

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ОБЪЕДИНЕННОМ ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. И. Малахов^{а,*}, *А. Н. Сисакян*^{а,**}, *А. С. Сорин*^{а,***},
С. Вокал^{а, б,****}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия

Кратко описаны основные этапы развития Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Рассмотрены некоторые эксперименты по изучению образования кумулятивных частиц и новое направление исследований процессов взаимодействия адронов и ядер с ядрами, в которых может проявляться кварковая структура ядер, — релятивистская ядерная физика. Представлены основные методические и экспериментальные результаты, полученные на синхрофазотроне и нуклотроне лаборатории, обсуждаются также идеи, родившиеся в сотрудничестве с теоретиками Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова. Приведен обзор исследований по релятивистской ядерной физике, которые планируется провести на нуклотроне.

Several stages of development of the V. I. Veksler–A. M. Baldin Laboratory of High Energies of the Joint Institute for Nuclear Research are outlined. Consideration is given to some experiments on studying the cumulative particle production and to a new line of research into hadron and nucleus–nucleus interactions in which a quark structure of nuclei can manifest itself — relativistic nuclear physics. Basic methodical and experimental results obtained at the Laboratory’s synchrophasotron and Nuclotron are presented as well as the ideas suggested in collaboration with theorists of the N. N. Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics. A review is given of the research into relativistic nuclear physics to be carried out at the Nuclotron.

PACS: 01.10.Cr; 01.52.+r; 29.20.Lq

ВВЕДЕНИЕ

Лаборатория высоких энергий (ЛВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) своим рождением обязана Физическому институту им. П. Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), где в 1944 г. В. И. Векслер (впоследствии первый директор ЛВЭ) открыл принцип автофазировки, лежащий в

*E-mail: malakhov@lhe.jinr.ru

**E-mail: sisakian@jinr.ru

***E-mail: sorin@theor.jinr.ru

****E-mail: vokal@sunhe.jinr.ru

основе работы циклических ускорителей высоких энергий. Под его руководством в 1949–1950 гг. в ФИАН было разработано физическое обоснование нового ускорителя — синхрофазотрона, а в 1953 г. была образована Электрофизическая лаборатория АН СССР (ЭФЛАН) для проведения исследований в области физики высоких энергий на уже строившемся синхрофазотроне.

ЭФЛАН вошла в состав ОИЯИ 26 марта 1956 г. и стала называться Лабораторией высоких энергий. Синхрофазотрон на энергию протонов 10 ГэВ был запущен в апреле 1957 г., в то время это был самый крупный ускоритель в мире.

Программа исследований на синхрофазотроне готовилась и осуществлялась под руководством В. И. Векслера, М. А. Маркова и И. В. Чувило, который впоследствии стал вторым директором ЛВЭ. Эксперименты были нацелены, в первую очередь, на изучение процессов упругого рассеяния при предельно малых и предельно больших передачах импульса и множественного образования частиц в адрон-нуклонных взаимодействиях. В этот период был выполнен также ряд экспериментов, которые привели к открытию антисигма-минус-гиперона, распада фи-ноль-мезона на электрон-позитронную пару и ряда других явлений.

Позднее А. М. Балдин, следующий директор ЛВЭ, предложил новое направление исследований процессов взаимодействия, в которых может проявляться кварковая структура ядер, — релятивистская ядерная физика (РЯФ). Начало этим исследованиям было положено в ЛВЭ экспериментами по изучению образования кумулятивных частиц в реакциях с участием ядер.

Целенаправленное развитие синхрофазотрона позволило использовать для физических исследований в 1971 г. ускоренные дейтроны. С вводом в эксплуатацию в 1993 г. сверхпроводящего ускорителя релятивистских ядер — нуклотрона открылись новые возможности для исследования в области релятивистской ядерной физики.

Одним из основных направлений развития современной физики высоких энергий является изучение сильновзаимодействующей материи в экстремальных условиях (при высоких температурах и/или плотностях барионного заряда). Такие условия могли возникать на ранних стадиях эволюции Вселенной, в нейтронных звездах, и, возможно, могут быть достигнуты в лабораторных условиях в столкновениях релятивистских тяжелых ядер. Этим объясняется постоянное стремление ведущих мировых центров по физике высоких энергий к созданию новых ускорителей тяжелых ядер и к увеличению энергий уже существующих ускорителей.

Согласно имеющимся теоретическим представлениям, сильновзаимодействующая материя может претерпевать серию фазовых переходов как с одновременным, так и с отдельным увеличением температуры и плотности барионного заряда, одним из которых является фазовый переход первого рода восстановления киральной симметрии, которая сильно нарушена при нор-

мальных условиях. Теоретически предсказывается существование соответствующей этому переходу смешанной фазы — фазы сосуществования материи с нарушенной и ненарушенной киральной симметрией.

Каждый существующий сегодня в мире ускоритель тяжелых ядер позволяет исследовать некоторую область фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи, определяемую температурами и барионными плотностями, которые могут быть достигнуты в процессе соударения в зависимости от энергии и атомного номера ускоряемых ядер. Следует отметить, что первым ускорителем, позволившим получать пучки ядер высоких энергий, был синхрофазотрон ОИЯИ, который сегодня уступил место нуклотрону, принадлежащему к новому поколению ускорителей на сверхпроводящих магнитах. Какова же область на фазовой диаграмме, соответствующая нуклотрону? Первые модельные оценки, сделанные в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ, показывают, что температура и плотность барионного заряда материи, образующейся в процессе соударения ядер с атомными номерами ~ 200 при предельно достижимых на нуклотроне значениях энергии столкновения ~ 5 ГэВ/нуклон, могут быть достаточными для достижения области смешанной фазы. Это открывает новые перспективы для программы физических исследований на нуклотроне, что было осознано совсем недавно (в начале 2005 г.) в Лаборатории теоретической физики и инициировало широкие обсуждения в ОИЯИ.

Наряду с обзором результатов, полученных в ЛВЭ в последние годы, целью настоящего обзора является также показать место и значение нуклотрона ОИЯИ в ряду существующих ускорителей тяжелых ионов и подчеркнуть актуальность дальнейших исследований в этой области в свете недавно возникших представлений.

В коротком обзоре невозможно отразить всю деятельность ЛВЭ за последние годы, поэтому мы остановились только на наиболее ярких, по нашему мнению, результатах, полученных на синхрофазотроне за последний период его работы и на нуклотроне с момента его запуска, вместе с физической программой будущих исследований.

1. НАЧАЛО ИССЛЕДОВАНИЙ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ В ОИЯИ

1.1. Открытие ядерного кумулятивного эффекта. Пучки частиц высоких энергий долгое время получались исключительно на протонных и электронных ускорителях, т. е. при ускорении частиц, обладающих единичным электрическим зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом больше единицы, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, например, на синхрофазотроне в Дубне, рас-

считанном на получение протонов с энергией 10 ГэВ, можно было получить ядра гелия с энергией 20 ГэВ, а ядра неона (заряд $10e$) с энергией 100 ГэВ. Возникает естественный вопрос: не получатся ли в результате столкновения с мишенью ядер, например, неона, обладающих энергией 100 ГэВ, пучки вторичных частиц, получаемые на ускорителе в Серпухове, рассчитанном на энергию протонов 70 ГэВ? Утвердительный ответ на этот вопрос означал бы, что с помощью ускорения тяжелых ядер, обладающих более высоким зарядом, можно было бы сравнительно дешевым способом получить пучки частиц рекордно высоких энергий.

Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром отдельному протону отвечали отрицательно. Выдвигались соображения о «рыхлости» ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. В работе [1] А. М. Балдиным впервые была рассмотрена эта проблема и на основе анализа экспериментальных данных высказано предположение о существовании ядерного кумулятивного эффекта, т. е. эффекта образования вторичных частиц при взаимодействии релятивистских ядер с участком группы нуклонов. Более детальная проверка сделанного вывода требовала экспериментального исследования.

Термин «кумуляция» происходит от латинского *cumulatio* — «скопление» или *cumulo* — «накапливаю» и дословно означает увеличение или усиление какого-либо эффекта за счет сложения или накопления нескольких однородных с ним эффектов.

В 1970 г. на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ в Дубне были ускорены простейшие ядра — дейтроны, состоящие из двух нуклонов, до энергии 9 ГэВ. Обычно для измерения энергии ядер используют значение энергии, отнесенное к одному нуклону. В этих единицах энергии дейтронного пучка 9 ГэВ соответствует величина 4,5 ГэВ на нуклон или, как чаще пишут, $4,5A$ ГэВ (A — атомная масса ядра).

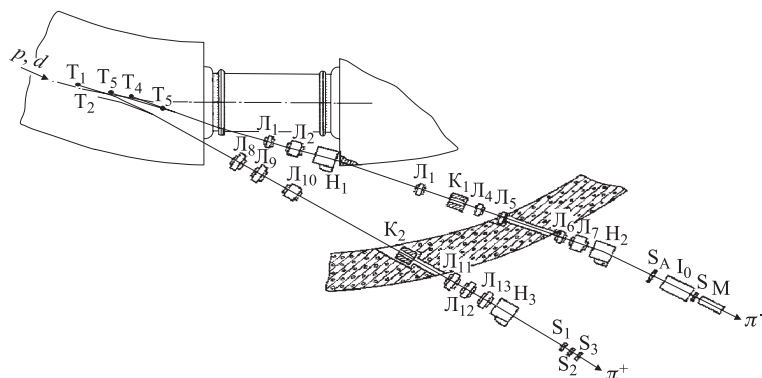


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению ядерного кумулятивного эффекта

Наличие дейтронного пучка в Дубне позволило выполнить первые эксперименты с релятивистскими ядрами.

Ядерный кумулятивный эффект впервые наблюдался группой авторов под руководством В. С. Ставинского [2]. Первичный пучок ускоренных дейтронов попадал на одну из помещенных в камере ускорителя медных мишеней Т₁–Т₅ (рис. 1).

Рожденные в направлении падающих дейтронов пионы анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и попадали в магнитные каналы К₁ и К₂. Анализирующие магниты Н₁–Н₃ вместе с магнитным полем ускорителя определяли энергию вторичных пионов. Поскольку геометрия магнитных каналов фиксирована, разные энергии вторичных пионов можно получить, либо меняя мишень в камере ускорителя (Т₁–Т₅), либо изменяя магнитное поле ускорителя, т. е. изменяя энергию ускоренных дейтронов.

Была измерена величина отношения двойных дифференциальных сечений для рождения пионов дейтронами и протонами на медной мишени:

$$\alpha(x_d) = \frac{d^2\sigma(d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}{d^2\sigma(p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}, \quad (1)$$

где $x_d = p_\pi/p_\pi^{\text{max}}$ (p_π — импульс π -мезона; p_π^{max} — максимально возможная по кинематике величина импульса π -мезона).

На рис. 2 приведены результаты измерений. Видно, что величина относительного выхода пионов $\alpha(x_d)$ в пределах ошибок измерений не зависит от аргумента x_d . Среднее значение $\langle \alpha \rangle = 0,060 \pm 0,007$.

Чтобы оценить вклад ферми-движения нуклонов в сечение образования пионов, были выполнены соответствующие теоретические расчеты величины $\alpha(x_d)$. Для численного расчета использовались два варианта волновых функций дейтрона: с отталкивающим кором и без кора [2]. На рис. 2 приведены результаты вычислений. Сплошная кривая соответствует волновой функции без кора, а штриховая — с кором. Из рисунка видно, что расчетная величина α по абсолютной величине примерно на два порядка меньше экспериментальных значений и, кроме того, расчетная кривая зависимости $\alpha(x_d)$ сильно падает с ростом x_d , тогда как экспериментальная практически не зависит от аргумента x_d .

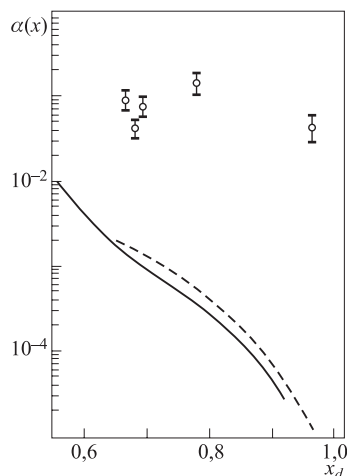


Рис. 2. Сравнение экспериментальных значений $\alpha(x_d)$ с расчетом. Точки — экспериментальные данные; штриховая линия соответствует волновой функции дейтрона с кором (импульс дейтрона 10 ГэВ/с); сплошная — без кора

Анализ приведенных выше экспериментальных данных по образованию релятивистскими дейтронами пионов с энергией, значительно превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон, позволил авторам работы сделать следующие выводы:

1. Отношение выходов реакции $d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots$ и $p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots$ при таких энергиях мезонов не может быть объяснено ферми-движением нуклонов в дейтроне.

2. Обнаружен ядерный кумулятивный эффект и измерено сечение кумулятивного образования пионов в дейтрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

После первого экспериментального наблюдения ядерного кумулятивного эффекта началось его систематическое изучение. К настоящему моменту накоплен большой экспериментальный материал, и далее мы рассмотрим только некоторые основные результаты, полученные при исследовании кумулятивного эффекта.

1.2. Экспериментальное исследование кумулятивного эффекта. Кумулятивный эффект может быть проявлением кварк-глюонных степеней свободы и мультикварковых конфигураций в ядрах. Существование кумулятивного ядерного эффекта указывает на то, что нуклоны в ядрах при определенных условиях ведут себя иначе, чем в свободном состоянии. В 1980 г. А. М. Балдин [3] ввел новое понятие кварк-партоновой структурной функции ядра по аналогии с кварк-партоновой структурной функцией адрона. Эксперименты по адрон-ядерным hA - и ядро-ядерным $A_1 A_{II}$ -взаимодействиям показали, что кварк-партоновая структурная функция ядра $G(X)$ не сводится к совокупности структурных функций свободных нуклонов и является новым объектом, характеризующим кварк-глюонное состояние ядра [4].

Было сделано предположение, что сечение фрагментации ядра мишени A под действием релятивистского адрона h с образованием инклюзивного адрона 1 в процессе



пропорционально импульсному распределению кварков в ядрах:

$$\sigma(h + A \rightarrow 1 + \dots) \sim G(X). \quad (3)$$

Переменная X , называемая кумулятивным числом [5], имеет смысл числа нуклонов, участвующих во взаимодействии и, в принципе, может находиться в интервале $0 \leq X \leq A$.

Исходя из законов сохранения энергии и трехмерного импульса для процесса (2), можно написать следующие соотношения:

$$E_h + E_A = E_1 + E_{\text{ост}}, \quad (4)$$

$$\mathbf{p}_h = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_{\text{ост}}, \quad (5)$$

где $E_h, E_A, E_{\text{ост}}$ — энергии; а $\mathbf{p}_h, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_{\text{ост}}$ — трехмерные импульсы налетающего адрона h , ядра мишени A и группы остальных частиц соответственно. Для простоты мы пока полагаем, что в процессе (2) рождается частица 1, не обладающая квантовым числом, которое не содержат исходные объекты реакции. В противном случае надо вводить в рассмотрение дополнительную частицу 2 с противоположным по знаку квантовым числом. Это будет сделано ниже при более полном рассмотрении взаимодействия двух ядер.

Имея в виду, что при высоких энергиях $E_h \approx p_h$, можно записать выражение (4) в следующем виде:

$$p_h + X m_0 = (p_1^2 + m_1^2)^{1/2} + (p_{\text{ост}}^2 + X m_0^2)^{1/2}. \quad (6)$$

Из выражения (5) можно получить

$$p_{\text{ост}}^2 = p_h^2 + p_1^2 - 2p_h p_1 \cos \theta_{h1}, \quad (7)$$

где θ_{h1} — угол вылета частицы 1 по отношению к направлению падающего адрона h .

Подставив это выражение для $p_{\text{ост}}^2$ в (6) и произведя необходимые преобразования, получим выражение для кумулятивного числа в реакции (2):

$$X = \frac{E_1 - p_1 \cos \theta_{h1} - m_1^2/2p_h}{m_0(1 - E_1/p_h)}. \quad (8)$$

В более общем случае, когда сталкиваются два релятивистских ядра, кумулятивность может проявляться в обоих ядрах. Запишем процесс взаимодействия двух ядер в следующем виде:

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots \quad (9)$$

I и II — сталкивающиеся ядра; $1, 2, \dots$ — вторичные частицы, образующиеся в результате столкновения ядер. Будем, как и прежде, интересоваться рождением частицы 1.

Для этого процесса (рис. 3) можно записать закон сохранения четырехмерного импульса, выделяя кумулятивную частицу 1 и пренебрегая относительным движением остальных частиц (гипотеза минимальной массы):

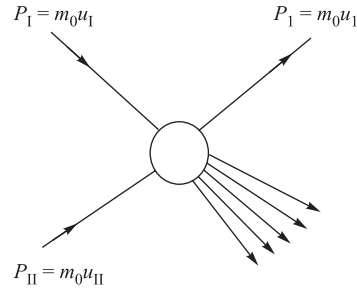


Рис. 3. Схема взаимодействия ядра I с ядром II . P_I и P_{II} — четырехмерные импульсы ядра I и ядра II на нуклон; m_0 — масса нуклона; P_1 — четырехмерный импульс кумулятивной частицы с массой m_1

$$(X_I P_I + X_{II} P_{II} - P_1)^2 = (X_I m_0 + X_{II} m_0 + m_2)^2, \quad (10)$$

где P_I и P_{II} — четырехмерные импульсы взаимодействующих ядер на нуклон; P_1 — четырехмерный импульс рожденной частицы; m_0 — масса нуклона; m_2 — масса дополнительной частицы, обеспечивающей сохранение квантовых чисел (барионного числа, странности и др.). Для античастиц и антиядер $m_2 = m_1$, для частиц, которые рождаются без сопровождающих их античастиц (π -мезоны, струи и т. п.), $m_2 = 0$.

