенствованная технология фильтрации в эксперименте CRESST-III позволила расширить диапазон чувствительности по массе до $160 \text{ МэВ}/c^2$ [225]. Однако в новой версии эксперимента наблюдается возрастание частоты событий, несовместимое с предположением о плоском фоне, что свидетельствует о снижении чувстви-

тельности детектора к взаимодействиям WIMP–ядро. Вследствие этого основной задачей эксперимента на данном этапе является анализ природы низкоэнергетического фона.

4.2.6. Пузырьковые камеры. В контексте поиска ТМ в экспериментальную физику вернулась технология перегретых жидкостей, реализуемая в виде пузырьковых камер и капельных детекторов [226]. Преимущество этой технологии заключается в том, что при температурах, близких к температуре фазового перехода, пузырьковые камеры нечувствительны к минимальному ионизирующему фону, который обычно доминирует над фоном в других детекторах ТМ, т.е. блокируется фон от гамма-излучения, рентгеновского излучения и электронов от распадающихся изотопов. Оставшееся излучение, способное индуцировать сигнал, — это α -частицы и ядра отдачи от взаимодействий с нейтронами.

В экспериментах применяются мишени из жидкого хладагента, работающие в перегретом состоянии при температуре, немного меньшей температуры кипения. Ядра отдачи регистрируются с помощью индуцированного ими процесса зарождения пузырьков, для образования которых необходим фазовый переход среды. Детектор является пороговым устройством, в котором для индуцирования фазового перехода необходимо некоторое минимальное энерговыделение. Переход от капли жидкости к пузырьку пара носит взрывной характер и сопровождается сигналом в акустическом диапазоне, который фиксируется пьезоэлектрическими датчиками и позволяет отделить сигналы от α -частиц, имеющие более высокую акустическую эмиссию по сравнению с сигналами от ядер отдачи. После завершения цикла среда восстанавливается сжатием жидкости с последующей декомпрессией до давления, меньшего давления пара.

Энергетическим порогом этих детекторов можно управлять, изменяя температуру и/или давление. В результате детекторы могут достигать энергетического порога регистрации ядер отдачи порядка нескольких кэВ [227]. Масса мишени обычно не превышает нескольких килограммов, и рассматриваемые детекторы не составляют конкуренцию более крупным детекторам в спин-независимом секторе взаимодействий. Однако содержание в активной жидкости (например, C_2ClF_5 , C_3ClF_8 , C_3F_8 , C_4F_{10}) фтора с непарным числом протонов в атоме делает эти детекторы чувствительными к спин-зависимым взаимодействиям [228]. Заметим, что детекторы на основе германия или жидкого ксенона имеют непарные нейтроны и, следовательно, более низкую чувствительность к протонной связи, т.е. пузырьковые камеры имеют преимущество именно в спин-зависимом секторе.

В капельных детекторах для удержания пузырьков применяется полимер на водной основе со сшивающим агентом, что приводит к сокращению "мёртвого" времени детектора, поскольку мелкие капли могут одновременно испытывать фазовый переход. Такой детектор может оставаться активным в течение гораздо более длительного периода времени, чем классическая пузырьковая камера.

Капельные детекторы использовались в эксперименте PICASSO для поиска нейтралитно [229]. В эксперименте регистрировался сигнал при фазовом переходе перегретых жидких капель фторсодержащих хладаген-

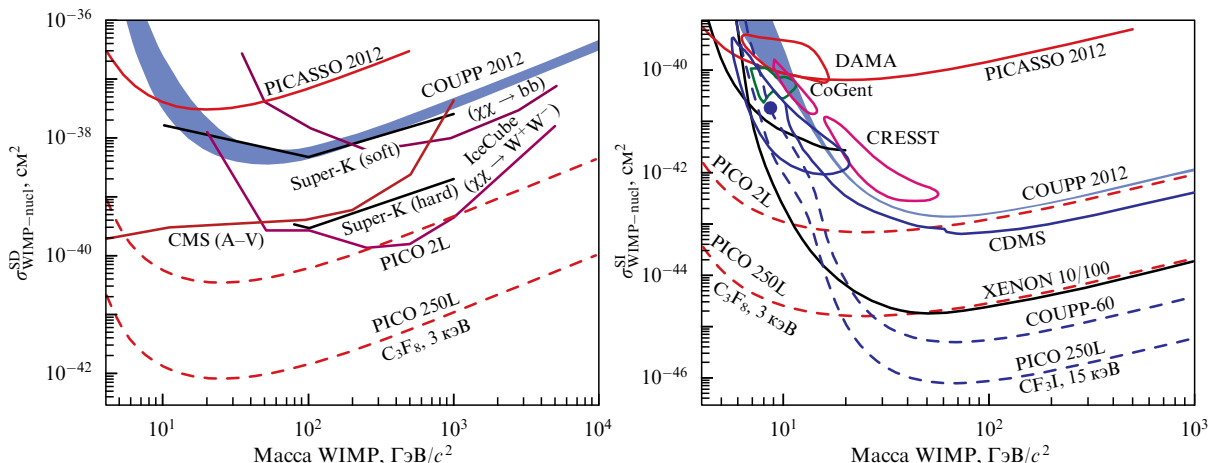


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Диапазон исследований экспериментов PICASSO, COUPP и PICO с использованием C_3F_8 (красные кривые) и CF_3I (синие кривые) в сравнении с областями исследований в других экспериментах. (Из работы [234].)

тов, диспергированных в матрице из полимеризованного геля. Как и в пузырьковых камерах, для смягчения фона от α -частиц использовался акустический сигнал.

Порог энергии отдачи, достигнутый в эксперименте PICASSO, составил 1,7 кэВ, что обеспечило его чувствительность к взаимодействиям WIMP массой ниже $10 \text{ ГэВ}/c^2$, однако сигнал ТМ обнаружен не был. Предел сечения рассеяния WIMP на протонах был определён как $3,2 \times 10^{-38} \text{ см}^2$ в спин-зависимом секторе для WIMP массой $20 \text{ ГэВ}/c^2$ с достоверностью 90%. В спин-независимом секторе для масс порядка $7 \text{ ГэВ}/c^2$ (область экспериментов CoGeNT и DAMA/LIBRA) были исключены сечения больше $1,41 \times 10^{-40} \text{ см}^2$ [230].

Эксперимент COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics) с пузырьковыми камерами объёмом от 2 до 40 л, проводившийся в подземных лабораториях MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) (Национальная ускорительная лаборатория им. Ферми) и SNOLAB, достиг эффективности отбраковки сигналов от α -частиц 99,3% [231]. В качестве активной жидкости использовался CF_3I , позволивший обеспечить чувствительность детектора как в спин-зависимом, так и в спин-независимом секторах за счёт содержания фтора и йода в составе мишени. Прозрачность рабочего тела пузырьковой камеры позволяла определять координаты каждого пузырька с точностью до нескольких миллиметров посредством фотографирования события с помощью ПЗС-камер со скоростью 100 кадров в 1 с (что невозможно в капельном детекторе из-за низкой прозрачности геля).

Эксперимент PICO [232] — "наследник" экспериментов PICASSO и COUPP — объединил технологию пузырьковой камеры COUPP и опыт работы PICASSO с C_3F_8 в качестве рабочего тела. Выбор C_3F_8 вместо CF_3I обусловлен более высокой эффективностью зародышеобразования пузырьков, лучшей чувствительностью в спин-зависимом секторе благодаря более высокой концентрации фтора и более низкому энергетическому порогу для фоновых электронов и гамма-квантов. Результаты эксперимента PICO устанавливают жёсткие ограничения на сечение спин-зависимого взаимодействия WIMP–протон $3,4 \times 10^{-41} \text{ см}^2$ с энергией отдачи ниже $50 \text{ ГэВ}/c^2$ для WIMP массой $30 \text{ ГэВ}/c^2$ [233].

Результаты экспериментов PICASSO, COUPP и PICO продемонстрировали высокую эффективность метода перегретой жидкости как для спин-зависимых, так и для спин-независимых WIMP-взаимодействий в области низких масс. Следующим этапом сотрудничества является эксперимент PICO-250L с пузырьковой камерой на 250 кг C_3F_8 [234], который будет иметь спин-зависимую чувствительность к протонной связи на уровне чувствительности жидких ксеноновых детекторов (рис. 16).

4.2.7. Детекторы, чувствительные к направлению WIMP.

Регистрация направления движения частиц ТМ — это новая стратегия, на которую ориентируются многие эксперименты прямого поиска ТМ при разработке детекторов следующего поколения. Эта стратегия, основанная на ожидаемой анизотропии сигнала от ТМ, предлагает уникальную возможность надёжно идентифицировать взаимодействия WIMP даже при наличии неустраняемых фоновых событий [128].

Основной задачей чувствительного к направлению детектора являются как измерение выделенной энергии, так и восстановление направления движения ядра отдачи после рассеяния WIMP, тогда как другие детекторы прямой регистрации обычно измеряют только энергетический (зависящий от времени) спектр. Определить направление движения ядра отдачи можно двумя способами: полностью восстановить 3D-трек ядра отдачи (или проекцию трека вдоль одного или двух измерений) или использовать детектор с анизотропным откликом на направление движения ядра отдачи, без необходимости восстановления самого трека.

Идеальный чувствительный к направлению детектор должен восстанавливать трек ядра отдачи в трёх измерениях с высокими пространственным и угловым разрешениями. Он также должен быть чувствителен к направлению вектора движения, т.е. определять начало и конец трека, а не только измерять его наклон в пространстве координат детектора. Система сбора данных детектора должна быть радиационно-чистой и способной определять абсолютные координаты точки взаимодействия внутри активного объёма детектора, позволяя тем самым исключить события, происходящие в непосредственной близости от стенок и других потенциально радио-

активных составляющих детектора. Для более точного определения типа взаимодействия в дополнение к анализу направления движения может быть проведён анализ топологии восстановленного трека [235]. В настоящее время ни одна из разрабатываемых технологий не удовлетворяет всем этим требованиям в полной мере.

Для надёжного восстановления трека ядра отдачи детектор должен обеспечить высокое пространственное разрешение в достаточно большом объёме на протяжении длительного времени, максимально использовать радиационно-чистые материалы и быть недорогим в производстве и простым в эксплуатации. Эти требования создают ряд серьёзных технологических вызовов, описанных ниже.

Высокое пространственное разрешение. Для восстановления треков ядер отдачи пространственное разрешение детектора не должно превышать длины трека, которая в свою очередь зависит от переданной энергии и плотности материала мишени. Например, длина трека ядра отдачи с энергией 100 кэВ в твёрдом теле составляет всего около 100 нм. (В настоящее время такое разрешение достижимо лишь с помощью ядерных фотоэмульсий.) Большинство экспериментов предпочитает использовать в качестве мишени разрежённый газ ($\sim 0,1$ атм), в котором протяжённость треков ядер отдачи порядка 1 мм. Использование разрежённых газов заметно снижает требования к пространственному разрешению детектора, хотя и за счёт снижения удельной массы детектора на единицу объёма.

Полное трёхмерное восстановление события. Большинство технологий считывания информации с детекторов не способны производить одновременные высокоточные измерения всех трёх координат. Поэтому эксперименты часто комбинируют несколько технологий считывания данных для 3D-восстановления события. Например, координаты x и y могут быть получены проецированием сигнала на сегментированный плоский сенсор, а координата z определяется в результате анализа временной компоненты сигнала. Также очень важно определить абсолютное положение точки взаимодействия внутри активного объёма детектора, для того чтобы исключить события, происходящие в непосредственной близости потенциально радиоактивных составляющих детектора. Измерение абсолютных координат также может потребовать привлечения дополнительных технологий и методов, таких как, например, применение смесей газов, при ионизации которых образуются ионы с разными скоростями дрейфа.

Определение вектора направления. Определение точек начала и конца траектории движения ядра отдачи является важным измеряемым параметром взаимодействия. Так, для надёжной идентификации сигнала от WIMP массой $100 \text{ ГэВ}/c^2$ 3D-детектору потребуется на порядок меньшая экспозиция, если он способен, кроме того, определять вектор движения [236]. Для 2D-детекторов эта разница составит два порядка. Однако для лёгких WIMP ($\sim 10 \text{ ГэВ}/c^2$) определение вектора направления практически не влияет на чувствительность детектора [129]. Вектор направления может быть определён двумя способами. Во-первых, ионизация, производимая ядрами отдачи, изменяется по мере их замедления и, как следствие, изменяется распределение плотности индуцированного заряда вдоль трека. Во-вторых, по мере замедления ядер отдачи увеличивается вероятность их

рассеяния на большие углы, поэтому степень искривлённости трека должна увеличиваться от начала к концу [237]. Оба способа требуют чрезвычайно высокого пространственного разрешения, а первый — ещё и возможности измерения ионизации вдоль трека.

Определение направления низкоэнергетических ядер. Для обнаружения взаимодействия WIMP с веществом детектора достаточно зарегистрировать выделение энергии внутри активного объёма, превышающее порог детектирования, как это делается в многочисленных экспериментах прямого поиска. Но, как правило, информация о геометрии трека недоступна при минимальных энергиях ниже порога определения направления. Для экспериментов, чувствительных к направлению WIMP, именно этот порог является основным и требует значительных усилий для его понижения.

Масштабируемость. Очевидной проблемой, стоящей перед детекторами, особенно газовыми, является увеличение их размеров для достижения необходимой массы активного вещества при разумных затратах, сохранении стабильности и возможности восстановления параметров трека.

Переходя к обзору экспериментов, детекторы можно разделить на две группы согласно принципу их работы: трековые детекторы и детекторы с анизотропным откликом. Трековые детекторы обладают достаточно высоким пространственным разрешением, позволяющим полностью восстановить трек ядра отдачи или его проекцию как с определением вектора движения, так и без него. В подавляющем большинстве это эксперименты с детекторами на разрежённых газах (D^3 (Directional Dark matter Detector) [238], DMTPC (Dark Matter Time Projection Chamber) [239], DRIFT [240], MIMAC [241], NEWAGE [242]), за исключением эксперимента NEWSdm [243], который использует особый тип ядерных фотоэмульсий. Детекторы с анизотропным откликом не способны производить восстановление треков, но величина отклика таких детекторов зависит от направления движения ядра отдачи внутри активного вещества (ADAMO (Anisotropic detectors for Dark Matter Observation) [244], DCaNT (Directionality with Carbon Nano Tubes) [245], колонарная рекомбинация в аргоне и ксеноне [246]). Таким образом, анализируя отклик, можно установить угол трека с некоторым выделенным направлением внутри детектора (вектор электрического поля, ось кристалла или ось нанотрубки).

Трековые детекторы на разрежённом газе. Газовые детекторы наиболее распространены среди экспериментов, чувствительных к направлению движения частиц ТМ, из-за наименее жёстких требований к необходимому пространственному разрешению. Кроме того, эффективность и надёжность многих используемых технологий газового усиления и считывания сигнала были доведены до совершенства в экстремальных условиях экспериментов ЦЕРН (многопроволочные камеры [247], MICROMEGAS (MICRO-Mesh-Gaseous Structure) [248], GEM (Gas Electron Multipliers) [249], пиксельные чипы ATLAS [250]). Газовые детекторы обычно используют время-проекционную камеру (TPC) с газовым усилением и систему считывания данных, обеспечивающую пространственное разрешение лучше 1 мм в одном, двух или трёх измерениях, что позволяет частично или полностью восстановить геометрию трека ядра отдачи. Важной технологической проблемой для TPC является создание

детекторов большого объёма ($\sim 10^3 \text{ м}^3$) с высоким пространственным разрешением и высокой радиационной чистотой.

Ядро отдачи при рассеянии WIMP создаёт в газе не более 10^2 – 10^3 первичных электрон-ионных пар. Такая слабая первичная ионизация обусловлена не только небольшой энергией ядра отдачи, но и малым коэффициентом гашения в газах. Оценка для WIMP массой $100 \text{ ГэВ}/c^2$, движущейся со скоростью $10^{-3} c$ и влетающей в детектор, заполненный газом CF_4 , после рассеяния на ядре фтора даёт максимальную энергию 40 кэВ_f . При этой энергии коэффициент гашения равняется $0,45$ [251], и, таким образом, электронно-эквивалентная энергия отдачи составляет $18 \text{ кэВ}_{\text{ее}}$. В результате средняя энергия, необходимая для ионизации молекулы газа CF_4 , составляет $34,3 \text{ эВ}$ [252], и в результате рассеяния WIMP будет создано всего 530 электрон-ионных пар.

Для регистрации столь слабого сигнала необходимо использовать устройство электронного усиления. Геометрия таких устройств может быть различной, но в них всегда есть области сильного электрического поля, в которых первичные электроны ускоряются до энергий, достаточных для ударной ионизации окружающих молекул газа. Это приводит к экспоненциальному возрастанию числа ионизационных электронов — лавине. Обычно в качестве усилительного устройства используется многопроволочная пропорциональная камера (МППК) (эксперимент DRIFT) и появившиеся относительно недавно микропаттерновые газовые детекторы (МППД), такие как MICROMEGAS (эксперимент MIMAC), GEM (эксперименты D^3 и DMTPC) и микропиксельные камеры (μPIC) (эксперимент NEWAGE). МППД формируют ускоряющее электрическое поле с помощью напечатанных литографическим методом электродов на плоских подложках и имеют много общего с печатными платами. Использование МППД обеспечивает высокую гранулярность считывания при относительной простоте конструкции и производства. Считывание электрического сигнала производится либо с усилительного электрода (в МППК, MICROMEGAS и μPIC), либо с помощью отдельных чувствительных электродов (в GEM). Кроме того, в некоторых газах процесс лавинообразного усиления может сопровождаться сильной локальной сцинтилляцией молекул газа, свет от которых можно спроецировать на оптический сенсор с помощью системы линз через прозрачное окно в стенке детектора (эксперимент DMTPC). Детальный обзор считывающих систем газовых детекторов приведён в [253].

Целью совместного эксперимента D^3 Гавайского университета (США) и Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США) является создание детектора, чувствительного к направлению WIMP. Этот детектор, как предполагается, будет иметь объём порядка 1 м^3 . В настоящее время создан и опробован прототип D^3 -Micro, представляющий собой TPC, заполненную газовой смесью $\text{Ar}:\text{CO}_2$ (70:30) или $\text{He}:\text{CO}_2$ (70:30). Первичные электроны перемещаются в однородном электрическом поле дрейфового пространства, до тех пор пока не достигнут каскада из двух GEM, которые многократно (в 10^3 – 10^5 раз) усиливают сигнал, проецируемый на пиксельный чип. Для увеличения эффективной площади каждого пикселя на чип наносится тонкий слой металла. Калибровочные измерения с газовой смесью при атмосферном давлении показали, что прототип способен успешно

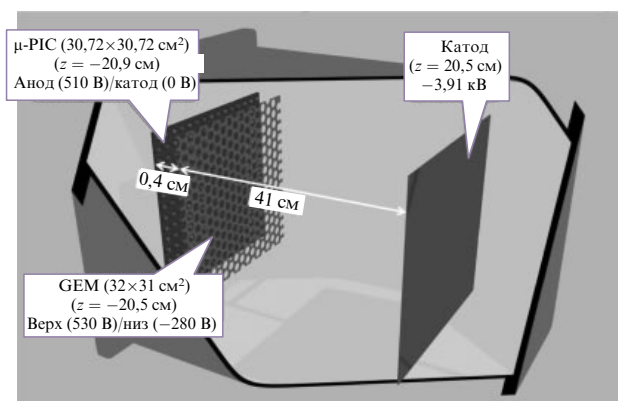


Рис. 17. Детектор, состоящий из μ -TPC, системы рециркуляции газа и считывающей электроники. Схема μ -TPC: дрейфовая камера, μ -PIC и GEM. Активный объём детектора $30,72 \times 30,72 \times 41 \text{ см}^3$ (Адаптированный рисунок из работы [255].)

осуществлять трёхмерное восстановление траекторий частиц космических лучей, альфа-частиц и ядер отдачи от нейтронов с измерением градиента ионизации вдоль трека [254].

На рисунке 17 показана схема детектора, представляющего собой TPC с активным объёмом $30 \times 30 \times 41 \text{ см}^3$, заполненную газом CF_4 под давлением $0,1 \text{ атм}$. Усиление первичного электронного сигнала происходит в GEM, а сигнал считывается с помощью μ -PIC. Энергетический порог для определения направления составляет $50 \text{ кэВ}_{\text{ее}}$, угловое разрешение 40° , эффективность регистрации ядер отдачи и электронов $0,4$ и $2,5 \times 10^{-5}$ соответственно. В 2015 г. коллаборация D^3 опубликовала результаты экспозиции, эквивалентной $0,327 \text{ кг сут}$, в которой достигла значения сечения рассеяния $5,57 \times 10^{-34} \text{ см}^2$ для WIMP массой $200 \text{ ГэВ}/c^2$. С тех пор коллаборация накопила ещё около 200 сут экспозиции, доведя её до $2,385 \text{ кг сут}$; дополненные данные находятся в обработке [255].