Полагая в (10) $X_{II} = 1$, получаем

$$X_I = \frac{(P_{II}P_I) + m_0m_2 + (m_2^2 - m_1^2)/2}{(P_IP_{II}) - m_0^2 - (P_IP_I) - m_0m_2}. \quad (11)$$

Для случая $m_2 = 0$ из (11) легко получить выражение (8).

Группа В. С. Ставинского выполнила подробные исследования инклюзивного рождения мезонов в заднюю полусферу при столкновении протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с различными ядрами от гелия до урана на синхрофазотроне в Дубне [6]. Результаты измерений показали, что сечения взаимодействия ядер можно представить следующим образом:

$$\sigma(A_I + A_{II} \rightarrow 1 + \dots) = \text{const } A_I^n G(X). \quad (12)$$

В этих измерениях были установлены важные свойства функции $G(X)$, называемой ядерной структурной функцией. Величина переменной X изменяется в пределах $0 \leq X \leq A$ (кумулятивный эффект соответствует области $X > 1$).

Рассмотрим некоторые свойства структурной функции $G(X)$.

В области $0,6 \leq X \leq 3,5$ функция $G(X)$ имеет универсальные свойства для различных ядер и может быть аппроксимирована формулой (рис. 4):

$$G(X) = A^{m(X)} \exp(-X/\langle X \rangle). \quad (13)$$

Параметр $\langle X \rangle$ не зависит в пределах ошибок измерения от квантовых чисел кумулятивных частиц и равен 0,14 с точностью 10%. По своему физическому смыслу $\langle X \rangle^{-1}$ характеризует размеры мультикварковой системы, из которой вылетают кумулятивные частицы.

Показатель экспоненты

$$m(X) = \frac{2}{3} + \frac{X}{3} \quad \text{при } 0,6 \leq X \leq 1, \quad (14)$$

$$m(X) = 1 \quad \text{при } X > 1. \quad (15)$$

Таким образом, зависимость сечений от атомного номера ядра A_{II} меняется с ростом X от обычной ($\sim A_{II}^{2/3}$) до A_{II}^1 . Зависимость типа $\sigma \sim A_{II}^1$ ожидалась на основе гипотезы о локальном и равномерном по всему объему ядра взаимодействии для кумулятивной области $X > 1$.

В области $0,6 \leq X \leq 1$ из (13) и (14) можно получить отношение структурных функций (сечений), нормированных на A_i :

$$R = \frac{\sigma(A_I A_{II} \rightarrow 1 + \dots)/A_{II}}{\sigma(A_I A_{III} \rightarrow 1 + \dots)/A_{III}} \sim \left(\frac{A_{II}}{A_{III}} \right)^{(X-1)/3}. \quad (16)$$

Из (16) видно, что доля кварков с $X = 0,6-1,0$ на нуклон в тяжелом ядре ($A_{II} > A_{III}$) меньше, чем в легком.

Этот эффект впервые наблюдался в опытах В.С. Ставинского [7]. Была изучена X -зависимость сечения рождения пионов (на нуклон) на ядрах свинца, дейтерия и алюминия (рис. 5). Найдено, что $d\sigma(\text{Pb})/d\sigma(A) < 1$ при $X < 1$ в соответствии с обсужденной выше зависимостью показателя m от X . В области $X > 1$ отношение структурной функции ядер свинца к структурной функции дейтрона много больше единицы. Это происходит благодаря тому факту, что в дейтроне нет кварковых конфигураций более чем двух нуклонов. Отношение сечений на нуклон для ядер свинца и алюминия приблизительно равно единице для $X > 1$. Этот эффект был также подтвержден и в глубоко-неупругих μA -взаимодействиях при $E_\mu \leq 280$ ГэВ с использованием дейте-

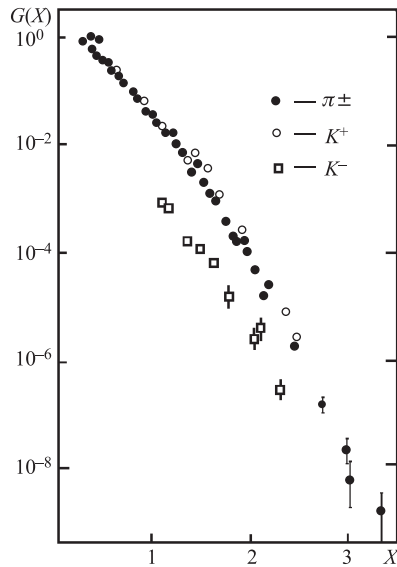


Рис. 4. Зависимость $G(X)$ для процесса рождения π^{+-} , π^{-} , K^{+-} , K^{-} -мезонов в заднюю полусферу под действием протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с на свинцовой мишени от кумулятивного числа X

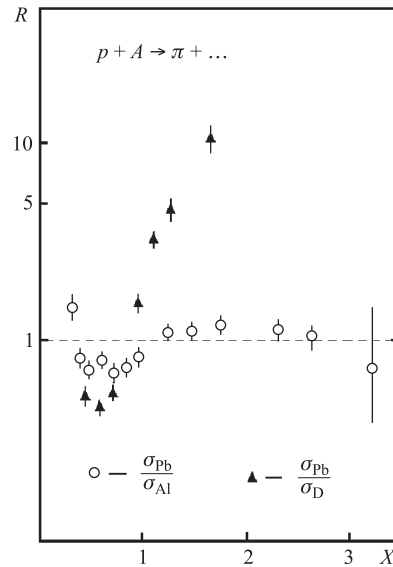


Рис. 5. Зависимость отношения сечений рождения пионов на ядрах свинца (Pb), дейтерия (D) и алюминия (Al) от кумулятивного числа X

риевой и железной мишеней в CERN Европейской мюонной коллаборацией ЕМС [8].

На рис. 6 приведены экспериментальные данные по отношению структурных функций для разных частиц. Данные при $X > 1$ получены из кумулятивного рождения [6], данные при $X < 1$ — из работы [9]. Видны следующие закономерности для кумулятивных процессов.

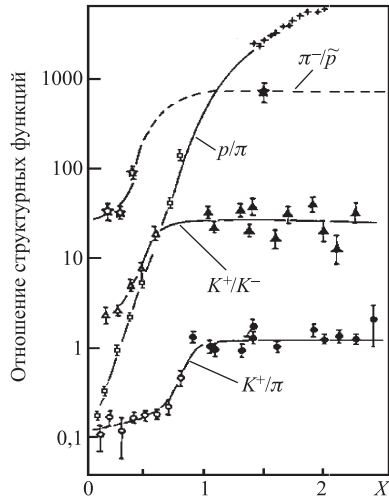


Рис. 6. Отношение кварк-партоновых структурных функций с образованием различных вторичных частиц для средних и тяжелых ядер в зависимости от кумулятивного числа X

входящих в исходные ядра. Этот эффект иногда называют подавлением морских кварков.

Экспериментальные данные о сечениях рождения пионов для различных углов испускания [10, 11] позволили изучить зависимость сечения кумулятивного рождения от квадрата поперечного импульса $p_T^2(\theta)$. Найденная зависимость оказалась довольно слабой, что указывает на факторизацию сечений по переменным X и p_T :

$$\sigma(A_I + A_{II} \rightarrow 1 + \dots) = \text{const } A_I^n G(X) \phi(p_T^2), \quad (17)$$

где

$$\phi(p_T^2) = 0,9 \exp(-2,7 p_T^2) + 0,1. \quad (18)$$

1.3. Множественные процессы в пространстве четырехмерных скоростей. Современное описание множественного рождения частиц основано на инклюзивном подходе, развитом А. А. Логуновым с сотрудниками [12].

А. М. Балдин предложил изучать столкновения релятивистских ядер в пространстве четырехмерных скоростей [13], так как это дополняет инклюзивный подход к множественным процессам, сформулированный в [12], и позволяет использовать всю доступную информацию. В этом подходе он ввел инвариантные, безразмерные и измеримые переменные b_{ik} , являющиеся квадратом разности четырехмерных скоростей между любыми частицами, участвующими во взаимодействии:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2, \quad (19)$$

где u_i и u_k — четырехмерные скорости частиц.

С помощью этой переменной оказалось возможным дать удобную и наглядную классификацию ядерных взаимодействий [14].

1) Область $b_{ik} \approx 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как систем из слабосвязанных нуклонов. Это область классической ядерной физики.

2) Область $0,1 < b_{ik} < 1$ является промежуточной. В этой области кварковые степени свободы начинают играть существенную роль в перестройке адронных систем.

3) В области $b_{ik} \gg 1$ нуклоны утрачивают значение квазичастиц ядерной материи и ядра следует рассматривать как кварк-глюонные системы.

Физический смысл критерия 3 состоит в следующем: при достаточно больших относительных четырехмерных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объект i , и кварками, входящими в объект k , существенно ослабевает. В связи с этим появляется возможность использовать в этой области теорию возмущений.

Было показано, что асимптотический режим (деконфайнмент) начинает проявляться уже при $b_{ik} > 5$, что соответствует энергии налетающего ядерного пучка на неподвижную мишень 3,5А ГэВ. Это означает, что проявления кварк-глюонной структуры ядер можно было изучать при энергии синхротронотрона в Дубне, который обладал энергией ядер 4,5А ГэВ.

Основной смысл перехода к пространству четырехмерных скоростей состоит в том, что в переменных b_{ik} можно сформулировать достаточно общие асимптотические закономерности, которые управляют множественными процессами.

В пространстве четырехмерных скоростей А. М. Балдиным был введен принцип ослабления корреляций. Принцип ослабления корреляций (ПОК) впервые был предложен Н. Н. Боголюбовым [15] в статистической физике как универсальное свойство распределений вероятности положения частиц в обычном пространстве-времени (\mathbf{r}, t) . Принцип основан на интуитивном представлении о том, что корреляция между пространственно отдаленными частями макроскопической системы практически исчезает и выражение, характеризующее систему частиц, распадается на множители. ПОК, предложен-

ный А. М. Балдиным, формулируется в пространстве относительных четырехмерных скоростей. В силу дополненности r_{ik} и b_{ik} ПОК А. М. Балдина прямо противоположен ПОК Н. Н. Боголюбова. Последний выполняется при $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^2 \rightarrow \infty$, а ПОК А. М. Балдина — при $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^2 \rightarrow 0$, что соответствует асимптотической свободе кварков на малых расстояниях.

Таким образом, если есть группа частиц α и группа частиц β в пространстве четырехмерных скоростей, то при удалении этих групп друг от друга, т. е. при $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$, распределение W , характеризующее систему, имеет вид

$$W(b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty) = W_\alpha W_\beta, \quad (20)$$

где W_α и W_β — распределения, характеризующие системы α и β .

Предельная фрагментация ядер представляет собой частный случай принципа при $\alpha = I$ и $\beta = II$. Сечение образования мезонов

$$\frac{d^2\sigma}{db_{II}dX_1} \rightarrow F^I F^{II}(b_{II}, X_1). \quad (21)$$

Из (21) видно, что в распределении выделяется множитель, не зависящий от начального состояния. Отсюда, в частности, следует, что для изучения инвариантных функций $F^{II}(b_{II}, X_1)$ нет необходимости ускорять ядра.

Как показала большая серия экспериментов, предельная фрагментация ядер реализуется уже при $b_{ik} > 5$. Универсальная величина $F^{II}(b_{II}, X_1)$ в (21) в соответствии с ПОК практически не зависит от свойств ядра или частицы I.

ПОК позволяет ввести понятие изолированной системы. Пусть V_α — средняя точка системы (группы) частиц, u_i — четырехмерная скорость i -й частицы, входящей в систему, а u_k — четырехмерная скорость k -й частицы, не относящейся к системе.

Назовем систему изолированной, если $b_{\alpha i}$ для всех частиц, входящих в систему, много меньше $b_{\alpha k}$ для всех не относящихся к системе частиц:

$$b_{\alpha k} \gg b_{\alpha i} < 1. \quad (22)$$

Согласно ПОК, взаимодействие и корреляции частиц, входящих в систему, с частицами, не входящими в систему, пренебрежимо малы. Введенные выше функции F^α и F^β и, в частности, F^I и F^{II} описывают изолированные системы. Важным примером изолированных систем являются струи.

В описываемом подходе струя рассматривается как группа (кластер) адронов с малыми относительными четырехмерными скоростями b_{ik} .

Осью струи мы предлагаем назвать единичный четырехмерный вектор $V(V_0, \mathbf{V})$:

$$V = \frac{\sum_i u_i}{\sqrt{\left(\sum_i u_i\right)^2}}. \quad (23)$$

По определению

$$V_0^2 - \mathbf{V}^2 = 1. \quad (24)$$

Суммирование в (23) ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц (кластеру).

Определим четырехмерную скорость частицы относительно оси струи:

$$b_k = -(V - u_k)^2. \quad (25)$$

Определение оси струи (24) получается из требования минимального значения суммы $\min_k \sum_k b_k$ для частиц струи и условия (25). Распределение самих струй по отношению к оси реакции можно исследовать по переменным:

$$\begin{aligned} b_{SII} &= (V - u_{II})^2, \\ b_{SI} &= (V - u_I)^2. \end{aligned} \quad (26)$$

Таким образом, в этом определении адронных струй не используются выделенные системы координат, продольные быстроты, поперечные импульсы и т. п. Струи определены полностью релятивистски-инвариантным способом без привлечения таких понятий, как «сферисити» или «траст».

В отличие от обычного трехмерного описания струй в данном описании струи являются четырехмерными объектами, аналогичными адронам. Существенное отличие адронов от струй состоит в том, что для струй средние величины относительных четырехмерных скоростей частиц в струе составляют $\langle b_k \rangle \approx 1$, а для адронов и ядер, рассматриваемых как кварк-глюонные кластеры, справедливо соотношение $\langle b_k \rangle \ll 1$.

Струя четко выделяется только в том случае, если ее скорость по отношению к сталкивающимся частицам b_{SI} и b_{SII} удовлетворяет условию

$$\begin{aligned} b_{SI} &> \langle b_k \rangle, \\ b_{SII} &> \langle b_k \rangle. \end{aligned} \quad (27)$$

При $b_{ik} \rightarrow \infty$ наступают асимптотические режимы, характеризующиеся убыванием распределений вероятности (сечений) $\sigma(b_{III}, b_{Ii}, b_{IIi}, b_{ik}, \dots)$ с ростом b_{ik} и разделением (факторизацией) σ на множители, относящиеся к различным группам (кластерам) вторичных частиц (ПОК). Существование асимптотических режимов и справедливость ПОК для сечений σ является следствием существования характерной корреляционной длины в пространстве

относительных четырехмерных скоростей $b_2^k \approx 1-2$, которая соответствует масштабу кварковых явлений. В то же время в пространстве четырехмерных скоростей, как отмечалось ранее, должна существовать корреляционная длина $b_1^k \sim 0,01$, характеризующая масштаб нуклонных (ядерных) явлений. Таким образом, при $b_{ik} \gg b_1^k$ функция σ должна обладать асимптотическими свойствами. Асимптотический режим в поведении функции σ по аналогии с механикой сплошных сред можно рассматривать как проявление автомодельности распределений σ . Автомодельность решений механики сплошных сред означает уменьшение числа аргументов исследуемой функции за счет существенности только некоторых комбинаций независимых переменных. Эти комбинации называются параметрами подобия. Фиксируя параметры подобия, нетрудно убедиться, что при изменении других аргументов решение остается неизменным, подобным самому себе (автомодельным). Уменьшение числа аргументов обычно связано с существованием у задачи группы симметрии. В этом случае параметрами подобия являются инварианты группы. Частным, но наиболее успешно применяемым методом нахождения автомодельных решений служит размерный анализ, основой которого является требование, чтобы решение зависело только от безразмерных комбинаций, инвариантных по отношению к выбору единиц измерения величин, обладающих независимой размерностью.

В пространстве четырехмерных относительных скоростей с самого начала имеют дело с безразмерными релятивистски-инвариантными величинами b_{ik} , и при формулировке принципа автомодельности исходят не из соображений размерности, а из условия существования асимптотического предела сечений при некоторых $b_{ik} \rightarrow \infty$. Бесконечность следует понимать как «физическую бесконечность», т. е. как величину, позволяющую провести разложение функции по степеням $1/b_{ik}$. Тем самым коэффициенты разложения оказываются автомодельными по этой переменной. Такие свойства решений иногда называют автомодельностью второго рода, а соответствующие зависимости называются промежуточными асимптотиками. Иными словами, сечение процесса в пространстве относительных четырехмерных скоростей b_{ik} можно представить в виде функции следующих переменных:

$$\sigma(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha i}, b_{\beta i}, \dots, b_{ik}, \dots) \xrightarrow{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \frac{1}{(b_{\alpha\beta})^m} \sigma_m \left(b_{\alpha i}, \frac{b_{\beta i}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right). \quad (28)$$

Параметр m находится из эксперимента или предсказывается теорией. Таким образом, масштабная инвариантность является частным случаем автомодельности второго рода. Формулировка принципа автомодельности и принципа ослабления корреляций позволяет предложить общую параметризацию сечений множественных процессов в пространстве относительных

четырёхмерных скоростей:

$$\sigma(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha i}, b_{\beta i}, b_{\alpha k}, b_{\beta k}, \dots) \xrightarrow{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \frac{1}{(b_{\alpha\beta})^m} \sigma_{\alpha} \left(b_{\alpha i}, \frac{b_{\beta i}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right) \sigma_{\beta} \left(b_{\beta i}, \frac{b_{\alpha i}}{b_{\alpha\beta}}, \dots \right). \quad (29)$$

На рис. 7 показаны распределения π^- -мезонов по величине b_k , определяемой выражением (25), нормированные по площади на единицу, для π^-p -, π^-C - и pp -взаимодействий в областях фрагментации пучка и мишени. Рисунок указывает на универсальный характер распределений π^- -мезонов в струях по b_k , форма которых в широких пределах не зависит от энергии и типа взаимодействия.