Коллаборация DRIFT одной из первых начала использовать разреженный газ для поиска направленного сигнала при рассеянии частиц ТМ [240]. Детектор DRIFT-Pd расположен в Подземной лаборатории Боулби. Как показано на рис. 18, детектор состоит из двух оппозитных TPC с общим катодом и суммарным объёмом около 1 м^3 . Считывание проводится с помощью двух МППК на противоположных сторонах детектора. Для уменьшения диффузии используется газовая смесь $\text{CF}_4:\text{CS}_2:\text{O}_2$ с добавлением электроотрицательного CS_2 , ионы которого являются основными переносчиками заряда к считывающим МППК. Незначительная добавка ещё одного электроотрицательного газа, кислорода, вводит в газовую смесь ионы со скоростями дрейфа, отличными от скоростей CS_2^- , что делает возможным использование метода миноритарных носителей для измерения абсолютной координаты z [256, 257]. Согласно методу расстояние от места события до считывающей плоскости прямо пропорционально временному промежутку между регистрацией сигнала от прихода миноритарных и основных носителей заряда. Направление вектора движения определяется через измерение градиента плотности ионизационного заряда вдоль траектории трека.

Значительная концентрация в газовой смеси фтора в составе CF_4 позволила эксперименту DRIFT исследо-

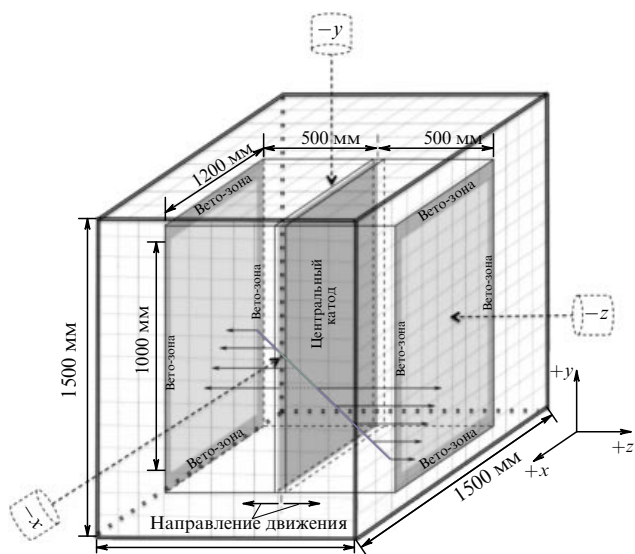


Рис. 18. Схема детектора DRIFT-II, показывающая центральный катод, считывающую МППК с обозначенными вето-зонами, направления дрейфа, вакуумный контейнер и т.д. Анодные проволоочки МППК параллельны оси y , проволоочки сетки параллельны оси x , поле дрейфа параллельно оси z [258].

вать спин-зависимое сечение взаимодействия WIMP. В 2017 г. коллаборация опубликовала результат, ограничивающий сечение до $2,8 \times 10^{-37} \text{ см}^2$ для WIMP массой $100 \text{ ГэВ}/c^2$. На данный момент это наилучший результат среди экспериментов с детекторами, чувствительными к направлению.

Детектор эксперимента DMTPC представляет собой заполненную газом CF_4 под давлением 30–75 мм рт. ст. четырёхкамерную TPC объёмом около 1 м^3 , в которой каждая пара камер имеет общий анод. Высококачественное изображение анода через прозрачное окно в ближней к нему торцевой стене камеры проецируется оптической системой на сенсор ПЗС-камеры. В ранних прототипах электронное усиление производилось с помощью каскада GEM, но в более поздних детекторах для обеспечения лучшей прозрачности они были заменены тонкими проволоочными сетками. Прозрачный анод позволяет ПЗС-камере "видеть" сцинтилляционный свет по обе стороны от него, так что одна ПЗС-камера одновременно регистрирует события с обеих смежных TPC с общим анодом. Для измерения временной составляющей сигнала и управления ПЗС-камерами детектор оборудован несколькими ФЭУ, а для измерения энергии (в дополнение к ПЗС-камерам) анализируется сигнал с чувствительных электродов. Принцип регистрации события показан на рис. 19.

Оптическое считывание с помощью ПЗС-камер позволяет значительно упростить сбор данных. Более того, оно не требует непосредственного контакта с анодом, тем самым позволяя минимизировать количество потенциально радиоактивных материалов, находящихся в контакте с активным веществом детектора. Один из недостатков подхода заключается в ограничении измерений только 2D-проекцией трека, но в настоящее время изучается возможность получения третьей координаты по сигналам от ФЭУ или от чувствительных электродов [260]. Согласно калибровочным данным пороги детектирования, определения направления и определения век-

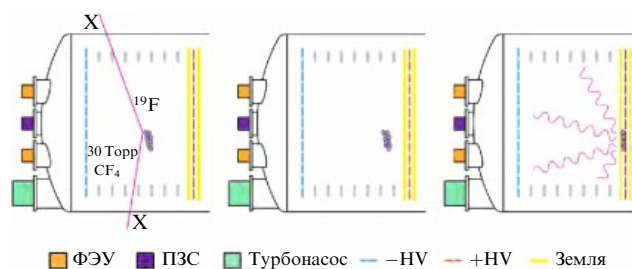


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Иллюстрация принципа работы детектора DMTPC [259]. +HV и -HV — положительный и отрицательный электроды высокого напряжения.

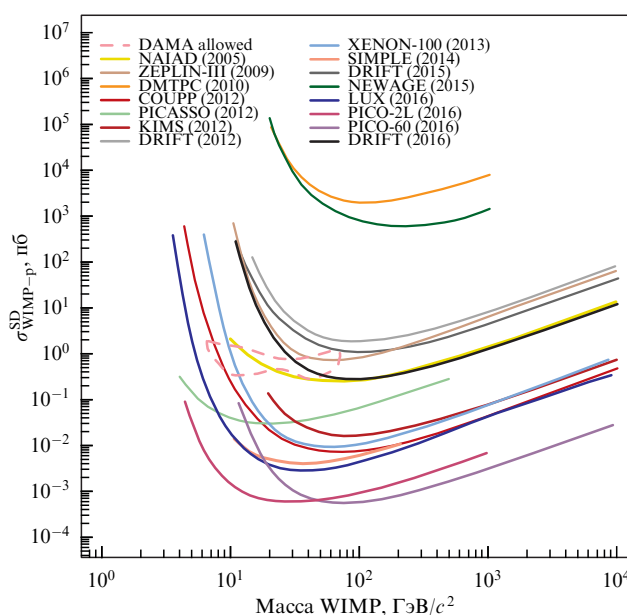


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Верхние пределы с достоверностью 90 % спин-зависимого сечения рассеяния WIMP–протон как функция от массы [261].

тора направления равны соответственно 25 кэВ_T, 40 кэВ_T и 55 кэВ_T при давлении 100 мм рт. ст., а энергетическое и угловое разрешения составили соответственно 15 % и 40° при 80 кэВ_T [257].

На рисунке 20 представлены результаты поиска WIMP экспериментами DMTPC, DRIFT и NEWAGE с газовыми детекторами, чувствительными к направлению, в сравнении с результатами других экспериментов прямого поиска ТМ.

Твердотельные трековые детекторы. Пространственное разрешение порядка нескольких сотен нанометров, необходимое для регистрации треков отдачи, недоступно для большинства современных детекторных технологий. Единственным исключением является ядерная эмульсия.

Эксперимент NEWSdm [243], разрабатываемый в Подземной лаборатории Гран-Сассо, использует альтернативный подход к построению масштабируемого детектора, чувствительного к направлению WIMP, на основе ядерных эмульсий нового типа NIT (Nano-Imaging Tracker). Эти высокогранулярные ядерные эмульсии разработаны в 2010 г. в Нагойском университете (Япония) [262].

Ядерная эмульсия состоит из мельчайших (от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров) кристал-

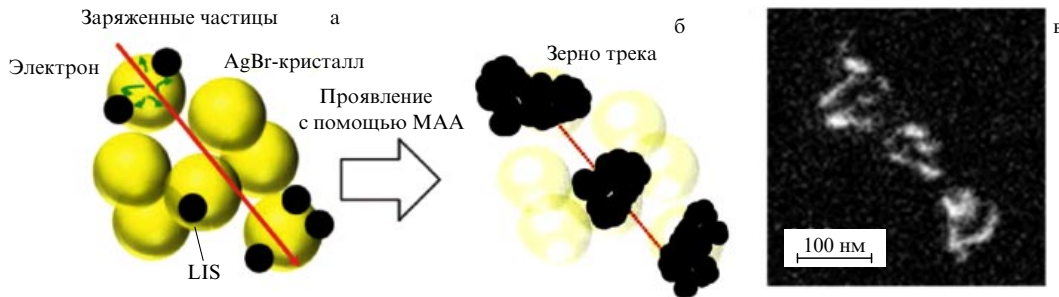
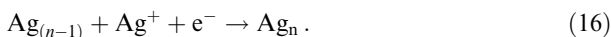


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Схема механизма регистрации сигнала в эмульсии. (а) Образование скрытых изображений. LIS (Latent Image Speck) — центр скрытого изображения, МАА (Metol Ascorbic Acid) — метол-аскорбиновая кислота (проявитель). (б) Зёрна металлического серебра после проявления. (в) Изображение трека от иона углерода с энергией 100 кэВ после проявления, полученное на электронном микроскопе. Видна только верхняя часть зёрен, так как глубина поля зрения электронного микроскопа около 20 нм [263].

лов бромистого серебра AgBr, равномерно распределённых в объёме полимера, как правило желатина. Кристаллы AgBr являются полупроводниками с шириной запрещённой зоны 2,7 эВ и играют роль сенсоров. Механизм регистрации сигнала в ядерной эмульсии проиллюстрирован на рис. 21. Ионизационные электроны, образовавшиеся при прохождении заряженной частицы через кристалл, мигрируя внутри него, восстанавливают один из ионов серебра, который становится центром образования кластера металлического серебра благодаря реакциям



При $n \geq 4$ такой кластер становится стабильным центром скрытого изображения и способен сохраняться в эмульсии в течение длительного времени (несколько лет). В процессе специальной химической обработки (проявления) эмульсии центры скрытого изображения превращаются в зёрна металлического серебра, размеры и форма которых могут быть скорректированы условиями проявления.

После проявления след заряженной частицы в ядерной эмульсии представляет собой цепочку зёрен металлического серебра. Среднее расстояние между зёрнами составляет около 71 нм и является внутренним порогом для минимально разрешимой длины трека, что в случае рассеяния на ядре углерода соответствует энергии отдачи примерно 25 кэВ. Средний размер кристаллов AgBr в эмульсии NIT равен 40 нм, а зёрна после проявления имеют вытянутую форму со средним размером также порядка 40 нм [262]. Новое поколение эмульсий NIT — Ultra-NIT с размером кристаллов 20 нм — позволит снизить эти пороги до 40 нм и 13 кэВ соответственно [262].

Несмотря на то что плотность эмульсии NIT достаточно высока ($3,44 \text{ г см}^{-3}$) и для достижения больших масс требуется относительно небольшой объём, считывание информации с требуемым пространственным разрешением со всего объёма детектора является довольно сложной технологической задачей, в первую очередь из-за того, что разрешение быстрых оптических микроско-

пов ограничивается дифракцией и не превышает 200 нм, а альтернативные способы считывания, такие как рентгеновская или электронная микроскопия, слишком медленны. Поэтому считывание информации с эмульсионных пластин производится с помощью оптических микроскопов разных типов в несколько этапов:

1) быстрое сканирование всего объёма эмульсии на роботизированных микроскопах. Для этого используются оптические микроскопы и технологии быстрого сканирования, разработанные для эксперимента OPERA [37, 264, 265]. В процессе сканирования запоминаются координаты всех обнаруженных событий и производятся восстановление и исключение треков более нескольких микрометров. Достигнутая скорость сканирования составляет $3,25 \text{ г ч}^{-1}$ [266], и ведётся исследование по её дальнейшему увеличению [267];

2) отобранные события проверяются на оптических микроскопах с разрешением, близким к дифракционному пределу [268], и проводится анализ формы изображения события [269]. Несмотря на то что близкорасположенные отдельные зёрна в треке не разрешаются на оптическом микроскопе, из рис. 22 видно, что наличие нескольких зёрен надёжно выявляется по форме изображения трека: изображение одиночного зерна имеет идеально круглую форму, тогда как изображение трека (два или более зёрен) имеет форму эллипса, большая полуось которого сонаправлена с треком. Анализ формы изображения позволяет исключить события со слишком круглыми или нерегулярными формами;

3) выбранные события анализируются на оптическом микроскопе сверхвысокого разрешения, созданном в

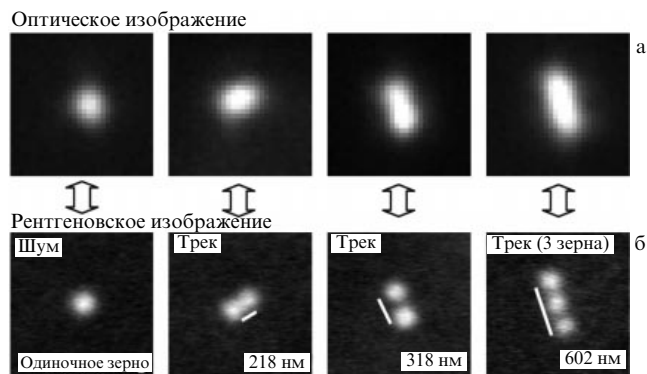


Рис. 22. Изображения одних и тех же событий в NIT на оптическом (а) и рентгеновском (б) микроскопах [243].

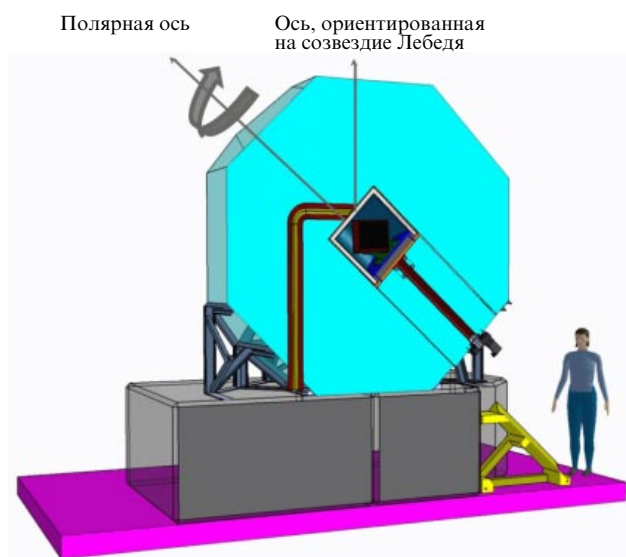


Рис. 23. Схема эксперимента NEWSdm [275]. Эмульсионный модуль размещён на экваториальном телескопе внутри полиэтиленовой защитной капсулы толщиной 1 м.

Неаполитанском университете (Италия) [270]. В основе суперразрешающего метода SRPIM (Super-Resolution Plasmon Imaging Microscopy) [263], разработанного коллаборацией NEWSdm, лежит явление плазмонного резонанса на поверхности зёрен металлического серебра. Зависимость сечения рассеяния света зёрнами размером в несколько десятков нанометров сильно зависит от длины волны и поляризации падающего света и имеет выраженный резонансный пик, когда частота электрического поля волны совпадает с частотой колебания электронного облака. Анализ распределения интенсивности рассеянного света позволяет восстановить трек и измерить его параметры;

4) события-кандидаты проходят проверку на рентгеновских или электронных микроскопах.

Многоэтапное считывание информации позволяет обработать детектор массой 1 кг за несколько месяцев.

Продемонстрирована возможность восстановления треков ионов углерода с энергией 100 кэВ [263] и 60 кэВ [270] с угловым разрешением 17° и 31° соответственно. Для проведения высокоточных измерений вдоль оптической оси микроскопа разработан и запатентован специализированный микроскоп [271], позволяющий анализировать методом SRPIM свет, рассеянный зёрнами трека, одновременно в двух ортогональных проекциях.

Измерение собственного нейтронного фона эмульсии NIT показало его несущественность при экспозициях вплоть до 10 кг год^{-1} [272]. В настоящее время анализируется возможность замены желатина синтетическим полимером для исключения из состава эмульсии радиоактивного изотопа ^{14}C . Также изучаются свойства эмульсии NIT при криогенных температурах [273]. Так, при температурах жидкого азота замечены существенное снижение вероятности спонтанной термоактивации кристаллов AgBr, а также резкое снижение чувствительности эмульсии к гамма-излучению и электронам при сохранении достаточной чувствительности к ядрам отдачи. Для определения типа рассеяния (электронное или ядерное) разрабатываются специализированные искусственные нейронные сети и алгоритмы машинного обучения [274].

Для демонстрации масштабируемости эмульсионной технологии коллаборация разрабатывает прототип детектора массой 1 кг, схема которого показана на рис. 23. Так как эмульсия не обладает пространственным разрешением, необходимо в течение всего времени экспозиции поддерживать постоянную ориентацию детектора относительно потока WIMP. Для этого детектор будет установлен на экваториальный телескоп, компенсирующий вращение Земли. Согласно результатам симуляции, показанным на рис. 24а, за год экспозиции можно будет исключить большую часть пространства параметров, ограниченных экспериментом DAMA/LIBRA, даже без использования информации о направлении. По оценкам, показанным на рис. 24б, эмульсионный детектор с массой 10 т и порогом восстановления 30 нм способен достичь нейтринного предела за один год экспозиции [130].

Детекторы с анизотропным откликом. Для определения направления WIMP детекторы с анизотропным

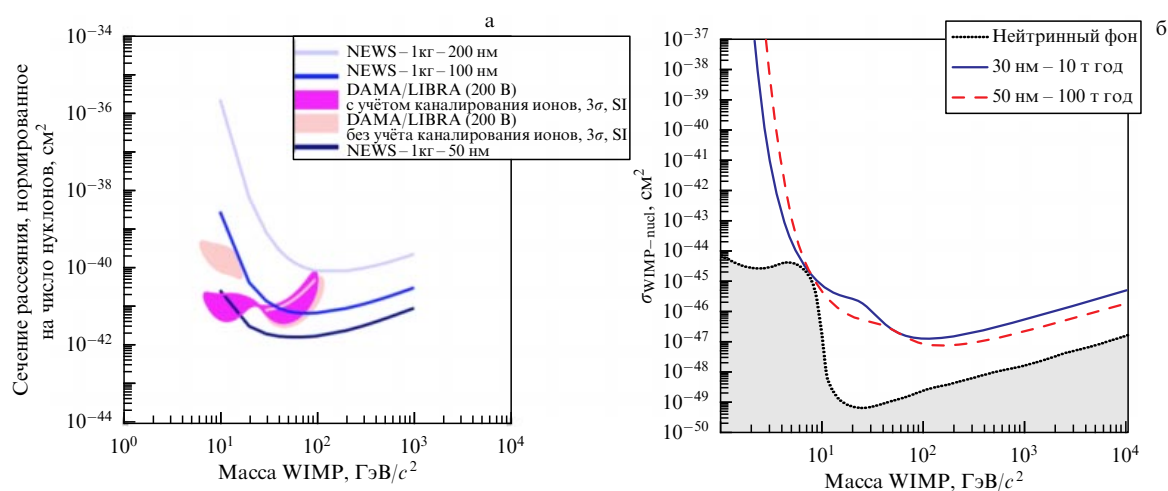


Рис. 24. (В цвете онлайн.) (а) Верхние пределы с уровнем достоверности 90 % для детектора с NIT и экспозицией 1 кг год и разных порогов регистрации, варьирующихся от 200 до 50 нм, использовалась гипотеза нулевого фона без привлечения информации о направлении [243]. (б) Верхний предел для детектора NEWSdm в случае экспозиций 10 т год (сплошная синяя кривая) и 100 т год (красная штриховая кривая) с порогом чувствительности 30 нм и 50 нм соответственно. Чёрная пунктирная кривая представляет собой нейтринный предел [130].

откликом полагаются не на восстановление геометрии трека, а на какое-либо свойство детектора, чувствительное к направлению движения ядра отдачи. Как правило, таким образом удаётся измерить угол между направлением трека и некоторым выделенным направлением внутри детектора, а иногда ещё и определить направление вектора движения трека.

Эксперимент ADAMO [244] предложен участниками эксперимента DAMA как реализация возможности расширения технологии детектирования с добавлением в неё элемента чувствительности к направлению WIMP. Чувствительным элементом детектора станут анизотропные неорганические кристаллы $ZnWO_4$, основным свойством которых является неодинаковый сцинтилляционный отклик для различных направлений движения тяжёлых ионов относительно осей кристалла. В экспериментах с α -частицами продемонстрирована разница в 1,5 раза между факторами гашения максимальной и минимальной осей. В то же время эксперименты с электронами показали изотропность сцинтилляции. Ожидается, что эти свойства кристалла сохранятся и для ионов меньших энергий и позволят эффективно дискриминировать электронные и ионные события. Эксперимент предполагает производство 200 кг низкорadioактивных кристаллов, их установку и экспозицию в течение пяти лет в Подземной лаборатории Гран-Сассо [276]. Оси кристаллов с наибольшим продольным коэффициентом гашения будут направлены вертикально вверх, а с наименьшим — на север. На широте Гран-Сассо эти направления почти точно соответствуют направлению на созвездие Лебедя, т.е. ожидаемому направлению "ветра WIMP", с разницей 12 ч. Таким образом можно максимизировать суточную модуляцию чувствительности детектора и, как следствие, модуляцию скорости регистрации сигнала в детекторе. В качестве дополнительного параметра, чувствительного к направлению, принимается форма сцинтилляционного импульса, которая также зависит от направления движения ионов относительно осей кристалла. Как ожидается, его форма тоже будет изменяться с периодичностью 24 ч, что совместно с синхронным изменением

скорости регистрации событий будет являться убедительным доказательством галактического происхождения зарегистрированных частиц.