Таким образом, анализ распределений π^- -мезонов по величине b_k в струях показывает замечательную универсальность этих распределений, не зависящую ни от энергии взаимодействия в области от 22,4 до 205 ГэВ, ни от типа фрагментирующей системы ($p, \pi, \bar{p}, C, \dots$). Среднее значение $\langle b_k \rangle \approx 4$ характеризует квадрат средней четырехмерной скорости π^- -мезонов относительно оси струи при фрагментации различных кварковых объектов.

Важный результат совместного анализа свойств адронных струй в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях представлен на рис. 8, где можно видеть среднее значение квадрата четырехмерной скорости отрицательных пионов $\langle b_k \rangle$ относительно оси струй, образующихся в различных процессах, в зависимости от энергии в системе центра масс взаимодействия E . С увеличением энергии размеры струй растут и при $E \geq 10$ ГэВ практически не зависят от энергии. Полученные результаты означают, что адронизация цветных партонов практически не зависит от динамики их образования и определяется их взаимодействием с КХД-вакуумом.

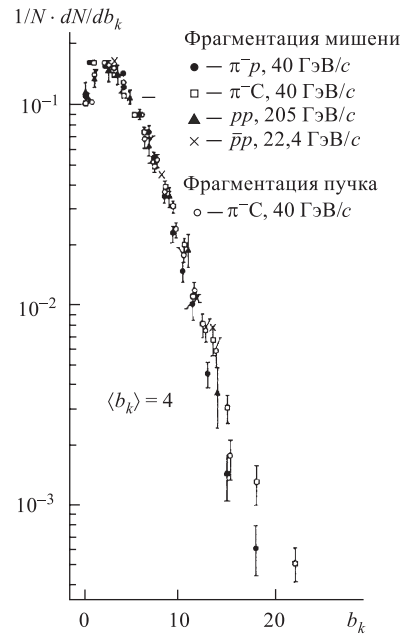


Рис. 7. Распределения π^- -мезонов по величине b_k в струях, образующихся в области фрагментации пучка и мишени, для различных типов взаимодействий

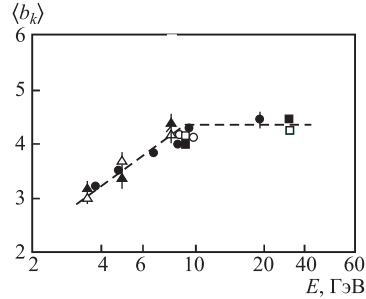


Рис. 8. Зависимость $\langle b_k \rangle$ от энергии E в системе центра масс для pp -, $\bar{p}p$ -, π^-p -, π^-C -взаимодействий. Светлые точки — фрагментация пучка; темные — фрагментация мишени

Использование А. М. Балдиным принципов симметрии позволило ему ввести параметр подобия Π для ядерных взаимодействий [16, 17]:

$$\Pi = \min \left\{ \frac{1}{2} [(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2]^{1/2} \right\}, \quad (30)$$

где N_I и N_{II} — кумулятивные числа для ядер I и II, а u_I и u_{II} — четырехмерные скорости этих ядер. Оказалось, что инвариантные сечения выхода инклюзивных частиц различного типа при взаимодействии ядер с атомными номерами A_I и A_{II} описываются универсальной закономерностью в широком диапазоне энергий и атомных номеров сталкивающихся ядер:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp \left(-\frac{\Pi}{C_2} \right), \quad (31)$$

где $\alpha(N_I) = 1/3 + N_I/3$; $\alpha(N_{II}) = 1/3 + N_{II}/3$; $C_1 = 1,910^4 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}$; $C_2 = 0,125 \pm 0,002$.

Используя закон сохранения четырехмерного импульса, А. М. Балдин и А. И. Малахов нашли аналитическое выражение для параметра Π для центральной области быстрой инклюзивной частицы [18]. Это позволило им предсказать, например, отношение выходов античастиц и частиц в зависимости от энергии, в том числе и в асимптотической области. Эти предсказания довольно хорошо подтверждаются экспериментальными данными вплоть до последних данных, полученных на недавно запущенном в США коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC.

Более детально некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц в рассматриваемом подходе можно найти в обзоре [19].

1.4. Асимптотические закономерности рождения частиц — z -скейлинг.

Принцип автомодельности в физике элементарных частиц впервые был сформулирован В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе [20]. В Лаборатории высоких энергий проводятся экспериментальные и теоретические исследования по поиску общих закономерностей рождения частиц в протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Это направление исследований для кумулятивных процессов было начато и систематически развивалось А. М. Балдиным и В. С. Ставинским с сотрудниками [4].

Продолжая научные традиции по поиску общих закономерностей в рождении частиц в протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, сотрудники ЛВЭ в 1996 г. предложили и в настоящее время развивают новый подход. Это метод анализа экспериментальных данных по поиску и изучению новых закономерностей рождения частиц с большими

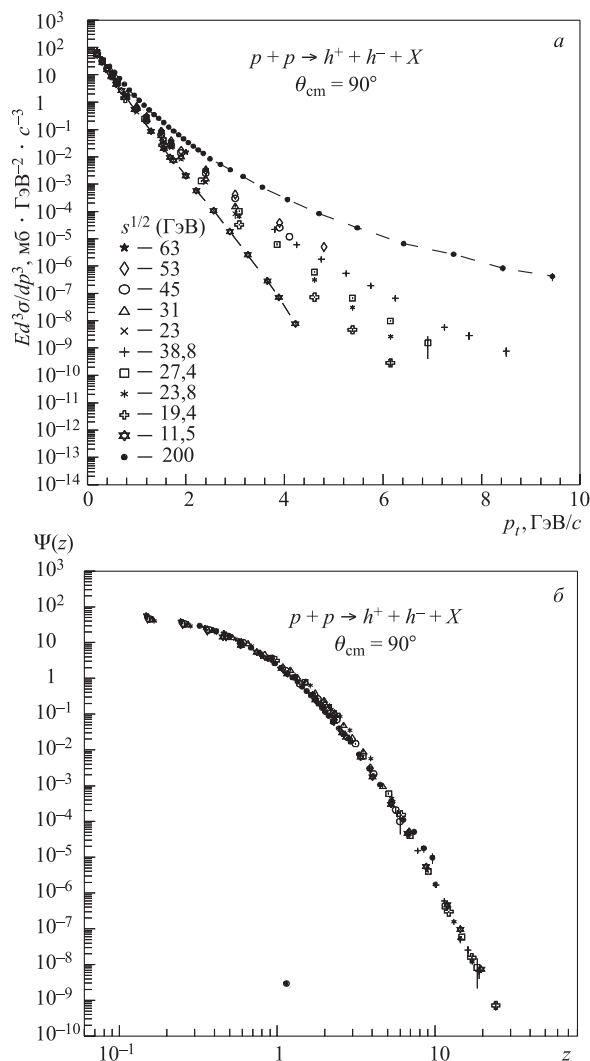


Рис. 9. а) Инклюзивное сечение рождения заряженных адронов в pp -взаимодействиях на У-70, ISR, Tevatron и RHIC при энергии в системе центра масс реакции $\sqrt{s} = 11-1800$ ГэВ. б) Соответствующая скейлинговая функция

поперечными импульсами во взаимодействиях адронов и ядер высоких энергий [21–24].

Результаты анализа многочисленных экспериментальных данных, полученных на ускорителях У-70 (Протвино), ISR и SPS (CERN), Tevatron (Батавия), по рождению адронов, прямых фотонов и струй в широком диапазоне энергий и переданных импульсов показали, что установлена новая закономерность в рождении частиц, названная z -скейлингом (рис. 9).

Эта закономерность отражает фундаментальные свойства симметрии взаимодействия и образования частиц, такие как самоподобие, локальность и фрактальность. Новое представление экспериментальных данных — z -представление — обнаруживает свойства энергетической и угловой независимости и подтверждает универсальность механизма формирования частиц, описываемого скейлинговой функцией $\Psi(z)$ (явное выражение для этой функции приведено, например, в [24]). Эта функция имеет физическую интерпретацию плотности вероятности образования реальной частицы на длине формирования z . Как сама скейлинговая функция, так и параметр z выражаются через экспериментально измеряемые величины, инвариантное сечение $Ed^3\sigma/dp^3$ и плотность заряженных частиц $dN/d\eta$, что позволяет проводить модельно-независимый анализ экспериментальных данных и предсказательные расчеты выходов частиц.

Новые экспериментальные данные, полученные на коллайдере релятивистских ядер и поляризованных протонов (RHIC) и протон-антипротонном коллайдере Tevatron, подтвердили z -скейлинг в новой области энергий.

Таким образом, получены убедительные аргументы, свидетельствующие о том, что установленная закономерность может быть использована как инструмент в поиске новых физических явлений при рождении частиц в столкновениях адронов и ядер при экстремально высоких энергиях, плотностях частиц и поперечных импульсах на У-70, Tevatron, RHIC и LHC.

2. УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ЛАБОРАТОРИИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ускорительный комплекс ЛВЭ является одной из основных базовых установок ОИЯИ. Оборудование предназначено для генерации протонов, дейтронов, поляризованных дейтронов (а также вторичных поляризованных протонов и нейтронов) и ядер с энергией легких ядер до 6 ГэВ/нуклон (для тяжелых ядер — до 5 ГэВ/нуклон). Схема ускорительного комплекса, включающего старый ускоритель — синхрофазотрон и новый сверхпроводящий — нуклотрон, представлена на рис. 10, а внешний вид нуклотрона — на рис. 11.

Исследования, проводившиеся ранее на синхрофазотроне, в настоящее время переведены на новый ускоритель — нуклотрон.

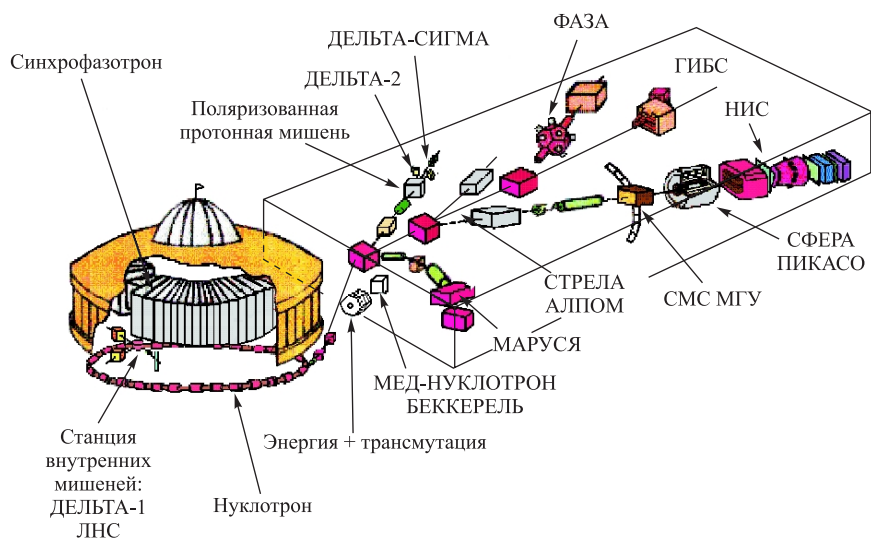


Рис. 10. Схема ускорительного комплекса ЛВЭ

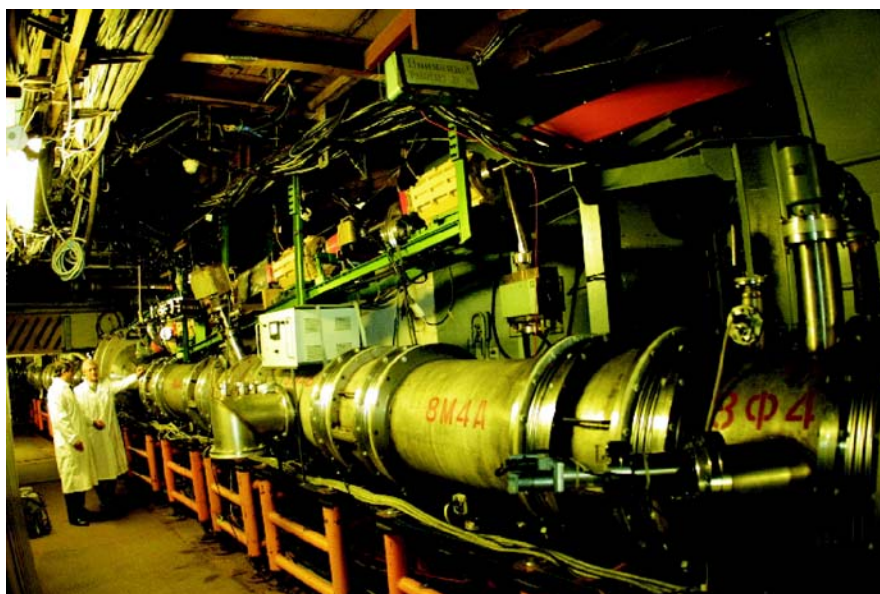


Рис. 11. Внешний вид нуклотрона ЛВЭ

Ускорительный комплекс лаборатории включает:

- сверхпроводящий ускоритель — нуклотрон;
- линейный ускоритель ЛУ-20;
- электронно-лучевой источник высокозарядных ионов;
- лазерный источник легких ионов;
- источник поляризованных дейтронов ПОЛЯРИС;
- источник тяжелых ионов КРИОН-2;
- систему медленного вывода пучков;
- систему каналов выведенных пучков;
- комплекс внутренних мишеней;
- криогенное оборудование.

Расположение основных установок для проведения физических экспериментов на внутренних и выведенных пучках нуклотрона показано на рис. 10.

Нуклотрон был введен в строй в 1993 г. Он создан с использованием уникальной технологии сверхпроводящих магнитных систем, которые были предложены и разработаны в Лаборатории высоких энергий [25]. Эксперименты с использованием внутренних пучков нуклотрона начались в 1994 г. Методические и физические работы на выведенных пучках нуклотрона проводятся регулярно с 1999 г., когда был впервые получен выведенный пучок с помощью системы медленного вывода пучка, созданной на основе сверхпроводящих элементов. Некоторые параметры пучков нуклотрона приведены в табл. 1 [26].

Таблица 1. Некоторые параметры пучков нуклотрона

Пучок	Интенсивность, част./цикл		Пучок	Интенсивность, част./цикл	
	2003 г.	2006 г.		2003 г.	2006 г.
p	$1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	^{16}O	$7 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$
d	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	^{24}Mg	$1 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$
^4He	$3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	^{40}Ar	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$
^7Li	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	^{56}Fe	$1,2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^7$
^{10}B	$2,3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	^{84}Kr	—	$5 \cdot 10^6$
^{12}C	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{10}$	^{131}Xe	—	$1 \cdot 10^6$
^{14}N	$1 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	$d \uparrow$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$

Длительность выведенного пучка нуклотрона достигает 10 с, при этом пульсации интенсивности существенно подавлены системой обратной связи (рис. 12).

В ЛВЭ имеется хорошая перспектива получения ускоренных тяжелых ионов благодаря разработке в группе Е. Д. Донца уникального источника тяжелых ионов на основе открытого им метода электронной струны. Недавний

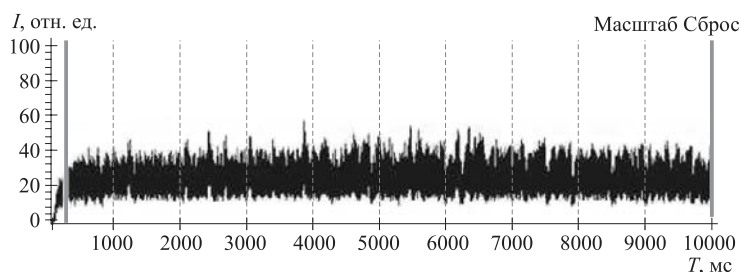


Рис. 12. Интенсивность пучка выведенных из нуклотрона дейтронов как функция времени с управлением от системы обратной связи

прогресс в получении ионного пучка Ar^{16+} и Fe^{24+} на нуклотроне связан с успехом в создании нового типа ионного источника КРИОН-2 в «струнной моде работы» [27]. Этот тип ионного источника, названного ESIS (Electron String Ion Source), использует многократные продольные отражения электронов в дрейфовом пространстве источника. Исследование отражательной моды работы EBIS, основанной на специально созданной электронной пушке и электронном отражателе, привело в результате к открытию и изучению явления электронной струны и позволило реконструировать существующий источник КРИОН-2 и применить его на нуклотроне.

Новый источник дал возможность получить пучки ионов N^{6+} , N^{7+} , Ar^{16+} и Fe^{24+} в сеансах нуклотрона в 2002 и 2003 гг. Планируется дальнейшее продолжение этих работ с целью получения ионов золота и урана на нуклотроне с энергией до 5 А ГэВ.

Более подробная информация об ускорительном комплексе ЛВЭ вместе с планом развития нуклотрона в течение ближайших лет приведена в [25, 26, 28, 29].

2.1. Поляризованные пучки и поляриметр для внутреннего пучка нуклотрона. Одно из приоритетных направлений исследований в ЛВЭ — спиновая физика. В декабре 2002 г. на нуклотроне был впервые ускорен пучок поляризованных дейтронов от источника ПОЛЯРИС (введенного в эксплуатацию еще в 1981 г. на синхрофазотроне, см., например, [30] и приведенные там ссылки) с интенсивностью до 10^8 част./цикл. Использование вновь создаваемого источника на нуклотроне позволит получить выведенные пучки поляризованных дейтронов с интенсивностями до $5 \cdot 10^{10}$ част./цикл.

Необходимым элементом в экспериментах с поляризованными пучками является возможность измерения степени поляризации ускоренного пучка. Для этой цели на ускорительном комплексе используются четыре типа поляриметров. Одни из них, низкоэнергетические поляриметры, предназначены для измерений векторной и тензорной поляризаций дейтронного пучка на

выходе из линейного ускорителя, другие позволяют определить степень поляризации выведенного из камеры ускорителя пучка частиц.

Новый прибор, использующий внутреннюю мишень нуклотрона (установка PINTA — Polarimeter on Internal TArget), был создан недавно на базе спектрометра СКАН [31]. Для определения поляризации пучка применен хорошо изученный метод измерения асимметрии квазиупругого pp -рассеяния при взаимодействии ускоренных дейтронов с ядрами водорода.

Экспериментальная установка состоит из дистанционно управляемой мишенной станции [32] с полиэтиленовой и углеродной мишенями и четырех сцинтилляционных телескопов (рис. 13). Основу аппаратуры составили два мониторных телескопа F_L и F_R спектрометра, установленных под углом 14° слева и справа от теплого участка кольца ускорителя. Для выделения протонов отдачи установка была дополнена двумя телескопами B_L и B_R , которые были выставлены под углами $\pm 68^\circ$. Углы 14 и 68° были выбраны исходя из кинематических параметров реакции квазиупругого pp -рассеяния, когда анализирующая способность реакции максимальна.

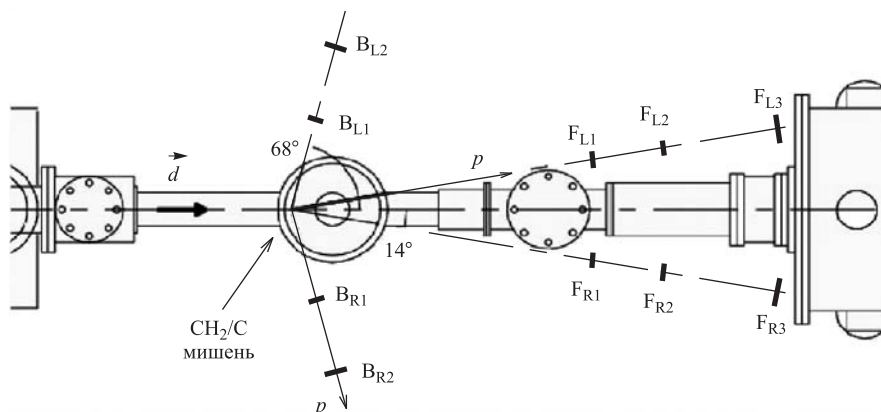


Рис. 13. Схема поляриметра PINTA

Поляризация пучка P_B для неполяризованной мишени записывается следующим образом:

$$P_B = \frac{1}{A_{yy}} \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (32)$$

где N^+ , N^- — интенсивность (число зарегистрированных событий) в зависимости от знака и величины поляризации пучка; A_{yy} — анализирующая способность упругого pp -рассеяния.

С помощью этой аппаратуры была измерена степень поляризации векторно-поляризованного пучка дейтронов при нескольких значениях импульсов

ускоренных дейтронов от 3 до 5 ГэВ/с. Было показано, что поляриметр PINTA позволяет проводить измерения за короткое время при относительно малой интенсивности пучка дейтронов (например, при первичной интенсивности 10^9 для измерений с точностью 1% требуется около 10 мин) и работать одновременно с другими пользователями. Эти результаты (поляризация $\sim 0,55-0,60$) находятся в хорошем согласии с данными, полученными при независимом измерении поляризации пучка на поляриметре, работавшем на выведенном пучке.

2.2. Ядерные пучки нуклотрона. Большой прогресс в последние годы был достигнут при ускорении пучков ионов на нуклотроне. Так, например, были ускорены пучки ядер ^{12}C , ^{24}Mg и ^{10}B с интенсивностями до $8 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^8$ и $1 \cdot 10^5$ част./цикл соответственно, а затем впервые были ускорены ионы $^{40}\text{Ar}^{16+}$ с кинетической энергией $\sim 1\text{A}$ ГэВ и интенсивностью $1,4 \cdot 10^6$ част./цикл. Работы с ускорением ионов промежуточной массы успешно продолжаются, были ускорены и выведены из ускорителя ионы железа $^{56}\text{Fe}^{24+}$ с кинетической энергией 1А ГэВ и с интенсивностью $5 \cdot 10^5$ част./цикл. На рис. 14 приведена фотография взаимодействия ускоренного иона ^{56}Fe в ядерной эмульсии. Слева виден трек ядра-снаряда иона железа с большим числом δ -электронов, в центре наблюдается звезда, состоящая из фрагментов столкнувшихся ядер и вторичных частиц.

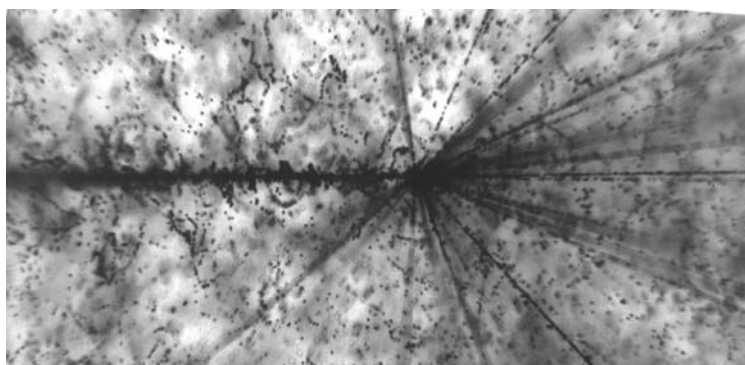


Рис. 14. Результат столкновения ядра ^{56}Fe с ядром вещества эмульсии при 1А ГэВ

Параллельно с ускорением ионов промежуточной массы регулярно проводятся работы по ускорению легких стабильных и радиоактивных ядер, таких как ^9Be , ^8B , ^{10}B , ^{11}B , ^9C и других, с целью изучения их кластерной структуры.

В ближайшем будущем, как было отмечено выше, планируется увеличение массы ускоряемых ядер вплоть до массы ядер Au и U с энергией

до 5А ГэВ. Эти планы тесно связаны с возможностью изучения сигналов фазового перехода из адронной материи в кварк-глюонную плазму через промежуточную смешанную фазу.

3. НЕКОТОРЫЕ ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ

Ряд экспериментов по поиску коллективных эффектов в ядрах был описан в разд. 1. Вслед за первым экспериментом по обнаружению кумулятивного эффекта группой В. С. Ставинского в ЛВЭ ОИЯИ в 1973 г. [2] последовало его детальное исследование не только в ОИЯИ, но и в других научных центрах [33–35]. Для иллюстрации на рис. 15 приведена энергетическая зависимость одного из параметров, характеризующих кумулятивный эффект, T_0 — параметр наклона энергетической зависимости сечения образования пионов для $p + \text{Cu}$ -столкновений в направлении назад в лабораторной системе [33]. Инвариантное сечение аппроксимировалось следующим выражением:

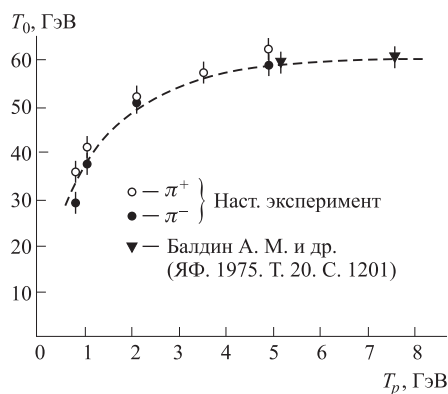


Рис. 15. Зависимость параметра T_0 для пионов под углом 180° для $p + \text{Cu}$ -столкновений от энергии налетающих протонов T_p

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \exp\left(-\frac{T_\pi}{T_0}\right), \quad (33)$$

где T_π — кинетическая энергия рожденных пионов. Хорошо видна закономерность выхода T_0 на асимптотический режим в районе энергий 4–5 ГэВ. Это может указывать на то,

что в области энергий ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ начинает проявляться кварк-глюонное строение ядерной материи, т. е. происходит переход от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы.

Следует отметить, что исследования свойств кумулятивного эффекта интенсивно продолжались на синхрофазотроне также с использованием пучков поляризованных частиц (п. 3.1). В п. 3.2 будут представлены некоторые интересные результаты по обнаружению новых резонансных состояний при анализе снимков с однометровой водородной и двухметровой пропановой пузырьковых камер. Параллельно проводилось исследование ядро-ядерных столкновений с целью изучения механизма множественного образования частиц и их распада (п. 3.3).

Обзор последних результатов, полученных на синхрофазотроне до 2001 г., приведен в работах [19, 36]. Там же дана и ссылка на обзор [37] с информацией о более ранних работах, выполненных на ускорительном комплексе ЛВЭ. В дополнение к этому далее будут представлены некоторые интересные результаты последних лет.

3.1. Спиновые явления. Главной целью эксперимента ДЕЛЬТА-СИГМА (руководители Л. Н. Струнов и В. И. Шаров) было изучение нуклон-нуклонных взаимодействий с использованием вторичного пучка поляризованных нейтронов высокой энергии вплоть до кинетической энергии 3,7 ГэВ. Такая возможность имела в мире только на синхрофазотроне.

Квазимонохроматический пучок нейтронов получался из ускоренных и выведенных векторно-поляризованных дейтронов синхрофазотрона. Нейтроны проходили через большую поляризованную протонную мишень.

В экспериментах на синхрофазотроне в 1995–2001 гг. были получены новые данные для энергетической зависимости разницы полных сечений $\Delta\sigma_L(np)$ (рис. 16). Величины $\Delta\sigma_L(np)$ при этом измерялись как разность между полными np -сечениями для параллельных и антипараллельных поляризаций пучка и мишени, ориентированных вдоль импульса пучка. Наблюдался неожиданно быстрый спад $\Delta\sigma_L(np)$ с ростом энергии выше 1,1 ГэВ.

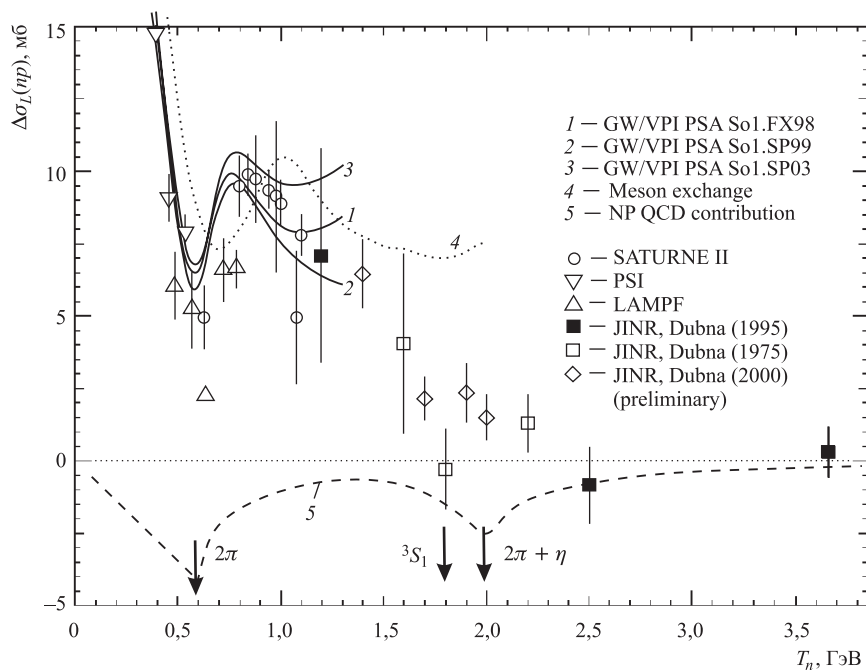


Рис. 16. Энергетическая зависимость $\Delta\sigma_L(np)$

Экспериментальные результаты сравнивались с предсказаниями обычной теории мезонного обмена NN -рассеяния (ME) и фазовым анализом (PSA). Видно, что эти оценки обеспечивают только качественное описание данных при низких энергиях и сильно расходятся с данными при энергии выше 1 ГэВ. В [39, 40] обсуждается модель непертурбативного взаимодействия между кварками, индуцированного сильными флуктуациями вакуумных глюонных полей, т. е. инстантонами. Однако вклад, зависящий от энергии, в $\Delta\sigma_L(np)$ был оценен только на качественном уровне.

Для того чтобы завершить эти исследования, планируется измерить энергетическую зависимость $\Delta\sigma_T(np)$ с поперечной поляризацией пучка нейтронов и протонов мишени. Эти эксперименты будут продолжены на нуклотроне.

В 2002 г. для проведения на установке полного опыта на уникальном пучке квазимонохроматических нейтронов по измерению одновременно с $\Delta\sigma_T(np)$ спиновых корреляций в np -перезарядке под углом 0° в л. с. к. была

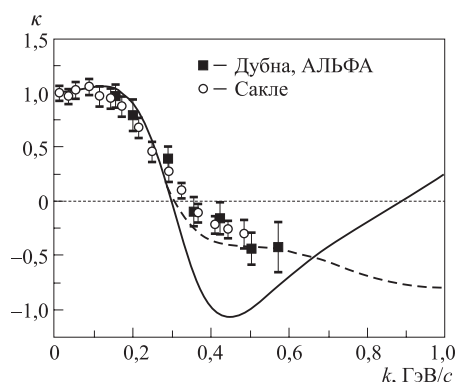


Рис. 17. Коэффициент передачи векторной поляризации κ от дейтрона к стриппинговому протону в реакции полного развала дейтрона в зависимости от k

подготовлена, смонтирована и введена в эксплуатацию система трекинга протонов. С помощью системы многопроволочных пропорциональных камер в составе магнитного спектрометра получено оптимальное выделение импульсного пика $np \rightarrow pn$ -перезарядки при кинетической энергии поляризованных нейтронов $T_n = 1,3$ и $1,5$ ГэВ.

На реконструированном спектрометре с интенсивным неполяризованным нейтронным пучком в сеансе на нуклотроне успешно измерены полные np -сечения при $T_n = 1,3$ и $1,5$ ГэВ (п. 4.2).

В эксперименте АЛЬФА на синхрофазотроне в 1992–1993 гг. изучены различные спиновые характеристики реакции фрагментации дейтрона на ядрах с вылетом протона-фрагмента вперед практически во всем доступном на этих ускорителях диапазоне энергий. Это соответствовало внутренним импульсам в дейтроне до $0,57$ ГэВ/с. Одной из измеренных характеристик был коэффициент передачи векторной поляризации κ . Его зависимость от внутреннего импульса k в дейтроне приведена на рис. 17 вместе с модельными расчетами А. Кобушкина (штриховая кривая) и с использованием парижской волновой функции дейтрона (сплошная кривая) в рамках импульсного приближения [41–44].

Видно изменение знака κ при $k \sim 0,35$ ГэВ/с. Необходимо продвижение к более высоким значениям внутреннего импульса для оценки асимптотического поведения этой величины.

Возможно продолжение этих работ на нуклотроне при условии получения выведенных пучков векторно-поляризованных дейтронов с требуемой энергией и интенсивностью пучка дейтронов (руководитель работ И. М. Ситник).

В эксперименте АЛПОМ (рук. Н. М. Пискунов) в двух сеансах синхрофазотрона в 2001 г. была измерена анализирующая способность A_y полиэтилена различной толщины в инклюзивной реакции $p \uparrow + \text{CH}_2 \rightarrow p + X$ для импульсов протонов-снарядов 3,8, 4,5 и 5,3 ГэВ/с. При этом был использован пучок поляризованных протонов, полученных от стриппинга ускоренных и выведенных векторно-поляризованных дейтронов [45].

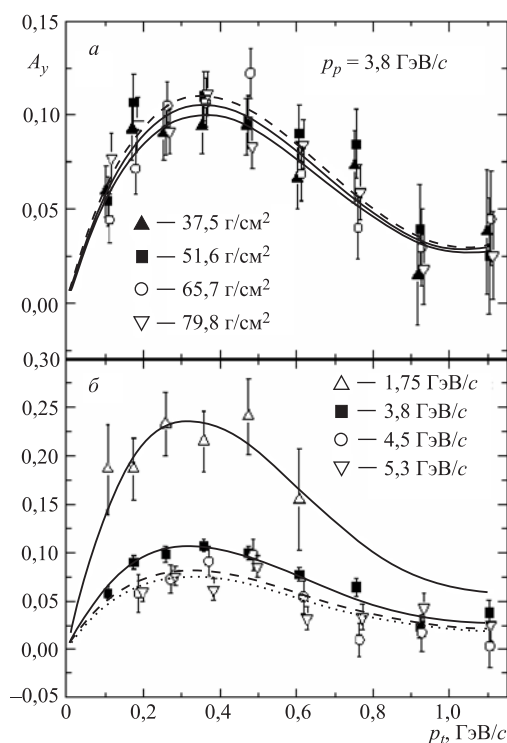


Рис. 18. Анализирующая способность A_y как функция p_t для разных толщин мишени при 3,8 ГэВ/с (а) и для разных импульсов при толщине 51,6 г/см² (б)

Было получено (рис. 18, а), что для протонов с энергией 3,8 ГэВ/с величина A_y практически не зависит от толщины материала при значениях толщины от 37 до 80 г/см². Анализирующая способность реакции $p \uparrow + \text{CH}_2 \rightarrow$

$p + X$ падает с ростом импульса первичных протонов (рис. 18, б), но она все-таки значима и при импульсах протонов 5,3 ГэВ/с.