Эксперимент DCaNT [245] предлагает использование эффекта каналирования в углеродных нанотрубках. При взаимодействии WIMP с материалом нанотрубки ядро отдачи может оказаться "выбитым" из стенки нанотрубки во внутренний канал. При этом если кинетическая энергия, соответствующая проекции импульса ядра отдачи на плоскость, перпендикулярную оси нанотрубки, меньше потенциального кулоновского барьера (~ 400 эВ), возникающего при приближении положительно заряженного иона к стенке нанотрубки, то произойдёт его отражение. Причём продольная компонента скорости сохранится неизменной и ядро отдачи достигнет одного из концов нанотрубки практически без энергетических потерь, где и может быть зарегистрировано. Очевидно, что вероятность каналирования сильно зависит от направления прилёта WIMP и является максимальной, если WIMP налетает вдоль оси нанотрубки и ядро отдачи рассеивается вперёд.

На рисунке 25а представлена концепция детектора, предложенная экспериментом DCaNT [277]. Детектор состоит из двойного "леса" нанотрубок, нанесённого на обе стороны подложки. Для регистрации ядер отдачи, вылетающих из открытых концов нанотрубок, подложка с нанотрубками помещена в газовую TPC с электрическим полем, направленным перпендикулярно осям нанотрубок, газовым усилением и считывающим устройством, измеряющим энергию ядра отдачи и направление его движения. Для обеспечения сонаправленности осей нанотрубок с направлением "ветра WIMP" детектор предполагается установить на экваториальный телескоп. Превышение количества ионов, вылетающих из леса нанотрубок на задней поверхности подложки, над количеством ионов, вылетающих с передней поверхности подложки (ядра отдачи которой поглощаются подложкой), будет являться сигналом регистрации частиц ТМ. Предполагается, что детектор будет состоять из 100 панелей площадью 1×1 м² с лесом нанотрубок, нанесён-

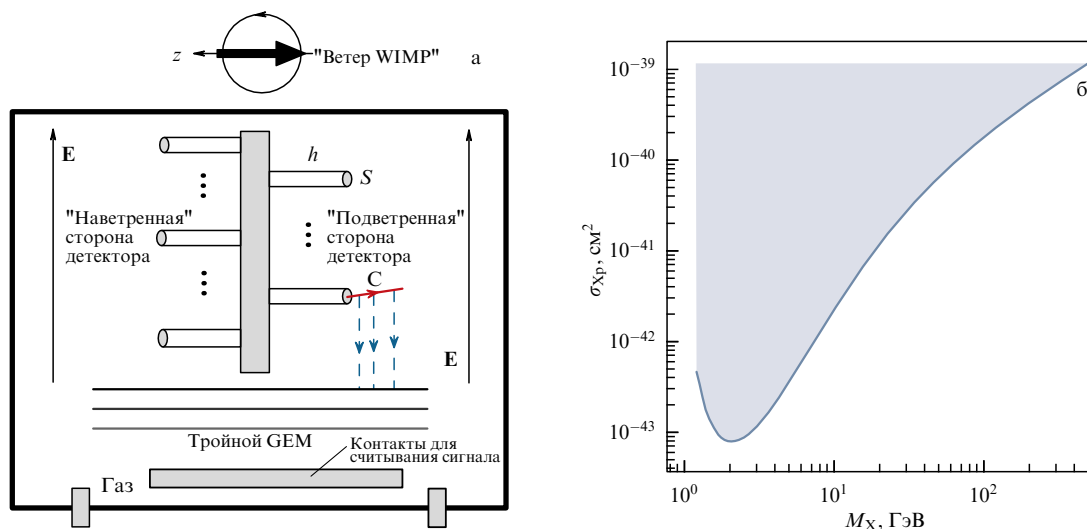


Рис. 25. (а) Схема детектора с двойным лесом нанотрубок длиной $h = 100\text{--}200$ мкм и сечением S с диаметром ~ 10 нм. Ионизационные электроны, произведённые ионом C , вылетающим из нанотрубки, дрейфуют в электрическом поле E в направлении GEM. Подложка имеет толщину 1 мм и площадь 10×10 см² [277]. (б) Верхний предел с уровнем достоверности 90 % сечения рассеяния WIMP σ_{xp} , рассчитанный для детектора массой 10 кг и экспозиции 3 года [278].

ным на обе поверхности, и общей массой углеродных нанотрубок 10 кг. Результаты расчёта чувствительности такого детектора к взаимодействиям WIMP при трёхлетней экспозиции представлены на рис. 25б.

Эксперименты, использующие колонарную рекомбинацию в благородных газах и жидкостях. Учёт эффекта колонарной рекомбинации в будущих детекторах на основе сжиженных благородных газов может сделать их чувствительными к направлению WIMP. Ионизационный след от ядра отдачи можно представить как непрерывное облако из ионов и электронов, вытянутое вдоль следа, — так называемую колонну ионизации. Сразу после термализации ионы и электроны начинают дрейфовать во внешнем электрическом поле. Если поле перпендикулярно колонне ионизации, то электроны и ионы, двигаясь в разных направлениях, почти сразу разойдутся. Если поле и колонна сонаправлены, то, напротив, большинство ионов и электронов будет дрейфовать на встречных курсах, испытывая большее количество сближений и, как следствие, рекомбинаций. Таким образом, отношение величины рекомбинации к ионизации может служить мерой угла между направлением движения ядра отдачи и вектором электрического поля в детекторе.

Изначально этот метод был предложен для использования в детекторах на основе газообразного ксенона под давлением 10 атм [279]. Плотность ксенона при таком давлении $0,05 \text{ г см}^{-3}$, что примерно на два порядка больше плотности газа в газовых треках. Захват электрона ионом происходит тогда, когда расстояние между ними меньше так называемого радиуса Онзагера, определяемого как расстояние r_0 , на котором потенциальная энергия пары равна кинетической энергии электрона E , или $r_0 \equiv e^2/(\varepsilon E)$, где ε — диэлектрическая проницаемость среды. Например, для термического электрона ($E = k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана) в газообразном ксеноне $r_0 \approx 70 \text{ нм}$, тогда как в жидком r_0 уменьшается до 54 нм. Для сравнения, длина трека ядра отдачи с энергией 30 кэВ составляет $\sim 2100 \text{ нм}$ и $\sim 35 \text{ нм}$ в газообразном и жидком ксеноне соответственно. Длина трека ядра отдачи в жидком ксеноне существенно меньше радиуса Онзагера, что делает невозможным использование техники колонарной рекомбинации для придания чувствительности к направлению WIMP современным и будущим экспериментам с LXe-TPC, таким как XENON, LUX и DARWIN.

В жидком аргоне, напротив, длина трека ядра отдачи превышает радиус Онзагера ($\sim 80 \text{ нм}$) при энергиях порядка 35 кэВ. Экспериментом SCENE (SCintillation Efficiency of Noble Elements) была продемонстрирована незначительная анизотропность сцинтилляционного отклика LAr-TPC для ядер отдачи с энергией 57,3 кэВ [280]. Возможность применения техники колонарной рекомбинации в LAr-TPC-детекторах изучается экспериментом DarkSide и, как ожидается, она будет реализована в детекторе DarkSide-20k [189].

5. Заключение.

Некоторые итоги и перспективы поиска слабозаимодействующих частиц тёмной материи

Поиск частиц ТМ и определение их свойств являются одной из наиболее актуальных задач современной физики. Из астрономических данных получены экспери-

ментальные свидетельства существования скрытой массы во Вселенной, позволившие установить факт существования ТМ и локализовать области её скопления, но не дающие информации о том, из чего она состоит. Предполагается, что свойства частиц-носителей ТМ согласуются с моделями эволюции Вселенной и не должны противоречить Стандартной модели элементарных частиц, описывающей большинство наблюдаемых физических данных. В современных представлениях частицы ТМ имеют ненулевую массу (участвуют в гравитационных взаимодействиях с барионной материей) и, предположительно, могут испытывать слабые взаимодействия. Теоретический диапазон масс возможных кандидатов простирается от 10^{-21} эВ до 10^{19} ГэВ . Поскольку частицы ТМ практически не участвуют в электромагнитных взаимодействиях, они должны быть электрически нейтральными, хотя существуют модели, допускающие у них наличие небольшого заряда, менее $10^{-3}e$. Наиболее активно рассматриваемыми кандидатами являются слабозаимодействующие массивные частицы тёмной материи, WIMP, которые участвуют в гравитационном взаимодействии и взаимодействуют с W- и Z-бозонами.

Непрямой поиск сигналов от частиц ТМ возможен посредством регистрации продуктов их аннигиляции или распада в галактическом гамма-излучении, потоках нейтрино и заряженных частиц космических лучей высоких энергий. В этой области исследований весьма значимые с точки зрения исследования сигналов ТМ результаты получены с помощью телескопа LAT — основного детектора гамма-телескопа FGST, успешно работающего в космосе уже 12-й (!) год. Коллаборацией Fermi-LAT обнаружен источник гамма-излучения в галактическом центре Млечного Пути с энергией гамма-квантов, на два-три порядка превосходящей энергию жёсткого рентгеновского излучения. Гамма-спектр излучения согласуется с массами частиц ТМ от 10 ГэВ до 1 ТэВ, аннигилирующих в кварки b и \bar{b} , и массами от 10 ГэВ до 30 ГэВ, аннигилирующих в τ^+ - и τ^- -лептоны.

Приборами с гораздо большей эффективной площадью регистрации, чем у телескопов космического базирования, являются наземные черенковские гамма-телескопы. В настоящее время действуют четыре гамма-телескопа: HESS, MAGIC, FACT и VERITAS, по результатам работы которых удалось установить границы масс частиц ТМ и верхних пределов скорости аннигиляции WIMP для различных каналов. Полученная по данным этих установок нижняя оценка массы тяжёлых частиц холодной тёмной материи WIMP составляет несколько сотен ГэВ.

Предполагается, что частицы ТМ из галактического гало, проходя через астрофизические объекты (в том числе через Солнце и Землю), захватываются их гравитационными полями, о чём могут свидетельствовать продукты аннигиляции этих частиц, регистрируемые в космическом излучении, в частности нейтрино, энергии которых на несколько порядков превышают энергии нейтрино, образовавшихся в ядерных реакциях (несколько десятков и сотен ГэВ против нескольких МэВ). Они могут быть зарегистрированы при наблюдениях в направлении Солнца или центра Земли, проводимых, в частности, нейтринными телескопами Super-Kamiokande, ANTA-RES и IceCube. Наиболее значимым вкладом в нейтринную астрофизику можно считать регистрацию в экспери-

менте IceCube нескольких десятков событий от нейтрино ультравысоких энергий в диапазоне ≥ 1 ПэВ, что может свидетельствовать о существовании высокоэнергетических нейтрино, возможно, от ТМ.