В широкой области p_t анализирующая способность A_y для графита и полиэтилена CH_2 имеет максимум в районе $p_t = p \sin \theta \sim 0,3$ ГэВ/с.

В будущем предполагается продолжение измерений A_y для реакций $p \uparrow + \text{CH}_2(\text{C})$ с использованием поляризованных протонов на нуклотроне с импульсами до 6,5 ГэВ/с. Таких данных в мире пока нет, но они нужны, например, для проведения исследований протонных формфакторов при значениях квадратов переданных импульсов $Q^2 > 10$ ГэВ² в Лаборатории Джефферсона (США).

Совместный эксперимент Московского государственного университета и ЛВЭ ОИЯИ с использованием сцинтилляционного магнитного спектрометра (установка СМС МГУ, Москва) и эксперимент ПИКАСО на установке СФЕРА были последними исследованиями, проведенными на синхрофазотроне в конце 2002 г.

В эксперименте СМС МГУ (руководители Л. И. Сарычева и А. А. Ершов) использовался пучок поляризованных дейтронов с интенсивностью $3 \cdot 10^9$ дейтрон/цикл. Стриппинговые поляризованные протоны с энергией 2,51 и 3,0 ГэВ взаимодействовали с углеродной и медной мишенями. Основной измеряемой величиной была векторная анализирующая способность A [46].

Цель эксперимента состояла в том, чтобы измерить анализирующую способность A в рассеянии вторичных поляризованных протонов на внутриядерных нуклонах, сравнить с аналогичными измерениями величины A для рассеяния на свободных нуклонах в области энергий 1–4 ГэВ и, таким образом, проверить модельные предсказания для зависимости от энергии.

Параметр R подавления анализирующей способности $A(T)$ может быть вычислен по формуле

$$R_{pN}(T) = \frac{2A_{qe}(T)}{A_{pp}(T) + A_{pn}(T)} \quad (34)$$

для рассеяния на любых внутриядерных нуклонах либо

$$R_{pp}(T) = \frac{A_{qe}^p(T)}{A_{pp}(T)} \quad (35)$$

для рассеяния только на внутриядерных протонах. Здесь $A_{qe}(T)$ и $A_{qe}^p(T)$ — это анализирующая способность $A(T)$ для квазиупругого канала без регистрации и с регистрацией протона отдачи; $A_{pp}(T)$ и $A_{pn}(T)$ — характеристика $A(T)$ для рассеяния на свободных протонах и нейтронах и T — кинетическая энергия протонов.

В эксперименте первый случай соответствует измерению $A(T)$ протон-ядерного рассеяния с выделением квазиупругого канала посредством магнитного анализа импульса лидирующей частицы, но без какого-либо разделения

протон-протонного или протон-нейтронного взаимодействия:

$$p \uparrow + {}^{12}\text{C}({}^{64}\text{Cu}) \rightarrow p_L + p(n)_R + X. \quad (36)$$

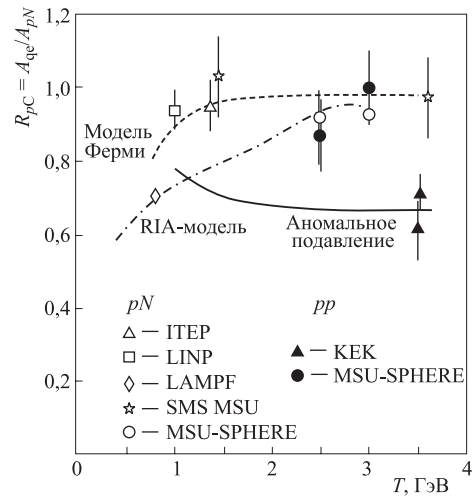
Второй случай соответствует измерению $A(T)$ протон-ядерного рассеяния с регистрацией протона отдачи:

$$p \uparrow + {}^{12}\text{C}({}^{64}\text{Cu}) \rightarrow p_L + p_R + X. \quad (37)$$

Здесь $p(n)$ означает протон (нейтрон), X — любой другой продукт реакции и индексы $L(R)$ означают левое (правое) направление рассеяния.

Энергетическая зависимость параметра R_{pC} для протон-протонного и протон-нуклонного квазиупругого рассеяния представлена на рис. 19 вместе с оценкой их асимптотического поведения. На рисунке показано сравнение с модельными оценками в рамках импульсного приближения, где предполагается слабая связанность нуклонов.

Рис. 19. Энергетическая зависимость параметра R для протон-протонного (темные значки) и протон-нуклонного (светлые значки) квазиупругого рассеяния и оценка их асимптотического поведения (сплошная линия с $R(T) \rightarrow 0,67$ для pp - и пунктирная линия с $R(T) \rightarrow 0,96$ для pN -рассеяния). Показано также сравнение с модельными оценками, полученными в рамках импульсного приближения



Перед проведением данного эксперимента на основе существующих экспериментальных данных была выдвинута гипотеза, что анализирующие способности рассеяния на внутриядерных протонах и нейтронах подавлены существенно различным образом в области кинетических энергий протонов 1–4 ГэВ. Для проверки гипотезы представлялось необходимым провести измерение обоих (R_{pN} и R_{pp}) параметров при одних и тех же экспериментальных условиях в нескольких точках по энергии в указанном диапазоне.

Это было сделано в данном эксперименте. Существенно, что в инклюзивной реакции измерялось усредненное по протонам и нейтронам значе-

ние анализирующей способности и одновременно регистрировался протон отдачи, выделяющий pp -рассеяние. Поэтому данный эксперимент чувствителен к возможному различию подавления анализирующих способностей для pp - и pn -взаимодействий.

Как видно из рис. 19, на пучке стриппинговых поляризованных протонов было впервые измерено одновременно в рамках одного эксперимента (СФЕРА ЛВЭ ОИЯИ — СМС МГУ, Москва) подавление анализирующей способности протон-нуклонного взаимодействия при рассеянии на внутриядерных нуклонах для инклюзивного взаимодействия с регистрацией только лидирующего протона и протон-протонного взаимодействия, когда протон-мишень также регистрируется детектором частиц отдачи.

Анализ полученного материала показал, что подавление анализирующей способности при исследованных энергиях не превышает 0,15 в обоих каналах и аномально большого подавления в реакции с выделением протона не наблюдается. Измеренные значения R_{pN} в совокупности с данными LAMPF при 0,8 ГэВ хорошо описываются в рамках импульсного приближения. Параметры подавления анализирующей способности на ядрах углерода и меди практически совпадают.

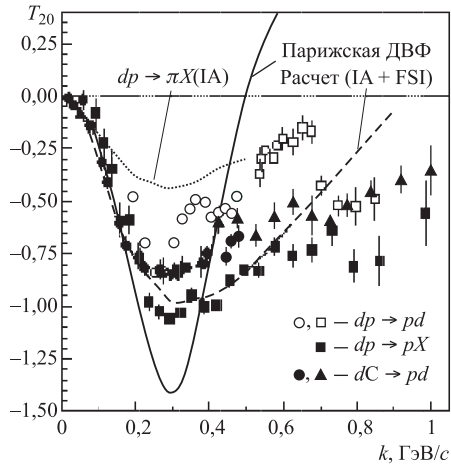
Предполагается продолжение этой программы исследований на нуклотроне с использованием в качестве первичных пучков поляризованных дейтронов и стриппинговых поляризованных протонов. Следует при этом подчеркнуть, что нигде в мире в настоящее время не существует поляризованных пучков, перекрывающих указанный диапазон энергий. Планируется провести измерения подавления анализирующей способности для квазиупругого рассеяния поляризованных дейтронов на ядрах углерода при разных энергиях вместе с изучением A -зависимости параметра R для ядер мишеней от Be до Pb и прямым измерением параметра R для протон-нейтронного рассеяния.

Второй эксперимент — ПИКАСО, проводимый под руководством Л. С. Золина, направлен на исследование спиновой структуры дейтрона при малых межнуклонных расстояниях. С целью получения такой информации ранее была выполнена серия экспериментов на пучках поляризованных дейтронов в Дубне и Сакле с использованием неполяризованных мишеней [47]. Предсказания в рамках импульсного приближения для спиновых переменных описывают экспериментальные данные только в области малых внутренних импульсов нуклонов в дейтроне $k < 0,25$ ГэВ/с.

Это хорошо видно на рис. 20, где приведены данные по T_{20} для реакций развала $d + A \rightarrow p + X$ и для упругого рассеяния назад дейтрона $d + p \rightarrow p + d$ в зависимости от значения k . Расчетная зависимость T_{20} в рамках импульсного приближения, полученная с использованием стандартной двухкомпонентной волновой функции дейтрона, основанной на парижском NN -потенциале, имеет минимум при $k = 0,3$ ГэВ/с (сплошная кривая). Учет процессов перерассеяния и взаимодействия в конечном состоянии позволяет

улучшить согласие с экспериментом, по крайней мере, при k до 0,6 ГэВ/с (штриховая кривая) [48]. Описание поведения $T_{20}(k)$ в области больших k , т. е. в области кора дейтрона, не получено.

Рис. 20. Данные по T_{20} для реакций развала $d + A \rightarrow p + X$ и для упругого рассеяния назад дейтрона $d + p \rightarrow p + d$ в зависимости от значения k . Сплошная кривая — расчет в рамках импульсного приближения с использованием парижской ДВФ; штриховая — расчет с учетом взаимодействия в конечном состоянии. Точечная кривая показывает предсказание прямого механизма для реакции $dp \rightarrow \pi(0^\circ)X$, когда кумулятивный пион рождается во взаимодействии высокоимпульсного нуклона в дейтроне с нуклоном мишени ($NN \rightarrow NN\pi$)



Эти факты мотивировали проведение измерений анализирующей способности в реакциях фрагментации дейтрона в кумулятивные мезоны.

Впервые была изучена фрагментация тензорно-поляризованных дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с в кумулятивные пионы в реакции $d \uparrow + N, C, O, Be \rightarrow \pi + X$ при углах эмиссии пионов в области 0, 135 и 180 мрад. Можно видеть сильную зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} от поперечного импульса при фрагментации тензорных поляризованных дейтронов с энергией 9 ГэВ в кумулятивные пионы (рис. 21). При увеличении поперечного импульса пиона от 0,4 до 0,8 ГэВ/с тензорная анализирующая способность A падает от 0 до -0,4. Стартовая точка падения $A_{yy}(p_t)$ соответствует кумулятивной переменной $X = 1$, что является началом кумулятивного режима. Изменение $A_{yy}(p_t)$ является линейным при обоих углах эмиссии пионов 135 и 180 мрад.

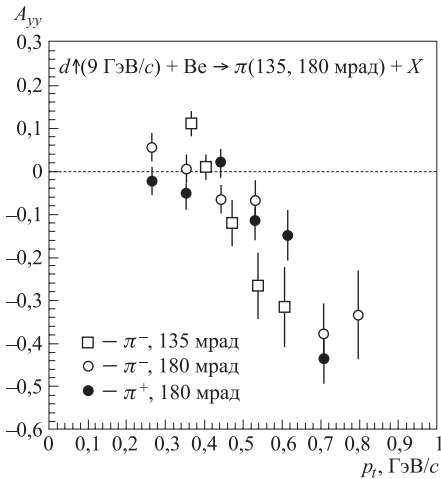


Рис. 21. Зависимость A_{yy} от поперечного импульса пионов p_t

Новые данные при импульсе дейтронов 5 ГэВ/с были получены в последнем сеансе синхрофазотрона в ноябре 2002 г. Цель последних измерений — выяснить энергетическую зависимость A_{yy} через сопоставление новых данных при 5 ГэВ/с и предшествующих данных, полученных при 9 ГэВ/с. Это важно для интерпретации механизма реакции.

Зависимость тензорной анализирующей способности A_{yy} от кумулятивной переменной X_c представлена на рис. 22. Кумулятивное число X_c равно минимальной фрагментирующей массе в единицах массы нуклона, необходимой для рождения кумулятивного пиона с импульсом q_π . При фрагментации дейтрона в пион переменная X_c изменяется от 1 до 2.

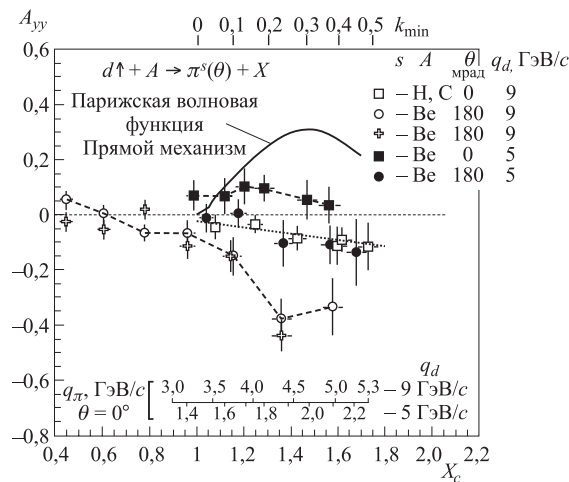


Рис. 22. Тензорная анализирующая способность A_{yy} как функция кумулятивной переменной X_c при фрагментации дейтронов с импульсами 5 и 9 ГэВ/с на мишенях H, C, O и Be. Для $\theta = 0^\circ$ показаны шкала импульсов пионов q_π и шкала минимальных внутренних импульсов k_{\min} (k_{\min} — минимальный внутренний импульс k нуклона N_i в дейтроне, необходимый для рождения пиона при соответствующем X_c в рамках прямого механизма в реакции $N_i N \rightarrow NN\pi$)

Видно, что энергетическая зависимость A_{yy} в интервале импульсов дейтронов 5–9 ГэВ/с очень значительна и при угле эмиссии пионов 0 мрад A_{yy} меняет знак. В интервале значений кумулятивной переменной X_c от 1,0 до 1,5 поведение величины A_{yy} существенно различается при энергиях 5 и 9 ГэВ/с. Значительный рост абсолютной величины A_{yy} наблюдается только при 9 ГэВ/с, что скоррелировано с большими значениями поперечного импульса пионов p_t при 9 ГэВ/с.

Поскольку p_t является ведущей переменной, управляющей поведением A_{yy} , чрезвычайно важно исследовать поведение A_{yy} при больших значениях p_t ($> 0,8$ ГэВ/с).

Цель исследований на установке МАРУСЯ (рук. А. А. Балдин) состоит в изучении редких подпороговых кумулятивных процессов и рождения антиматерии с учетом поляризации сталкивающихся объектов, извлечении событий по степени центральности и плоскости реакции на основе дополнительного измерения множественности и идентификации ядерных фрагментов, не участвующих во взаимодействии. Исследование таких процессов возможно только с применением магнитооптических спектрометров, имеющих высокий акцептанс и высокую селективность вторичных частиц. Магнитооптический спектрометр МАРУСЯ введен в строй в 2002 г. Схема установки МАРУСЯ приведена на рис. 23. Здесь М1–М3 — система мониторинга пучка; К100, ML17 — магнитные линзы; SP57, SP40 — дипольные магниты; В — система окружения мишени; PC — пропорциональные камеры; G, DM и ZDC — сцинтилляционные годоскопы, детектор множественности и адронный калориметр.

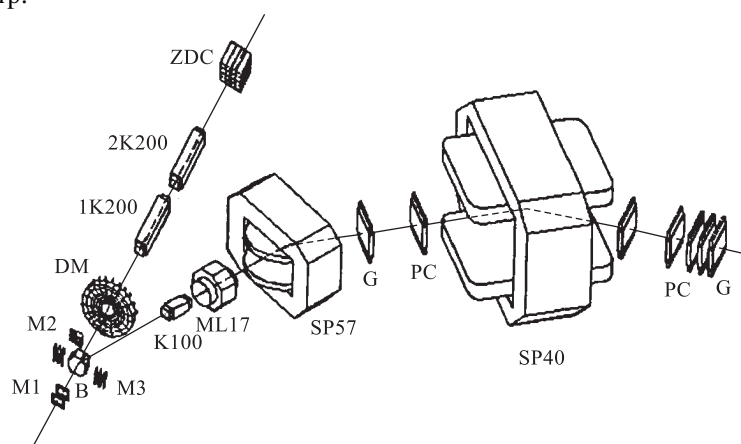
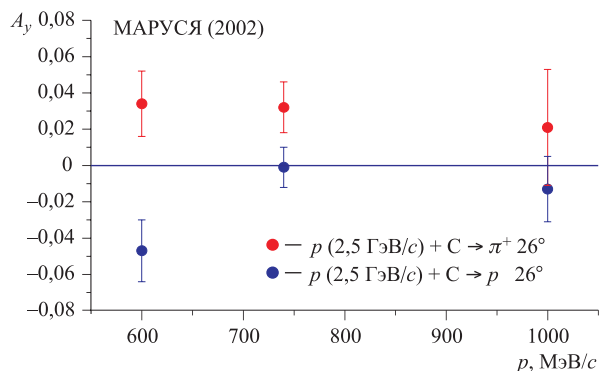


Рис. 23. Схема установки МАРУСЯ

Были проанализированы экспериментальные данные по односпиновым анализирующим способностям при рождении π^+ -мезонов, протонов и дейтронов во взаимодействиях поляризованных протонов с энергией 3,3 ГэВ/с и тензорных поляризованных дейтронов с энергией 5 ГэВ/с с углеродной мишенью на пучках синхрофазотрона. На рис. 24 приводятся основные результаты этих исследований [49].

Анализирующие способности в инклюзивных спектрах при взаимодействии поляризованного протонного (3,3 ГэВ/с) и дейтронного (5,0 ГэВ/с) пучков с ядрами углерода измерены в интервале импульсов зарегистрированных частиц 0,6–1,2 ГэВ/с под углом 26° . Видно, что в этом диапазоне импульсов векторная анализирующая способность для π^+ -мезонов падает и для протонов растет с увеличением импульса частиц.

Рис. 24. Анализирующая способность A_y для векторного поляризованного пучка

В дальнейшем предполагается продолжение работ по проекту МАРУСЯ на нуклотроне. Показано, что существующие интенсивности поляризованных пучков нуклотрона достаточны для планируемых исследований на установке МАРУСЯ.

Так, например, в декабре 2003 г. на нуклотроне уже начато экспериментальное исследование рождения антиматерии. Получены первые данные по рождению антипротонов и K -мезонов в реакциях $p + \text{Pb}$, $p + \text{Al}$. Следует подчеркнуть, что, кроме того, вторичные пучки, полученные на магнитооптическом спектрометре МАРУСЯ, обеспечивают экспериментальные условия для развития и испытания детекторов новых типов.

3.2. Наблюдение узких экзотических резонансов. После ускорения на синхрофазотроне ЛВЭ дейтронов был создан канал квазимонохроматических нейтронов, ведущий на однометровую жидководородную камеру. Для получения пучка нейтронов использовалась реакция стриппинга дейтронов на алюминиевой мишени, размещенной внутри ускорителя [50]. Канал имел уникальные характеристики ($\Delta p_n/p_n = 2,5\%$, $\Delta\Omega_n = 10^{-7}$ ср, легко регулируемая энергия пучка), что позволило с высокой степенью надежности выделять эксклюзивные каналы реакций np -взаимодействий и изучать их характеристики.

При анализе снимков с однометровой водородной и частично с двухметровой пропановой пузырьковых камер, облученных на синхрофазотроне пучками монохроматических нейтронов, группой физиков ЛВЭ под руководством Ю. А. Трояна были обнаружены экзотические типы резонансных состояний с изотопическим спином $5/2$ в системах $\Delta^{++}\pi^+$ и $\Delta^-\pi^-$, а также новые резонансы, распадающиеся на два протона или два отрицательных пиона.

Этой же группой физиков при анализе фотографий нейтрон-протонных взаимодействий при импульсе монохроматических нейтронов $5,2 \text{ ГэВ/с}$ было

установлено также существование нового семейства неизвестных ранее резонансов в системе $\pi^+\pi^-$ -мезонов с квантовыми числами σ_0 -мезона. В этом семействе наиболее статистически обеспеченный резонанс при массе $757 \text{ МэВ}/c^2$ внесен в 2000 г. в таблицы мировых данных об элементарных частицах [51]. Существование таких мезонов как квантов скалярного поля принципиально важно для теории.

Ранее, в 1994–1997 гг., Д. Дьяконов, В. Петров и М. Поляков [52] предложили развитие схемы $SU(3)$ -симметрии на состояния с положительной странностью $S = +1$. Было провозглашено существование антидекуплета $\bar{10}$, в который входят состояния (так называемые пентакварки), содержащие 5 кварков ($uudd\bar{s}$). В вершине антидекуплета стоит Θ -резонанс с массой $M = 1,530 \text{ ГэВ}/c^2$, шириной $\Gamma \leq 15 \text{ МэВ}/c^2$, гиперзарядом $Y = 2$, изотопическим спином $I = 0$, со спином-четностью $J^P = 1/2^+$.

Предсказанные свойства частиц из антидекуплета таковы, что позволяют прямой поиск эффектов. Это и сравнительно небольшие массы, и доступные для прямого измерения ширины. Гипотеза сначала очень подробно обсуждалась (и до сих пор обсуждается) теоретиками, позже появился целый ряд экспериментальных работ. Три из наших исследовательских групп занимались обработкой старого экспериментального материала, полученного в экспериментах на синхрофазотроне. При этом был обнаружен резонанс в системах nK^+ или pK_s^0 с массой $\sim 1,540 \text{ ГэВ}/c^2$ и шириной $3\text{--}25 \text{ МэВ}/c^2$ и другие резонансы в системе $K_s^0\Lambda$.

В группе Ю. А. Трояна исследованы образование и свойства барионных резонансов со странностью $S = +1$ в системе nK^+ в реакции $np \rightarrow nK^+K^-$ при импульсе падающих нейтронов $p_n = (5,20 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$. Обнаружен ряд особенностей в спектре эффективных масс указанной системы [53].

На рис. 25 приведена одна из возможных диаграмм образования резонанса Θ^+ в системе nK^+ .

На рис. 26 показаны распределения по эффективным массам nK^+ для наиболее значимых резонансов с массами 1,541, 1,606 и 1,687 $\text{ГэВ}/c^2$.

Под каждым графиком приведены значения выбранных по массам nK^+K^- областей и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. Пунктирными линиями на рисунке обозначены фоновые кривые. Сплошные линии — аппроксимирующие кривые.

В настоящее время подготовлен и реализуется новый проект НИС (в сотрудничестве с Лабораторией физики частиц ОИЯИ), в рамках которого пред-

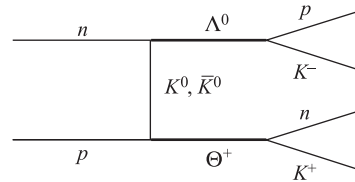


Рис. 25. Один из возможных механизмов образования резонанса $\Theta^+(uudd\bar{s})$ в системе nK^+

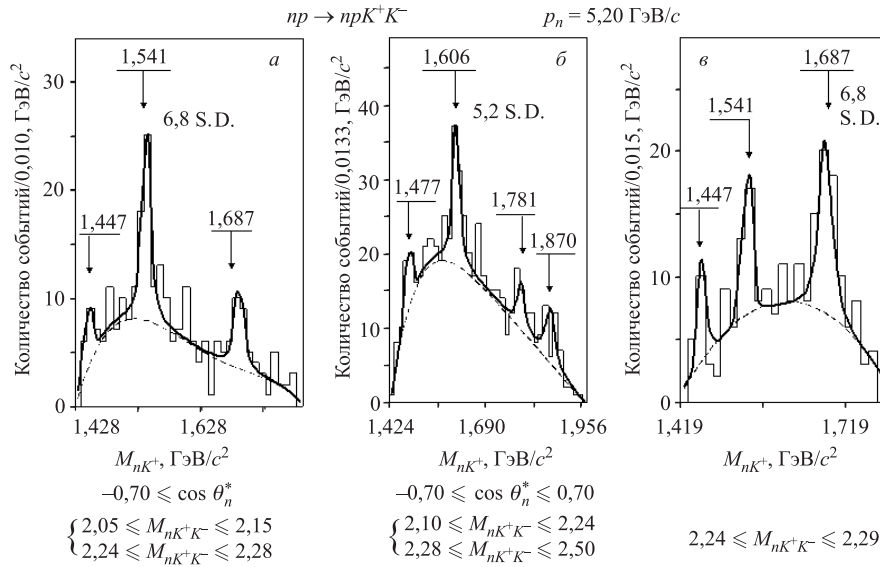


Рис. 26. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при импульсе нейтронов $p_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/с для резонанса с массой: а) $M = 1,541$ ГэВ/с²; б) $M = 1,606$ ГэВ/с²; в) $M = 1,687$ ГэВ/с²

лагается провести поиск таких объектов на нуклотроне. Руководителями проекта НИС являются А. Г. Литвиненко (ЛВЭ) и Е. А. Строковский (ЛФЧ).

3.3. Эксперименты с ядерными пучками. Главной целью экспериментов на установке СФЕРА на синхрофазотроне (под руководством А. И. Малахова) было исследование фрагментации релятивистских ядер в геометрии, близкой к 4π . Некоторые новые данные были получены с помощью переднего детектора установки, перекрывающего область фрагментации ядра-снаряда. Были измерены инклюзивные спектры и зависимости сечения от номера ядра-мишени A_t для реакции фрагментации ускоренных дейтронов с импульсами от 7,3 до 8,9 ГэВ/с в кумулятивные π^- -мезоны. Показано, что эти спектры подобны для всех использованных мишеней (H, He, C, Cu и Pb).

Зависимость сечения от атомного номера ядра-мишени оказалась периферической для $A_t > 12$ ($d\sigma_\pi \sim A^{0,4}$) и более крутой в районе водородной мишени (рис. 27). Эта зависимость была описана с учетом взаимодействия рожденных пионов с нуклонами в ядре-мишени. Лучшее описание данных получено в предположении, что длина формирования пиона $l_\pi = (3 \pm 1)$ фм [54].

В 1986–1992 гг. на 90-канальном черенковском гамма-спектрометре ЛВЭ (Х. У. Абрамян и др., установка ФОТОН) был выполнен цикл экспериментов на пучках синхрофазотрона по инклюзивному образованию π^0 -мезонов в

протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях вблизи и за кинематической границей для нуклон-нуклонных столкновений. Проводимые эксперименты были направлены на исследование продольной и поперечной компонент импульсного распределения кварков в нуклоне и ядрах. Количественные оценки этих компонент позволяют определить характер взаимодействия кварков на расстояниях, сравнимых с размерами нуклона. Сравнение указанных распределений в нуклоне и различных ядрах позволяют оценить роль коллективных эффектов в ядре. Кроме того, целью проведенных экспериментов было выяснение механизма рождения мезонов вблизи и за кинематической границей для нуклон-нуклонных столкновений.

Экспериментальная аппаратура (рис. 28) позволяла измерять как направления, так и энергии γ -квантов, образующихся в результате распада π^0 -мезонов. Подробное описание установки содержится в работах [55, 56].

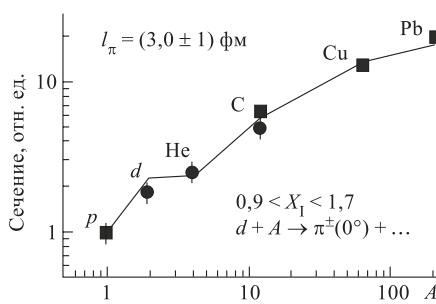


Рис. 27. Сечение рождения кумулятивных пионов как функция атомного номера ядра-мишени A_t

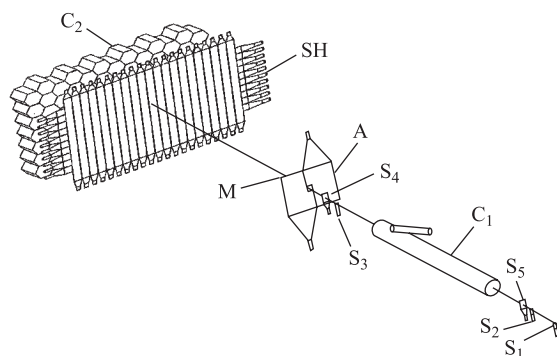


Рис. 28. Схема расположения экспериментальной аппаратуры: S_1 – S_5 — скintилляционные счетчики; C_1 — пороговый газовый счетчик; A — скintилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений; M — мишень; SH — годоскопические скintилляционные счетчики; C_2 — 90-канальный черенковский гамма-спектрометр из свинцового стекла

Угловой интервал регистрируемых π^0 -мезонов $\Delta\theta = \pm 16^\circ$, что обеспечивает диапазон поперечных импульсов, измеряемых в одном эксперименте, практически от 0 до 1 ГэВ/с.

В проведенном цикле экспериментов получены следующие основные результаты [55, 56].

1. Впервые в одном эксперименте измерены A -зависимости инвариантного сечения рождения π^0 -мезонов как для ядра-мишени, так и для ядра-снаряда. Наблюдалась нетривиальная A -зависимость для ядра-снаряда: показатель степени m в параметризации $Ed^3\sigma/dp^3 \sim A_p^m$, где A_p — атомная масса налетающего ядра (α , C^{12}), достигает значения $2,1 \pm 0,1$ при $X = 1,9$ (рис. 29). Переменная X аналогична переменной Бьеркена, но определяется с учетом конечности масс частиц, участвующих в реакции, а именно из законов сохранения энергии-импульса для реакции $XN_i + N_T = (X + 1)N_f + \pi$.

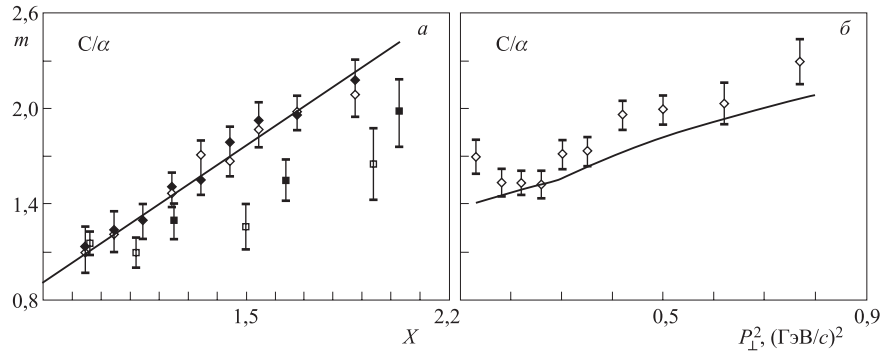


Рис. 29. Зависимость степени m в параметризации $Ed^3\sigma/dp^3 \sim A_p^m$, где A_p — атомная масса налетающего ядра (α , C^{12}), от кумулятивного числа X (а) и от P_{\perp}^2 (б). Представлены дубненские данные, полученные на углеродной (\diamond) и медной (\blacklozenge) мишенях. Точки \square , \blacksquare — данные, полученные в Беркли на углеродной мишени, при импульсах налетающих ядер, соответственно, 1,8 и 2,9 ГэВ/с на нуклон. Кривая (б) рассчитана с учетом роста среднего значения X по интервалу $\theta_{\pi} \leq 16^\circ$ и $E_{\pi} \geq 2$ ГэВ в предположении, что зависимости инвариантного сечения от P_{\perp}^2 для фрагментирующих ядер α и ^{12}C одинаковы

Полученные данные указывают на то, что характер A_p -зависимости рассматриваемого процесса в области $\theta_{\pi} \leq 16^\circ$ и $E_{\pi} \geq 2$ ГэВ определяется в основном величиной X и слабо меняется с изменением поперечного импульса пионов.

2. Найдено факторизованное представление инвариантного сечения реакции $p + C \rightarrow \pi^0 + x$ при импульсе 4,5 ГэВ/с, в области $X_F \geq 0,66$, где X_F — переменная Фейнмана:

$$\frac{Ed^3\sigma}{dp^3} = c(a - X_F)^N \Phi(P_{\perp}^2),$$

где $a = 1,032 \pm 0,008$; $N = 2,79 \pm 0,13$; $\Phi(P_{\perp}^2) = \exp[-P_{\perp}^2/(0,10 \pm 0,01)]$ (P_{\perp} в ГэВ/с), при $\chi^2/\text{степ. своб.} = 5,1/11$. Найденные закономерности позволяют интерпретировать функцию $\Phi(P_{\perp}^2)$ как импульсное распределение

кварков в системе покоя протона. Таким образом, средний импульс кварков в протоне

$$\langle P_q \rangle \cong 320 \text{ МэВ.}$$

В рамках эксперимента ГИБС на синхрофазотроне под руководством Ю. Лукстиньша были получены новые данные по исследованию образования гиперядер и по изучению возбуждения дельта-изобар в ядре. Установка ГИБС является магнитным спектрометром на основе стримерной камеры с размерами $1,9 \times 0,8 \times 0,6$ м. Весьма интересен результат по наблюдению расширения объема, из которого излучаются узкие пионные пары в MgMg-взаимодействиях. М. И. Подгорецкий предложил метод измерения скорости (и размеров) источника интерференционным методом. Этот метод позволяет получить прямое экспериментальное доказательство нестационарности объема генерации пионов. Это доказательство было впервые получено на установке ГИБС в ЛВЭ для центральных MgMg-взаимодействий при 4,4 ГэВ/с [58] и позднее подтверждено коллаборацией NA49 в CERN на ускорителе SPS в столкновениях ядер свинца при энергии 158 ГэВ/нуклон.

На рис. 30 представлена корреляция быстрот ($Y = 0,5 \ln [(1 + \beta)/(1 - \beta)]$) элементов объема Y_{source} , излучающего пионы, и быстрот пионных пар Y_{subset} в продольном и поперечном направлении относительно оси реакции в системе покоя MgMg. Из экспериментальных данных видно, что пионы из различных областей кинематического спектра испускаются различными элементами источника, движущимися друг относительно друга. Для случая стационарного источника корреляции между этими быstroтами должны отсутствовать.

В связи с низкой скоростью набора данных эксперименты по изучению гиперядер на синхрофазотроне были приостановлены. Коллаборация ГИБС планирует продолжать эти исследования на нуклотроне, пучки которого позволяют увеличить скорость набора данных в 10 и более раз. Дополнительное улучшение на фактор 10 будет получено с использованием пропорциональных камер вместо стримерной камеры.

В рамках коллаборации EMU01 с помощью эмульсионного детектора с высоким угловым разрешением измерена эмиссия заряженных релятивист-

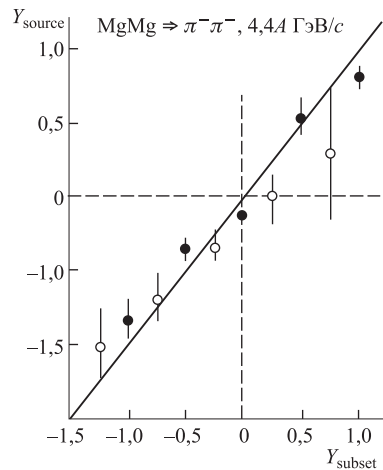


Рис. 30. Корреляция быстрот элементов объема Y_{source} , излучающего пионы, и быстрот пионных пар Y_{subset} в продольном (○) и поперечном (●) направлении относительно оси реакции в системе покоя MgMg

ских ($\beta > 0,7$) частиц в ядерных взаимодействиях с Ag, Br для разных ядер-снарядов (от кислорода до свинца) в интервале импульсов от 1 до $160A$ ГэВ/с [59].