Прямое обнаружение частиц ТМ основано на регистрации ядер отдачи при упругом рассеянии WIMP на ядрах мишени. Из-за малого сечения взаимодействия частиц ТМ с веществом эксперименты по их поиску прямыми методами имеют одну общую особенность: они проводятся в подземных лабораториях, чтобы существенно уменьшить влияние фона. Проводимый в настоящее время один из крупнейших экспериментов по прямой регистрации частиц ТМ DAMA/LIBRA, обеспечив жёсткий отбор сигнальных событий, многоуровневую изоляцию фона и постоянный контроль за остаточной радиоактивностью, сообщил о регистрации с достоверностью $12,9\sigma$ слабых годовых колебаний сигнала от ТМ с амплитудой около 1–2%. Этот результат, хотя и на меньшей статистике, был подтверждён экспериментом CoGeNT. Однако другой эксперимент по прямому детектированию WIMP, COSINE-100, также работающий со сцинтилляторами, не подтвердил наличия признаков превышения сигнала над ожидаемым фоном. Результаты эксперимента COSINE-100 исключают спин-независимые взаимодействия WIMP–нуклон как причину годовой модуляции, наблюдаемой коллаборацией DAMA, с достоверностью 90%. Аналогично, полупроводниковый детектор CDEX-1 по результатам за 4,2 года работы исключил выводы экспериментов DAMA/LIBRA и CoGeNT с вероятностью 99,99% и 98,0% соответственно.

Эффективной основой однородных и компактных сцинтилляционных детекторов с большой массой являются благородные газы ксенон и аргон в жидкой фазе, которые легко ионизируются при прохождении заряженных частиц. Коллаборация DEAP с однофазным детектором на основе жидкого аргона получила оценку нижнего предела сечения рассеяния $3,9 \times 10^{-45} \text{ см}^2$ ($1,5 \times 10^{-44} \text{ см}^2$) для WIMP массой $100 \text{ ГэВ}/c^2$ ($1 \text{ ТэВ}/c^2$) при уровне достоверности 90%. В настоящее время это рекордный результат для спин-независимого сечения рассеяния WIMP для детекторов на основе жидкого аргона. Реализация новой программы прямого обнаружения ТМ в рамках эксперимента DarkSide-20k с помощью двухфазной время-проекционной камеры большой массы на основе жидкого аргона позволит добиться чувствительности для прямого обнаружения WIMP $1,2 \times 10^{-47} \text{ см}^2$ при массе $1 \text{ ТэВ}/c^2$. Наиболее строгие ограничения на спин-независимое сечение рассеяния WIMP–нуклон получены с помощью двухфазных время-проекционных камер, используемых в качестве активного материала мишени жидкий ксенон. Благодаря масштабируемости технологии двухфазных детекторов будущие многотонные эксперименты с детекторами на жидком ксеноне, как ожидается, улучшат чувствительность к WIMP примерно на три порядка.

Полупроводниковые детекторы, используемые в экспериментах по прямой регистрации ТМ, несмотря на их высокую чувствительность, пока не смогли предоставить однозначных и убедительных свидетельств её существования. Одно из объяснений состоит в том, что WIMP могут быть легче, чем предполагалось, и энергия, которую ядра отдачи могут выделять в детекторе, ниже порогов, достигнутых в этих экспериментах. В результате возник интерес к установкам с более низкими порогами для ядер отдачи, в частности к криогенным болометрам.

В контексте поиска ТМ в экспериментальную физику вернулась технология перегретых жидкостей, реализуемая в виде пузырьковых камер и капельных детекторов, демонстрирующая высокую эффективность метода перегретой жидкости как для спин-зависимых, так и для спин-независимых WIMP-взаимодействий в области низких масс.

Сложность задачи обнаружения частиц ТМ требует помимо непрерывной модернизации работающих установок принципиально новых подходов в разработке технологий их поиска. Новой перспективной стратегией является регистрация направления движения частиц ТМ, на которую ориентируются эксперименты прямого поиска при подготовке детекторов следующего поколения. Эта стратегия даёт уникальную возможность надёжно идентифицировать взаимодействия WIMP даже при наличии неустраняемых фоновых событий. Наилучший результат среди экспериментов с детекторами, чувствительными к направлению, полученный в эксперименте DRIFT, ограничивает спин-зависимое сечение взаимодействия WIMP вплоть до $2,8 \times 10^{-37} \text{ см}^2$ для WIMP массой $100 \text{ ГэВ}/c^2$. Стоит особо отметить разрабатываемый оригинальный эксперимент NEWSdm, не только предлагающий новейшую технологию наноразмерных эмульсий для поиска ТМ, но и запатентовавший оптический микроскоп сверхвысокого разрешения для их сканирования.

Несмотря на активный поиск носителей ТМ и полученные важные оценки, в настоящее время ни один из существующих экспериментов не может претендовать на их достоверное обнаружение. Разрабатываются перспективные методики, определяются наиболее вероятные области поиска частиц ТМ. Как писал В.Л. Гинзбург, формулируя самые актуальные проблемы физики XXI в., "поскольку природа тёмной материи сейчас совершенно не ясна, решение этой проблемы следует считать самым важным в астрономии" [281]. Многообразие экспериментальных методов по регистрации частиц-носителей ТМ, полученные к настоящему времени основные результаты их поиска, создаваемые оригинальные технологии и приборы открывают заманчивые перспективы доказательств существования ТМ и решения актуальных задач Новой физики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-12-50184.

Список литературы

1. Spergel D N *Science* **347** 1100 (2015)
2. Гребеников Е А, Рябов Ю А *Поиски и открытия планет* 2-е изд. (М.: Наука, 1984)
3. Bessel F W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **6** 136 (1844)
4. Засов А В и др. *УФН* **187** 3 (2017); Zasov A V et al. *Phys. Usp.* **60** 3 (2017)
5. Wechsler R H, Tinker J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **56** 435 (2018); arXiv:1804.03097
6. Zwicky F *Astrophys. J.* **86** 217 (1937)
7. Roszkowski L, Sessolo E M, Trojanowski S *Rep. Prog. Phys.* **81** 066201 (2018); arXiv:1707.06277
8. Boveia A, Doglioni C *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68** 429 (2018)
9. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005)
10. Rubin V C, Ford W K (Jr.), Thonnard N *Astrophys. J.* **238** 471 (1980)
11. Borriello A, Salucci P, Danese L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 1109 (2003); astro-ph/0208268