Проведен систематический фурье-анализ азимутальных угловых спектров вторичных частиц и получены уникальные данные об энергетической зависимости параметра v_2 , характеризующего эллиптический поток частиц. Результаты эксперимента представлены на рис. 31.

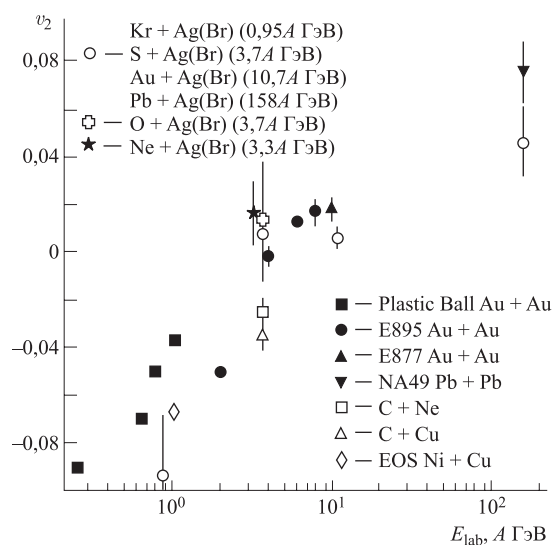


Рис. 31. Энергетическая зависимость параметра v_2 для непериферических ядерных взаимодействий с тяжелыми ядрами (Ag и Br) эмульсионного детектора и сравнение с данными других экспериментов

Эллиптический поток частиц — участников соударения меняет свой знак при дубненских энергиях с минуса для низких энергий (эффект выдавливания) на плюс для ультрарелятивистских энергий (положительный эллиптический поток в плоскости реакции). Это может служить предвестником возможного фазового перехода адронной материи в состояние кварк-глюонной плазмы.

В эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на выведенном пучке ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом $2,67A$ ГэВ/с был сформирован вторичный пучок, содержащий $\sim 1\%$ ядер ${}^6\text{He}$ и 99% ядер ${}^3\text{H}$.

Получены новые данные о характеристиках ядерных взаимодействий ${}^6\text{He}$ и процессе перезарядки ядра ${}^3\text{H}$ в ядро ${}^3\text{He}$ с помощью ядерных фотоэмульсий [60]. Зарегистрированы взаимодействия внешних нейтронов ядра ${}^6\text{He}$ с ядрами фотоэмульсии и процесс когерентного срыва внешних нейтронов ядра

${}^6\text{He}$ (рис. 32). Трехмерный образ события был реконструирован с помощью измерительного комплекса PAVICOM в ФИАН (Москва).

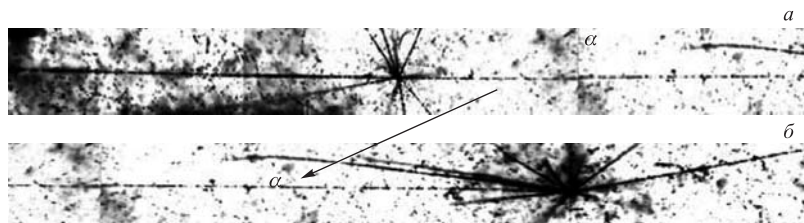


Рис. 32. Событие взаимодействия ядра ${}^6\text{He}$ в фотоэмульсии с фрагментацией в α -частицу (а). Трек от α -частицы прослежен до ее неупругого взаимодействия (б)

Изучение распада горячих ядер, энергия возбуждения которых 400–600 МэВ сравнима с полной энергией связи ядра, было выполнено в экспериментах на 4π -установке ФАЗА на выведенных пучках релятивистских протонов и легких ионов совместно с Лабораторией ядерных проблем ОИЯИ (рук. эксперимента В. А. Карнаухов). Исследование свойств очень горячих ядер — одна из интереснейших задач современной ядерной физики, имеющая отношение к проблеме фазовых переходов в ядерном веществе.

На установке ФАЗА были изучены процессы множественной эмиссии фрагментов промежуточной массы ($3 \leq Z \leq 20$), которые возникают при распаде возбужденного спектатора мишени в сильно асимметричных соударениях при релятивистских энергиях («легкий» пучок + тяжелая мишень, в данном эксперименте — золото).

Впервые доказано экспериментально, что для горячих ядер, полученных на релятивистских пучках p , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, испарение частиц сменяется процессом тепловой ядерной мультифрагментации. Это новый многотельный тип распада возбужденных ядер, при котором происходит множественная эмиссия фрагментов промежуточной массы. Они тяжелее α -частиц, но легче осколков деления. При этом распад горячих ядер происходит после их значительного (примерно в три раза) расширения за счет теплового давления.

Плотность в момент развала составляет примерно $1/3$ от нормальной ядерной плотности. Это следует из анализа распределения по относительной скорости совпадающих фрагментов при больших корреляционных углах и энергетических спектров фрагментов. В терминах термодинамики это означает, что перед развалом ядро оказывается в спиноподобной области, для которой характерна фазовая неустойчивость системы жидкость–газ. За счет флуктуаций плотности однородная ядерная жидкость переходит в смесь жидкой (ядерные фрагменты) и газовой (нуклоны) фаз. Температура системы при этом существенно меньше критической T_c для фазового перехода жидкость–газ и составляет 5–7 МэВ [61]. Эта система, названная ядерным туманом, разле-

тается под действием кулоновских сил и регистрируется как мультифрагментация. Было доказано, что тепловая мультифрагментация является фазовым переходом (I рода) жидкость–туман для ядерной системы, оказавшейся в спиноподальной области [62–64].

Более того, на основе анализа зарядовых спектров фрагментов промежуточной массы была определена критическая температура T_c для фазового перехода жидкость–газ. Зарядовое распределение фрагментов $Y(Z)$, измеренное для реакции протонов с энергией 8,1 ГэВ с ядрами Au, анализировалось в рамках статистической модели мультифрагментации с критической температурой T_c в роли свободного параметра. Распределение $Y(Z)$ при этом аппроксимируется степенной зависимостью $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$. В результате получено значение критической температуры $T_c = (17 \pm 2)$ МэВ.

Коллаборацией ФАЗА подготовлена программа будущих экспериментов на нуклотроне.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА НУКЛОТРОНЕ

4.1. Эксперименты на внутренних пучках нуклотрона. Первые физические эксперименты на нуклотроне начались в 1993 г. [65, 66]. Один из этих экспериментов на внутренних пучках нуклотрона был выполнен с помощью установки СКАН-1 (спектрометр кумулятивных адронов на нуклотроне, рук. С. В. Афанасьев). Целью эксперимента было измерение поперечного размера области ядро-ядерных взаимодействий с рождением кумулятивных частиц. Для этого использовался метод измерения корреляций кумулятивных протонов — фрагментов мишени с малыми относительными импульсами [67]. Схема установки приведена на рис. 33.

Сцинтилляционный двухплечевой спектрометр позволял регистрировать два протона в импульсном диапазоне 0,28–0,72 ГэВ/с и при относительной разности импульсов двух протонов $q = p_1 - p_2 < 0,2$ ГэВ/с. Детекторы P_1 , P_2 и P_3 использовались для выработки триггерного сигнала и определения времени пролета (TOF-система), P_4 — для регистрации кинетической энергии частиц и P_5 — для выделения высокоэнергичных частиц, прошедших через все слои вещества. Спектрометр был установлен под углами $\theta = 106$ – 112° относительно оси пучка. 16-канальный сцинтилляционный годоскоп H_M , просматривающий угловой диапазон 15 – 30° , использовался для селекции прицельного параметра. Два тройных монитора F_L и F_R , установленных под углами 32 и 68° , предназначались для мониторинга светимости.

Были измерены корреляционные функции протонов, испущенных в соударениях протонов и дейтронов с разными мишенями (C, Cu) при малых относительных импульсах q . В результате этих измерений были получены приблизительно одинаковые радиусы взаимодействия для $d + C \rightarrow p + p + X$

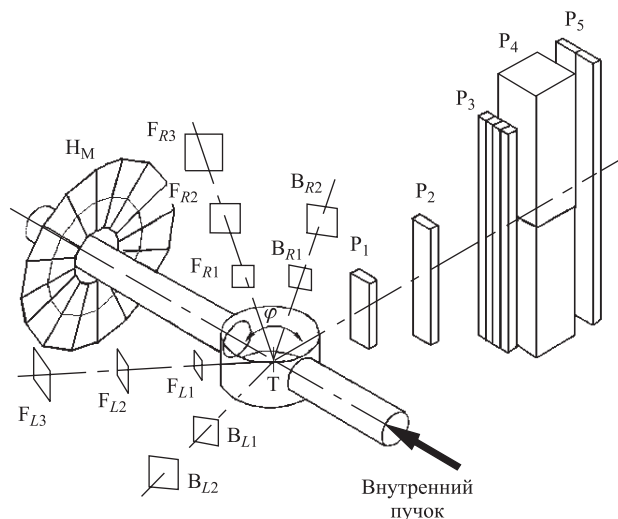


Рис. 33. Схема установки SKAN-1

и $d + \text{Cu} \rightarrow p + p + X$ процессов при $2A$ ГэВ/с, равные $r_{dC} = (3,0 \pm 0,5)$ фм и $r_{d\text{Cu}} = (3,0 \pm 0,5)$ фм [68]. Позже было показано, что радиус области эмиссии не зависит от типа частицы-снаряда, но слабо растет с увеличением угла измерения.

В первых экспериментах на нуклотроне были также проведены измерения с помощью многоканального (2×16 каналов) черенковского γ -спектрометра из свинцового стекла (установка ФОТОН-2, рис. 34). Целью этих измерений была оценка фоновых условий и изучение возможностей регистрации π^0 - и

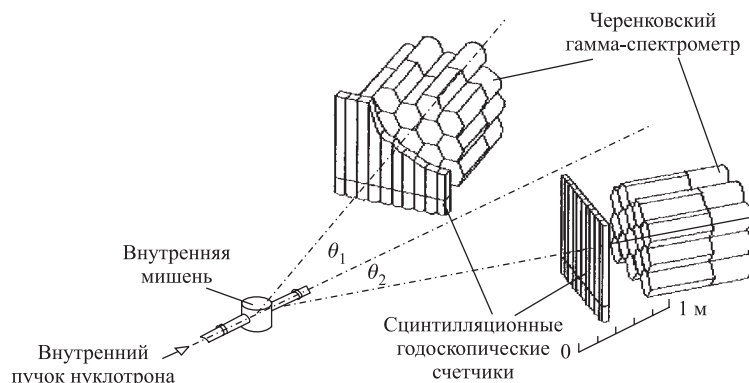


Рис. 34. Схема расположения экспериментальной аппаратуры установки ФОТОН-2

η -мезонов в экспериментах на внутренних пучках нуклотрона. В результате анализа данных были найдены оптимальные условия отбора сигналов и показана возможность надежной идентификации π^0 - и η -мезонов. В настоящее время начаты эксперименты по набору физической информации на внутренних пучках протонов и ядер.

На рис. 35, 36 представлены данные, полученные на установке ФОТОН-2 на внутренних пучках нуклотрона (руководитель Х. У. Абрамян).

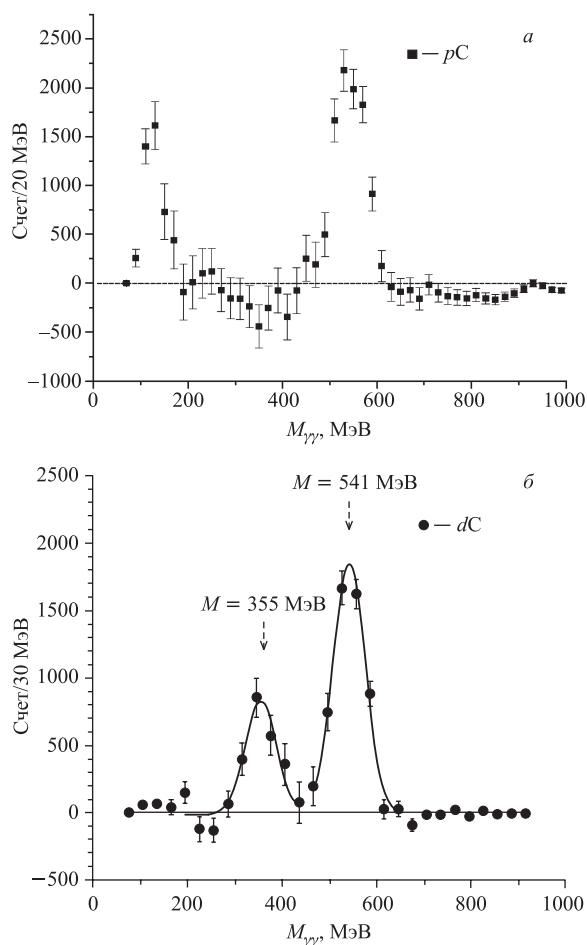


Рис. 35. Распределения по инвариантной массе пар γ -квантов после вычитания фона в реакции $p + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ при условии отбора γ -квантов по энергии $E_\gamma \geq 50$ МэВ (а) и в реакции $d + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ при условиях отбора: число зарегистрированных γ -квантов $N_\gamma = 2$, энергия γ -квантов $E_\gamma \geq 100$ МэВ (б)

На рис.35 представлены распределения по инвариантной массе пар γ -квантов (за вычетом фона), зарегистрированных установкой в реакциях $p + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ при импульсе налетающих протонов 5,5 ГэВ/с (а) и $d + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ при импульсе налетающих дейтронов 2,75 ГэВ/с на нуклон (б). Для оценки фона были использованы распределения по инвариантной массе комбинаций из двух γ -квантов, отобранных случайной выборкой из разных событий (так называемым перемешиванием). Как видно из рисунка, на установке надежно выделяются сигналы от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($M = 135$ МэВ) и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($M = 547$ МэВ). Кроме того, в эксперименте по dC -взаимодействиям благодаря набранной статистике (всего около $3 \cdot 10^{12}$ dC -взаимодействий) и специальным критериям отбора, примененным для подавления фона в интервале инвариантных масс пар γ -квантов 300–400 МэВ, обнаружена новая резонансная структура при инвариантной массе $(355 \pm 6 \pm 9)$ МэВ [57] (см. рис. 35, б).

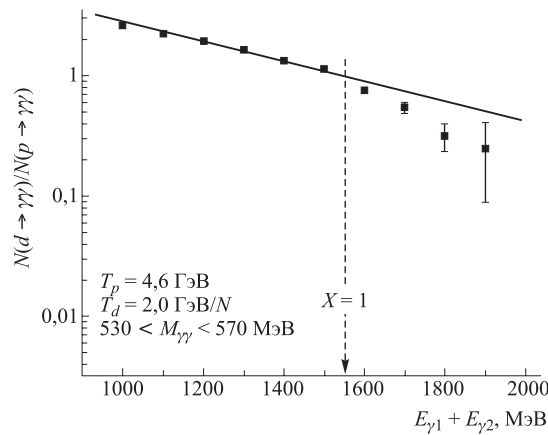


Рис. 36. Отношение выходов пар γ -квантов в интервале масс 530–570 МэВ, образованных в реакции $d + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ (при импульсе налетающих дейтронов 2,8 ГэВ/с на нуклон), к аналогичным выходам в реакции $p + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ (при импульсе протонов 5,5 ГэВ/с), в зависимости от энергии $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$

На рис. 36 представлено отношение выходов пар γ -квантов в интервале масс 530–570 МэВ, образованных в реакции $d + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ (при импульсе налетающих дейтронов 2,8 ГэВ/с на нуклон), к аналогичным выходам в реакции $p + C \rightarrow \gamma + \gamma + x$ (при импульсе протонов 5,5 ГэВ/с), в зависимости от энергии $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$. Стрелкой указано значение энергии η -мезонов, соответствующее значению переменной $X = 1$ для реакции $d + C \rightarrow \eta + x$. Переменная X определена из законов сохранения энергии-импульса для реакции

$XN_i + N_T = (X+1)N_f + \eta$. Значение $X = 1$ соответствует кинематической границе для нуклон-нуклонного столкновения.

Как видно из рис. 36, при переходе в область $X > 1$ (область рождения подпороговых η -мезонов) нарушается режим экспоненциальной зависимости, тогда как для выходов π^0 -мезонов (см. рис. 37) экспоненциальный режим сохраняется во всей области $X > 0,6$ (данные, полученные ранее в цикле экспериментов на установке ФОТОН на пучках синхрофазотрона [55, 56]). Таким образом, получено указание на существенное различие в механизмах рождения π^0 - и η -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях в подпороговой области. Предварительно это может объясняться существенным вкладом в образование η -мезонов нуклонного возбуждения $N^*(1535)$, распадающегося в основном (30–55 %) на нуклон и η -мезон.