12. Krížek M, Krížek F, Somer L *Bulg. Astron. J.* **25** 64 (2016)
13. Sofue Y, Rubin V *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 137 (2001)
14. Roberts M S, Rots A H *Astron. Astrophys.* **26** 483 (1973)
15. Battaglia G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 433 (2005)
16. Stewart G C et al. *Astrophys. J.* **278** 536 (1984)
17. Fabricant D, Gorenstein P *Astrophys. J.* **267** 535 (1983)
18. Jeltema T E, Profumo S *Astrophys. J.* **686** 1045 (2008)
19. Pretzl K *Spatium* (7) 3 (2001) http://www.issibern.ch/PDF-Files/Spatium_7.pdf
20. Jee M J et al. *Astrophys. J.* **661** 728 (2007); arXiv:0705.2171
21. Press Release of NASA/ESA HUBBLE Space Telescope. Images: Dark matter ring in galaxy cluster Cl 0024+17 (ZwCl 0024+1652), <https://www.spacetelescope.org/images/heic0709a>
22. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **594** A13 (2016)
23. Chevalier L, Brun P *PoS EDSU 2018* 020 (2018)
24. Schumann M J. *Phys. G* **46** 103003 (2019); arXiv:1903.03026
25. Del Nobile E, Nardecchia M, Panci P *JCAP* **2016** (04) 048 (2016)
26. Drees M *PoS ICHEP2018* **340** 730 (2019); arXiv:1811.06406
27. Feng J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 495 (2010)
28. Boveia A, Doglioni C *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68** 429 (2018)
29. Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
30. Appelquist T, Cheng H-C, Dobrescu B A *Phys. Rev. D* **62** 035002 (2001); hep-ph/0012100
31. Servant G, Tait T M P *Nucl. Phys. B* **650** 391 (2003)
32. Feng J L, Rajaraman A, Takayama F *Phys. Rev. Lett.* **91** 011302 (2003); hep-ph/0302215
33. Feng J L, Rajaraman A, Takayama F *Phys. Rev. D* **68** 063504 (2003); hep-ph/0306024
34. Feng J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 495 (2010)
35. Griest K, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics* (Ed. P Murdin) (Bristol: Institute of Physics Publ., 2002) p. 2634
36. Tisserand P et al. *Astron. Astrophys.* **469** 387 (2007)
37. Agafonova N et al. (OPERA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 211801 (2018); arXiv:1804.04912
38. Dodelson S, Widrow L M *Phys. Rev. Lett.* **72** 17 (1994)
39. Boyarsky A, Ruchayskiy O, Shaposhnikov M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **59** 191 (2009); arXiv:0901.0011
40. Seljak U et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 191303 (2006); astro-ph/0602430
41. Viel M et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 071301 (2006); astro-ph/0605706
42. Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R *Conf. Proc. C* **790927** 315 (1979); arXiv:1306.4669
43. McDonald J *Phys. Rev. D* **50** 3637 (1994); hep-ph/0702143
44. Holdom B *Phys. Lett. B* **166** 196 (1986)
45. Huang K *Quarks, Leptons and Gauge Fields* (Singapore: World Scientific, 1992) p. 286
46. Zyla P A et al. (Particle Data Group) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
47. Archidiacono M et al. *JCAP* **2013** (10) 020 (2013); arXiv:1307.0615
48. Raffelt G G, in *Axions* (Lecture Notes in Physics, Vol. 741, Eds M Kuster, G Raffelt, B Beltrán) (Berlin: Springer, 2008) p. 51
49. McGaugh S S, Barker M K, de Blok W J G *Astrophys. J.* **584** 566 (2003); astro-ph/0210641
50. Bezrukov F, Chudaykin A, Gorbunov D *JCAP* **2017** (06) 051 (2017); hep-ph/1705.02184
51. Meissner K A, Nicolai H *Phys. Rev. D* **100** 035001 (2019)
52. Акимов Д Ю *ИТЭ* (5) 6 (2001); Akimov D Yu *Instrum. Exp. Tech.* **44** 575 (2001)
53. Рябов В А, Царев В А, Цховребов А М *УФН* **178** 1129 (2008); Ryabov V A, Tsarev V A, Tskhovrebov A M *Phys. Usp.* **51** 1091 (2008)
54. Bergström L, Bringmann T, Edsjö J *Phys. Rev. D* **83** 045024 (2011)
55. Arrenberg S et al., arXiv:1310.8621
56. Bergström L *Rep. Prog. Phys.* **63** 793 (2000); hep-ph/0002126
57. Cirelli M et al. *JCAP* **2011** (03) 051 (2011); arXiv:1012.4515
58. Kuhlen M, Madau P, Silk J *Science* **325** 970 (2009); arXiv:0907.0005
59. Bertone G et al. *JCAP* **2012** (03) 020 (2012); arXiv:1009.5107
60. Ajello M et al. *Astrophys. J.* **819** 44 (2016); arXiv:1511.02938
61. Atwood W et al. *Astrophys. J.* **697** 1071 (2009); arXiv:0902.1089
62. Abdollahi S et al. *Astrophys. J. Suppl.* **247** 33 (2020)
63. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **840** 43 (2017); arXiv:1704.03910
64. Di Mauro M et al. *Phys. Rev. D* **99** 123027 (2019); arXiv:1904.10977
65. Malyshev D *Nuovo Cimento C* **40** 159 (2017); arXiv:1802.03326
66. Ackermann M et al. (The Fermi-LAT Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 231301 (2015); arXiv:1503.02641
67. Abazajian K N, Kaplinghat M *Phys. Rev. D* **86** 083511 (2012)
68. Nolan P L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **199** 31 (2012); arXiv:1108.1435
69. Lee S K et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 051103 (2016); arXiv:1506.05124
70. Bartels R, Krishnamurthy S, Weniger C *Phys. Rev. Lett.* **116** 051102 (2016); arXiv:1506.05104
71. Leane R K, Slatyer T R *Phys. Rev. Lett.* **123** 241101 (2019)
72. Coronado-Blázquez J et al. *JCAP* **2019** (11) 045 (2019)
73. Springel V et al. *Nature* **456** 73 (2008)
74. Galper A M, Topchiev N P, Yurkin Yu T *Astron. Rep.* **62** 882 (2018)
75. Cuoco A et al. *Phys. Rev. D* **101** 022002 (2020); arXiv:1912.09373
76. Press W H, Spergel D N *Astrophys. J.* **296** 679 (1985)
77. Bell N F, Petraki K *JCAP* **2011** (04) 003 (2011); arXiv:1102.2958
78. Arina C et al. *Phys. Rev. D* **96** 063010 (2017); arXiv:1703.08087
79. Blennow M, Clementz S, Herrero-Garcia J *Eur. Phys. J. C* **78** 386 (2018)
80. Mazziotta M N *Phys. Rev. D* **98** 022006 (2018); arXiv:1712.07005
81. Ackermann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 011103 (2012)
82. Adriani O et al. (Fermi LAT Collab.) *Nature* **458** 607 (2009)
83. Aguilar M et al. (AMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 041102 (2019)
84. Moskalenko I V, Strong A W *Astrophys. J.* **493** 694 (1998)
85. Delahaye T et al. *Astron. Astrophys.* **524** A51 (2010)
86. Cernuda I *Astropart. Phys.* **34** 59 (2010); arXiv:0905.1653
87. Coutu S *Physics* **6** 40 (2013)
88. Chang J et al. *Astropart. Phys.* **95** 6 (2017); arXiv:1706.08453
89. Ambrosi G et al. (DAMPE Collab.) *Nature* **552** 63 (2017)
90. Doro M et al. *JCAP* **2012** (01) 041 (2012)
91. Abdallah H et al. (H.E.S.S. Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 201101 (2018)
92. Aleksić J et al. *JCAP* **2014** (02) 008 (2014); arXiv:1312.1535
93. Anderhub H et al. *JINST* **8** P06008 (2013); arXiv:1304.1710
94. Galante N, VERITAS Collab. *AIP Conf. Proc.* **1505** 202 (2012)
95. Doro M et al. *Astropart. Phys.* **43** 189 (2013); arXiv:1208.5356
96. Hofmann W *The Messenger* (168) 21 (2017)
97. Anastassopoulos V et al. *JINST* **12** P11019 (2017)
98. Ritz S, Seckel D *Nucl. Phys. B* **304** 877 (1988)
99. Markov M A, in *Proc. of the 10th Intern. Conf. on High-Energy Physics, ICHEP 60, Rochester, NY, USA, 25 August – 1 September 1960* (Eds E C G Sudarshan, J H Tinlot, A C Melissinos) (Rochester, NY: Rochester Univ., 1960) p. 578
100. Домогацкий Г В, Комар А А, Чудаков А Е *Природа* (3) 22 (1989)
101. Ageron M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **656** 11 (2011)
102. Katz U F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **567** 457 (2006)
103. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *JINST* **12** P03012 (2017)
104. Abbasi R et al. *Astropart. Phys.* **35** 615 (2012); arXiv:1109.6096
105. Baur S *PoS ICRC2019* **358** 506 (2020); arXiv:1908.08236
106. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Eur. Phys. J. C* **78** 831 (2018)
107. Catena R, Hellström F *JCAP* **2018** (10) 039 (2018)
108. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 101101 (2014); arXiv:1405.5303
109. Esmaili A, Serpico P D *JCAP* **2013** (11) 054 (2013); arXiv:1308.1105
110. Murase K et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 071301 (2015)
111. Aartsen M G et al. (The IceCube Collab.) *PoS ICRC2015* **236** 1081 (2016)
112. Аврорин А Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 0 (2018); Avrorin A D et al. *JETP Lett.* **108** 787 (2018); arXiv:1810.10966
113. Kasen D et al. *Nature* **551** 80 (2017); arXiv:1710.05463
114. Kachulis C et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 221301 (2018); arXiv:1711.05278
115. Frankiewicz K (for the Super-Kamiokande Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **888** 012210 (2017)
116. Abe K et al. (Hyper-Kamiokande Proto-Collab.), arXiv:1805.04163
117. Kumar J, Sandick P *JCAP* **2015** (06) 035 (2015); arXiv:1502.02091
118. Kozlov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **958** 162239 (2020)
119. Spergel D N *Phys. Rev. D* **37** 1353 (1988)
120. Goodman M W, Witten E *Phys. Rev. D* **31** 3059 (1985)
121. Bertone G (Ed.) *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010) p. 345
122. Mei D-M, Hime A *Phys. Rev. D* **73** 053004 (2006); astro-ph/0512125

123. Baudis L *Ann. Physik* **528** 74 (2016); arXiv:1509.00869
124. Bozorgnia N, Gelmini G B, Gondolo P *JCAP* **2012** (06) 037 (2012)
125. Bozorgnia N, Gelmini G B, Gondolo P *JCAP* **2012** (08) 011 (2012)
126. Billard J, Mayet F, Santos D *Phys. Rev. D* **82** 055011 (2010)
127. Henderson S, Monroe J, Fisher P *Phys. Rev. D* **78** 015020 (2008)
128. Billard J et al. *Phys. Lett. B* **691** 156 (2010); arXiv:0911.4086
129. Billard J, Mayet F, Santos D *Phys. Rev. D* **85** 035006 (2012)
130. Agafonova N et al. (NEWSdm Collab.) *Eur. Phys. J. C* **78** 578 (2018); arXiv:1705.00613
131. Billard J, Mayet F, Santos D *Phys. Rev. D* **83** 075002 (2011)
132. Lee S K, Peter A H G *JCAP* **2012** (04) 029 (2012); arXiv:1202.5035
133. O'Hare C A J, Green A M *Phys. Rev. D* **90** 123511 (2014)
134. Alves D S M, El Hedri S, Wacker J G J. *High Energ. Phys.* **2016** (03) 149 (2016); arXiv:1204.5487
135. Grothaus P, Fairbairn M, Monroe J *Phys. Rev. D* **90** 055018 (2014)
136. O'Hare C A J et al. *Phys. Rev. D* **92** 063518 (2015); arXiv:1505.08061
137. Irastorza I G, arXiv:0911.2855
138. Bugaev E V et al. *Phys. Rev. D* **58** 054001 (1998); hep-ph/9803488
139. Cheng J-P et al. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67** 231 (2017)
140. Patrignani C et al. (Particle Data Group) *Chinese Phys. C* **40** 100001 (2016)
141. Hall J J. *Phys. Conf. Ser.* **1468** 012252 (2020)
142. Piquemal F *Eur. Phys. J. Plus* **127** 110 (2012)
143. Votano L *Eur. Phys. J. Plus* **127** 109 (2012)
144. Pandola L *AIP Conf. Proc.* **1338** 12 (2011); arXiv:1102.0208
145. Press Release of Kamioka Observatory, <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/aboutus/index-e.html>
146. Fushimi K et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **718** 042022 (2016)
147. Press Release of University of Minnesota, <http://www.soudan.umn.edu/>
148. Bettini A *Eur. Phys. J. Plus* **127** 112 (2012)
149. Kim Y *Bull. Am. Phys. Soc.* **62** Y7.002 (2017)
150. Leo W R *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: a How-to Approach* (Berlin: Springer, 1994)
151. Shields E, Xu J, Calaprice F *Phys. Procedia* **61** 169 (2015)
152. Park J S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **851** 103 (2017)
153. Bernabei R (DAMA Collab.) *Catching Dark Matter Particles in the Galactic Halo with DAMA/LIBRA* (Roma: Aracne Ed., 2019)
154. Bernabei R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **592** 297 (2008)
155. Bernabei R *Int. J. Mod. Phys. A* **31** 1642001 (2016)
156. Bernabei R et al. *Nucl. Phys. At. Energy* **19** 307 (2018)
157. Bernabei R et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **21** 1445 (2006)
158. Tan A et al. (PandaX-II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **117** 121303 (2016)
159. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 181301 (2017)
160. Агафонова Н Ю и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 456 (2011); Agafonova N Yu et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 427 (2011)
161. Amaré J et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1468** 012014 (2020)
162. Adhikari G et al. *Eur. Phys. J. C* **78** 107 (2018); arXiv:1710.05299
163. Prihtiadi H et al. *JINST* **13** T02007 (2018); arXiv:1712.02011
164. Adhikari G et al. (The COSINE-100 Collab.) *Nature* **564** 83 (2018)
165. Lippincott W H et al. *Phys. Rev. C* **86** 015807 (2012)
166. Albert J B et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. C* **89** 015502 (2014)
167. Benetti P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **574** 83 (2007)
168. Chepel V, Araújo H *JINST* **8** R04001 (2013); arXiv:1207.2292
169. Hitachi A et al. *Phys. Rev. B* **27** 5279 (1983)
170. Lippincott W H et al. *Phys. Rev. C* **78** 035801 (2008)
171. Lippincott W H et al. *Phys. Rev. C* **81** 039901 (2010)
172. Aalseth C E et al. (The Global Argon Dark Matter Collab.) "Future Dark Matter Searches with Low-Radioactivity Argon", https://indico.cern.ch/event/765096/contributions/3295671/attachments/1785196/2906164/DarkSide-Argo_ESPP_Dec_17_2017.pdf
173. Rielage K et al. *Phys. Procedia* **61** 144 (2015); arXiv:1403.4842
174. Ajaj R et al. (DEAP Collab.) *Phys. Rev. D* **100** 022004 (2019)
175. Abe K et al. (XMASS Collab.) *Phys. Lett. B* **789** 45 (2019)
176. Wang J-J, arXiv:1711.02117
177. Rielage K et al. *Phys. Procedia* **61** 144 (2015); arXiv:1403.4842
178. Aprile E et al. *Astropart. Phys.* **35** 573 (2012); arXiv:1107.2155
179. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 181301 (2017)
180. Cui X et al. (PandaX-II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 181302 (2017)
181. Akerib D S et al. (LUX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 021303 (2017)
182. Akimov D Yu et al. *Astropart. Phys.* **34** 151 (2010); arXiv:1004.4207
183. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 122001 (2016)
184. Xia J et al. *Phys. Lett. B* **792** 193 (2019); arXiv:1807.01936
185. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **121** 111302 (2018)
186. Akerib D S et al. (LUX-ZEPLIN Collab.) *Phys. Rev. D* **101** 052002 (2020)
187. Aalbers J et al. *JCAP* **2016** (11) 017 (2016); arXiv:1606.07001
188. Billard J, Figueroa-Feliciano E, Strigari L *Phys. Rev. D* **89** 023524 (2014); arXiv:1307.5458
189. Input to the European Particle Physics Strategy Update 2018-2020: Future Dark Matter Searches with Low-Radioactivity Argon, <https://indico.cern.ch/event/765096/contributions/3295671/>
190. Agnes P et al. *Phys. Lett. B* **743** 456 (2015); arXiv:1410.0653
191. Aalseth C E et al. *Eur. Phys. J. Plus* **133** 131 (2018)
192. Barbeau P S, Collar J I, Tench O *JCAP* **2007** (09) 009 (2007)
193. Scholz B J et al. *Phys. Rev. D* **94** 122003 (2016); arXiv:1608.03588
194. Ahlen S et al. *Phys. Lett. B* **195** 603 (1987)
195. Aalseth C E et al. (CoGeNT Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 012002 (2013)
196. Aalseth et al., arXiv:1401.3295
197. Derevianko A et al. *Phys. Rev. D* **82** 065006 (2010); arXiv:1007.1833
198. Aalseth C et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 251301 (2008); arXiv:0807.0879
199. Yue Q et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 091701 (2014)
200. Yang L T et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 221301 (2019)
201. Ibe M et al. *J. High Energ. Phys.* **2018** (03) 194 (2018)
202. Liu Z Z et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 161301 (2019)
203. Jiang H et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 241301 (2018)
204. Liu S K et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 052006 (2017)
205. Wang Y et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. D* **101** 052003 (2020)
206. She Z et al. (CDEX Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **124** 111301 (2020)
207. Aguilar-Arevalo A et al. (DAMIC Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 082006 (2016); arXiv:1607.07410
208. Aguilar-Arevalo A et al. (DAMIC Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 181802 (2019); arXiv:1907.12628
209. Battaglieri M et al., arXiv:1707.04591
210. Luke P N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **289** 406 (1990)
211. Неганов Б С, Трофимов В Н, USSR Patent No 1037771; *Открытия и изобретения* (146) 215 (1985)
212. Brink P L et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **150** 012006 (2009)
213. Ahmed Z et al. (The CDMS II Collab.) *Science* **327** 1619 (2010)
214. Agnese R et al. (SuperCDMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 061802 (2018); arXiv:1708.08869
215. Agnese R et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 051301 (2018)
216. Agnese R et al. (The SuperCDMS Collab.) *Appl. Phys. Lett.* **103** 164105 (2013); arXiv:1305.2405
217. Agnese R et al. (CDMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 251301 (2013)
218. Agnese R et al. (SuperCDMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 241302 (2014); arXiv:1402.7137
219. Broniatowski A et al. (EDELWEISS Collab.) *Phys. Lett. B* **681** 305 (2009); arXiv:0905.0753
220. Armengaud E et al. (EDELWEISS Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 082004 (2018); arXiv:1808.02340
221. Armengaud E et al. *JCAP* **2016** (05) 019 (2016); arXiv:1603.05120
222. Angloher G et al. *Phys. Rev. Lett.* **23** 325 (2005); astro-ph/0408006
223. Willers M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **888** 012209 (2017)
224. Angloher G et al. *Eur. Phys. J. C* **76** 25 (2016); arXiv:1509.01515
225. Mancuso M et al. (The CRESST Collab.) *J. Low Temp. Phys.* **199** 547 (2020)
226. Amole C et al. (PICO Collab.) *EPJ Web Conf.* **95** 04020 (2015)
227. Behnke E et al. *Science* **319** 933 (2008); arXiv:0804.2886
228. Menéndez J, Gazit D, Schwenk A *Phys. Rev. D* **86** 103511 (2012)
229. Barnabé-Heider M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **555** 184 (2005); physics/0508098
230. Archambault S et al. *Phys. Lett. B* **711** 153 (2012); arXiv:1202.1240
231. Behnke E et al. (COUPP Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 052001 (2012)
232. Amole C et al. (PICO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **114** 231302 (2015)
233. Amole C et al. (PICO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 251301 (2017)
234. Crisler M B "PICO 250-liter Bubble Chamber Dark Matter Experiment", Presented at the SNOLAB Future Project Workshop, August 2013, https://www.snolab.ca/wp-content/uploads/2021/01/Crisler_PICO.pdf
235. Billard J, Mayet F, Santos D *JCAP* **2012** (07) 020 (2012)
236. Green A M, Morgan B *Astropart. Phys.* **27** 142 (2007)

237. Billard J, Mayet F, Santos D *JCAP* **2012** (04) 006 (2012)
238. Vahsen S E et al. *EAS Publ. Ser.* **53** 43 (2012); arXiv:1110.3401
239. Ahlen S et al. (DMTPC Collab.) *Phys. Lett. B* **695** 124 (2011)
240. Snowden-Ifft D P, Martoff C J, Burwell J M *Phys. Rev. D* **61** 101301 (2000); astro-ph/9904064
241. Santos D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **460** 012007 (2013)
242. Nakamura K et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **375** 012013 (2012)
243. Aleksandrov A et al., arXiv:1604.04199
244. Caracciolo V et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **718** 042011 (2016)
245. Directional Dark Matter Search. Directional WIMP detection with carbon nanotubes (DCaNT), <http://web.infn.it/cygnus/dcant/>
246. Nygren D R J. *J. Phys. Conf. Ser.* **460** 012006 (2013)
247. Charpak G et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **62** 262 (1968)
248. Giomataris Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **376** 29 (1996)
249. Sauli F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **386** 531 (1997)
250. Klingenberg R (on behalf of the ATLAS Pixel Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **579** 664 (2007)
251. Guillaudin O et al. *EAS Publ. Ser.* **53** 119 (2012); arXiv:1110.2042
252. Reinking G F, Christophorou L G, Hunter S R *J. Appl. Phys.* **60** 499 (1986)
253. Battat J B R et al. *Phys. Rep.* **662** 1 (2016); arXiv:1610.02396
254. Vahsen S E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **788** 95 (2015)
255. Yakabe R et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1342** 012082 (2020)
256. Snowden-Ifft D P, arXiv:1308.0354
257. Battat J B R et al. *Phys. Dark Universe* **9–10** 1 (2015)
258. Battat J B R et al. *JINST* **12** P10009 (2017); arXiv:1707.09431
259. Leyton M (on behalf of the DMTPC Collab) *J. Phys. Conf. Ser.* **718** 042035 (2016)
260. Deaconu C et al. *Phys. Rev. D* **95** 122002 (2017); arXiv:1705.05965
261. Battat J B R et al. *Astropart. Phys.* **91** 65 (2017); arXiv:1701.00171
262. Asada T et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2017** 063H01 (2017)
263. Umemoto A et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 063H02 (2019)
264. Alexandrov A et al. *JINST* **10** P11006 (2015)
265. Alexandrov A et al. *JINST* **11** P06002 (2016)
266. Alexandrov A et al. *Sci. Rep.* **7** 7310 (2017)
267. Alexandrov A, De Lellis G, Tioukov V *Sci. Rep.* **9** 2870 (2019)
268. Alexandrov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **824** 600 (2016)
269. Katsuragawa T et al. *JINST* **12** T04002 (2017)
270. Alexandrov A et al. *Sci. Rep.* **10** 18773 (2020)
271. De Lellis G et al., "Method and optical microscope for detecting particles having sub-diffractive size", Patent No. WO2018122814
272. Alexandrov A et al. *Astropart. Phys.* **80** 16 (2016); arXiv:1507.03532
273. Kimura M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **845** 373 (2017)
274. Golovatiuk A, De Lellis G, Ustyuzhanin A *J. Phys. Conf. Ser.* **1525** 012108 (2020)
275. Press Release of NEWSdm Experiment, <http://news-dm.lngs.infn.it>
276. Cappella F et al. *Eur. Phys. J. C* **73** 2276 (2013)
277. Capparelli L M et al. *Phys. Dark Universe* **9–10** 24 (2015)
278. Capparelli L M et al. *Phys. Dark Universe* **11** 79 (2016)
279. Nygren D R J. *J. Phys. Conf. Ser.* **460** 012006 (2013)
280. Cao H et al. (SCENE Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 092007 (2015)
281. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **42** 353 (1999)

Search for weakly interacting massive dark matter particles: state of the art and prospects

A.B. Aleksandrov^(1,2,3,a), A.B. Dashkina^(3,b), N.S. Konovalova^(1,3,c), N.M. Okat'eva^(1,3,d), N.G. Polukhina^(1,3,4,e), N.I. Starkov^(1,3,f), V.E. Tioukov^(1,2,g), M.M. Chernyavsky^(1,h), T.V. Shchedrina^(1,3,i)

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ INFN — National Institute of Nuclear Physics, Sezione di Napoli, via Cintia 1, 80126 Napoli, Italy

⁽³⁾ National University of Science and Technology MISIS, Leninskii prosp. 4, 119049 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) andrey.alexandrov@na.infn.it, ^(b) asmailovab@gmail.com, ^(c) ninakonvalova@yandex.ru,

^(d) natalya_okateva@mail.ru, ^(e) polukhinang@lebedev.ru, ^(f) starkovni@lebedev.ru,

^(g) valeri@na.infn.it, ^(h) mmchernyav@yandex.ru, ⁽ⁱ⁾ tvshchedrina@gmail.com

Determining the nature of dark matter (DM) is one of the most important challenges of modern experimental physics. This article overviews the major arguments confirming the existence of DM, gives the latest classifications of DM particles, identifies possible candidates for their role, and discusses the most significant DM particle search experiments conducted and under development. The article mainly aims to give an idea of diverse experimental methods of and approaches to registering DM particles, as well as of the currently available results of the search for them, which open new prospects in DM studies and contribute to solving topical problems in New Physics.

Keywords: dark matter, cosmic rays, direct and indirect search for dark matter particles

PACS number: **95.35. + d**

Bibliography — 281 references

Received 28 May 2020, revised 13 November 2020

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (9) 905–936 (2021)

Physics – Uspekhi **64** (9) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038872>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.11.038872>