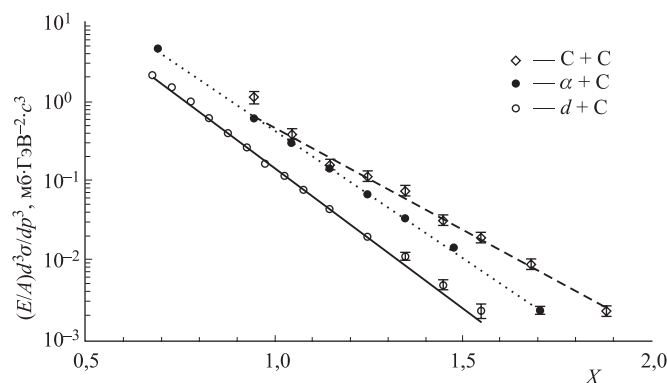


Рис. 37. Инвариантные сечения рождения π^0 -мезонов в зависимости от X для реакций $(d, \alpha, C) + C$ при импульсе налетающих ядер 4,5 ГэВ/с на нуклон

Установка ДЕЛЬТА-2 (рук. А. Б. Курепин и В. А. Краснов) была использована для исследования узкой резонансной структуры в реакции рождения пионов на ядрах при энергии $\sim 350 A$ МэВ на внутреннем пучке нуклотрона. Несмотря на кажущуюся простоту эксперимента по измерению инклюзивных спектров пионов исследование узкой резонансной аномалии в функции возбуждения оказывается достаточно сложным. Основная трудность — это обеспечение изменения энергии пучка через 1–2 МэВ с достаточной точностью $\sim 0,1$ МэВ, причем хотя бы в одной точке необходимо знать абсолютную энергию пучка.

В 2004 г. были начаты работы по систематическому изучению данного эффекта резонансного усиления выхода пионов в протон-ядерных и дейтрон-ядерных реакциях. Измерения проводились на внутреннем пучке нуклотрона при использовании мишеней из серебра, меди, алюминия и углерода в те-

чение двух сеансов в марте и июне 2004 г. В летнем сеансе была впервые использована новая версия внутренней мишени (рис. 38).

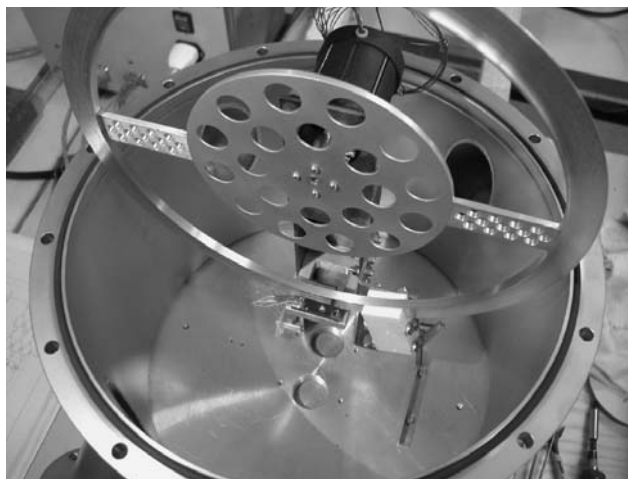


Рис. 38. Вид сверху на новую внутреннюю мишень нуклотрона

Схема установки ДЕЛЬТА-2 и предварительные результаты экспериментов приведены на рис. 39 [69, 70]. Для относительного контроля интенсивности во время работы используется телескоп из мониторинговых счетчиков М1–М3, установленных вблизи мишени станции.

Для регистрации вылетающих из мишени пионов под углом 73° служило плечо спектрометра заряженных частиц TC1, TC2, ST, AC. Детекторы TC1 и TC2 образуют времяпролетный спектрометр. Для определения кинетической энергии и идентификации типа частицы совместно с времяпролетным спектрометром используется слоистый сцинтилляционный спектрометр полного поглощения ST. Детектор антисовпадений AC, установленный на выходе спектрометра, служит для ограничения рабочего диапазона измеряемых энергий заряженных частиц до области полного поглощения при ионизационном торможении в материале спектрометра.

Видно, что для более тяжелых мишеней, начиная с Cu, появляется узкий максимум в области энергии пучка 350 МэВ/нуклон. Это означает, что данный эффект может иметь ядерную природу.

В 2005 г. измерения продолжались с целью проверки этих данных. Был измерен выход пионов под углом 73° при бомбардировке мишени Ag пучком дейтронов с энергиями от 320 до 360 МэВ (рис. 40). Видно, что эти предварительные данные подтвердили наличие резонансной структуры в выходе пионов в реакции дейтронов на тяжелой мишени.

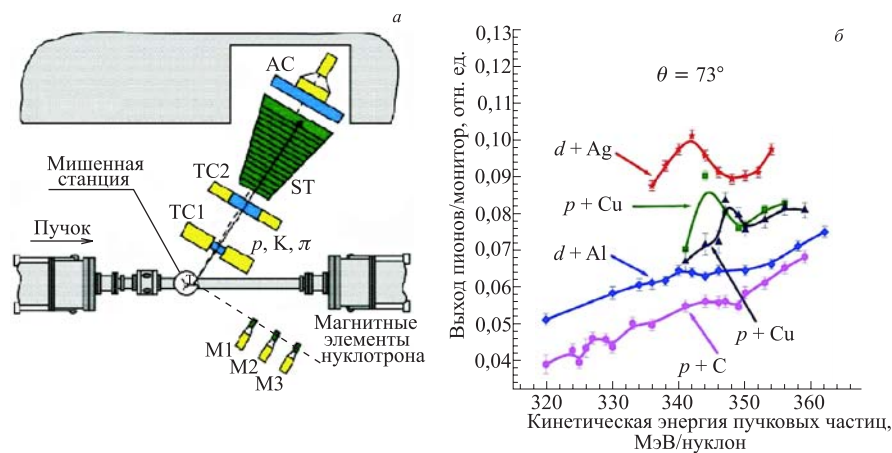


Рис. 39. а) Схема установки ДЕЛТА-2; б) выходы пионов во взаимодействиях протонов и дейтронов с разными мишенями в зависимости от энергии пучка

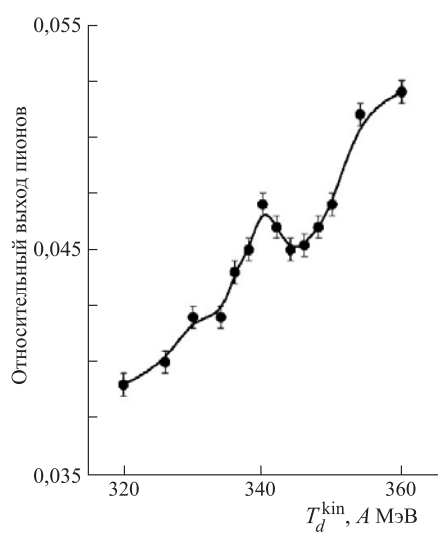


Рис. 40. Относительный выход пионов в реакциях $d + Ag$ в зависимости от энергии пучка, $\theta_\pi = 73^\circ$

Для объяснения наблюдаемого эффекта требуются дополнительные экспериментальные данные. Планируется изучить этот эффект более детально для различных мишеней, бомбардирующих частиц и углов испускания пионов.

Экспериментальная программа проекта ЛНС включает измерения сечений, векторной и тензорных анализирующих способностей в dp -упругом рассеянии и в реакции развала дейтрона в dp -взаимодействии в области кинетических энергий дейтрона от 300 до 500 МэВ. Первая фаза эксперимента была выполнена под руководством В. П. Ладыгина на ускорительном комплексе RIKEN в Японии при энергии поляризованных дейтронов 270 МэВ. В 2005 г. новые экспериментальные данные о разных поляризационных характеристиках, измеренных в реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ (рис. 41, а), были опубликованы в [71, 72]. Измерения были выполнены

в реакциях $d + Ag$ в зависимости от энергии пучка, $\theta_\pi = 73^\circ$

с высокой точностью, что позволит дискриминировать различные модели трехнуклонного связанного состояния до внутреннего импульса нуклона 600 МэВ/с. Эти исследования планируется продолжить на пучках поляризованных дейтронов ускорительного комплекса ЛВЭ в рамках нового проекта рHe3 (см. разд. 5).

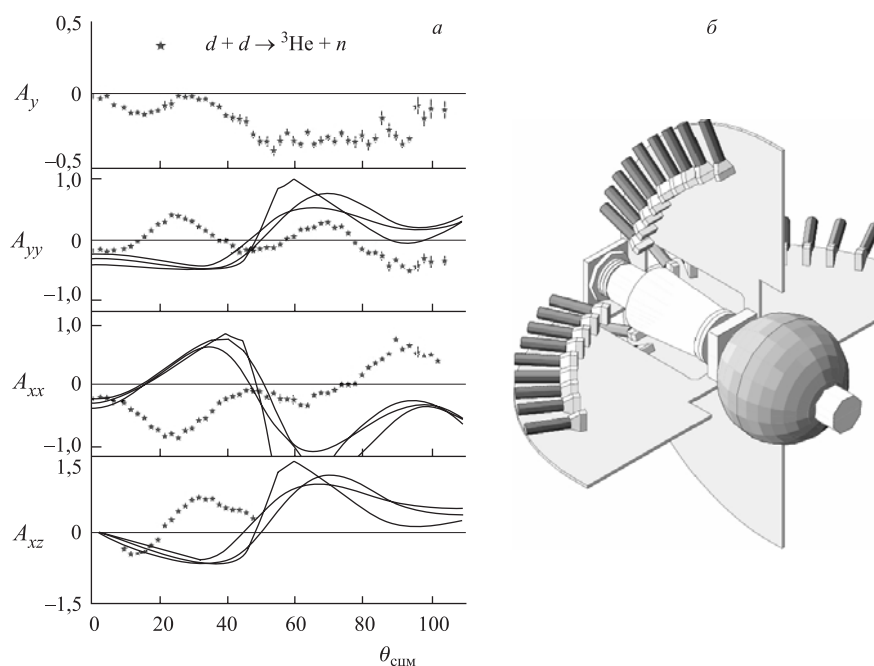


Рис. 41. *а*) Угловая зависимость векторной (A_y), тензорных (A_{yy}) и (A_{xx}) анализирующих способностей в реакции $d(d, {}^3\text{He})n$ при 270 МэВ. *б*) Вид последней модификации установки ЛНС на внутреннем пучке нуклотрона. Станция внутренних мишеней окружена 36 сцинтилляционными детекторами, расположенными в четырех плоскостях

В 2005 г. модифицированная установка ЛНС была облучена на внутреннем пучке нуклотрона поляризованными дейтронами (рис. 41, *б*). Одной из целей эксперимента явилось исследование аномального углового поведения dp -упругого поперечного сечения, которое названо расхождением Сагары. Это явление отражает тот экспериментальный факт, что современные нуклон-нуклонные потенциалы не могут воспроизвести поведение поперечного сечения в дейтрон-протонном упругом рассеянии вблизи 120° в системе центра масс. Только учет вклада трехнуклонных сил позволяет получить согласие с экспериментальными данными. Влияние трехнуклонных сил на это явление исследуется на установке ЛНС.

Новые данные об угловой зависимости упругого dp -рассеяния были получены при энергиях поляризованных дейтронов 270, 880 и 2000 МэВ. Данные при 270 МэВ были нужны для сравнения с измерениями, выполненными раньше в RIKEN при такой же энергии дейтронов (рис. 42, а).

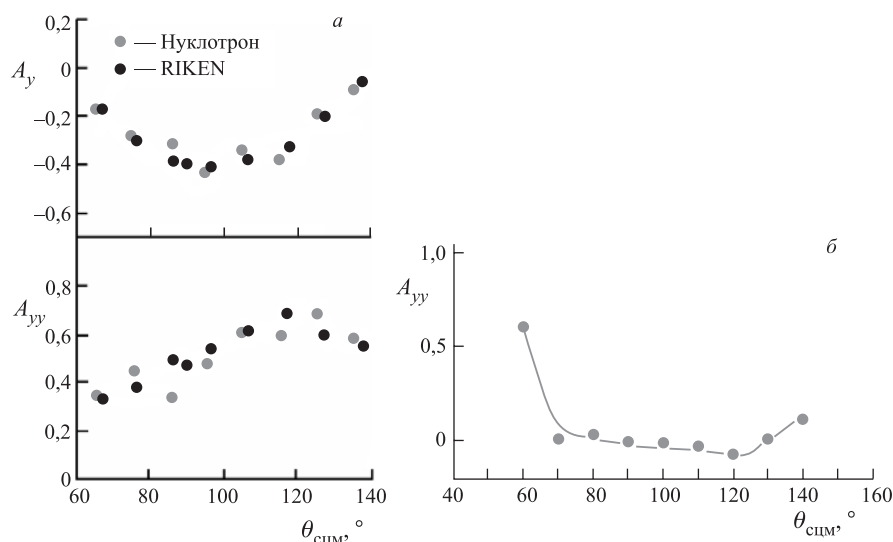


Рис. 42. а) Анализирующие способности A_y и A_{yy} dp -упругого рассеяния в области расхождения Сагары при энергии дейтронов 270 МэВ (предварительные данные). б) A_{yy} dp -упругого рассеяния в области расхождения Сагары при энергии дейтронов 880 МэВ (предварительные данные)

Видно хорошее совпадение результатов измерений, проведенных в RIKEN и в ЛВЭ ОИЯИ.

Предварительные результаты измерений угловой зависимости A_{yy} в области расхождения Сагары при 880 МэВ приведены на рис. 42, б. Аналогичные данные, полученные при энергии 2000 МэВ, находятся в стадии обработки.

4.2. Эксперименты на выведенных пучках нуклотрона. На установке СТРЕЛА (рук. В. В. Глаголев и Н. М. Пискунов) предполагается провести изучение спиново-зависимой части нуклонной амплитуды рассеяния в зарядово-обменном процессе $np \rightarrow pn$ на выведенном пучке дейтронов нуклотрона. При нулевой передаче импульса дифференциальное сечение реакции $dp \rightarrow (pp)n$ определяется спин-флиповой частью амплитуды зарядово-обменного процесса $np \rightarrow pn$.

На возможность получения дополнительной информации об амплитуде элементарной реакции перезарядки $np \rightarrow pn$ через измерение реакции перезарядки в экспериментах с неполяризованными дейтронами обратили внимание еще А. Б. Мигдал [73] и И. Я. Померанчук [74]. Схема соответствующих

процессов в рамках импульсного приближения показана на рис.43: *а*) реакция перезарядки на протоне $np \rightarrow pn$ и *б*) реакция перезарядки на дейтроне $dp \rightarrow (pp)n$. Вертикальные стрелки показывают направление спинов нуклонов.

Видно, что в первом случае (рис.43, *а*) обе ориентации спина разрешены, но во втором случае (рис.43, *б*) при малых углах вылета двух протонов (с малым относительным импульсом) реакция перезарядки происходит только в случае поворота спина (из-за принципа Паули). Таким образом, дейтрон является своеобразным спиновым фильтром.

С 2001 г. было проведено несколько методических сеансов. Так, например, в 2003 г. с помощью установки СТРЕЛА проведен эксперимент, в котором использовались пучки дейтронов с импульсами 3,5 и 4,0 ГэВ/с (рис. 44, *а*). Выведенный пучок дейтронов взаимодействовал с жидководородной мишенью Т, а первичные дейтроны отделялись от вторичных частиц с помощью анализирующего магнита М. Поток пучка дейтронов измерялся с помощью ионизационной камеры ИС.

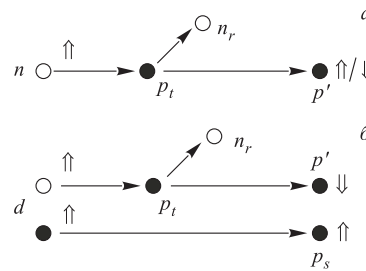


Рис. 43. Реакция перезарядки $np \rightarrow pn$ в рамках импульсного приближения

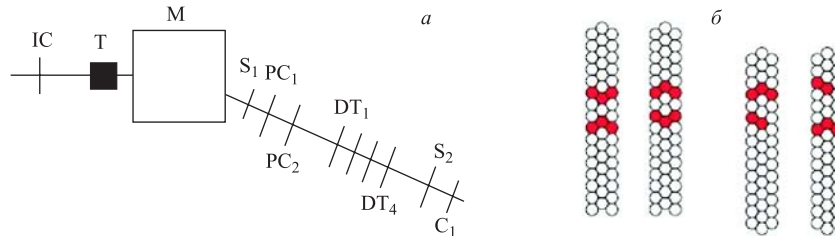


Рис. 44. *а*) Схема установки СТРЕЛА. *б*) Пример событий с двумя протонами в дрейфовых трубках

Сцинтиляционные счетчики S1 и S2 использовались для определения углового и импульсного акцептанса и для формирования триггера события. С целью регистрации одно- и двухпротонных событий использовались дрейфовые трубки DT1–DT4 и многопроволочные пропорциональные камеры PC1, PC2. Черенковский счетчик с кварцевым излучателем служил для подавления выхода пионов. Схема регистрации событий с двумя протонами представлена на рис. 44, *б*.

В эксперименте СКАН-2 (рук. С. В. Афанасьев) планировалось исследование фрагментации ядер дейтерия с образованием двух коллинеарных про-

тонов с малыми относительными импульсами $0 < q < 50$ МэВ/с под углом 180° в с. ц. м. (реакция $d + p \rightarrow (pp)(180^\circ) + n$).

Кинематически эта реакция аналогична упругому рассеянию ядер дейтерия на угол 180° на протоне. Однако дополнительное условие — перезарядка нейтрона в протон приводит

к существенному перераспределению вкладов каналов реакции в конечный результат. Были измерены сечения при двух импульсах налетающих дейтронов: 3 и 4 ГэВ/с.

Схематический вид спектрометра представлен на рис. 45. Он включает мониторные детекторы S1–S3, вершинную координатную систему T1, T2, анализирующий дипольный магнит и годоскопическую 32-канальную систему для регистрации временной и координатной информации.

Результаты измерений сечения реакции $d + p \rightarrow (pp)_s + n$, полученные в июньском сеансе нуклотрона в 2003 г., приведены на рис. 46 [63]. На нем показано сравнение результатов измерений на спектрометре ANKE на ускорительном комплексе COSY в Юлихе (Германия) с теоретическими предсказаниями [76].

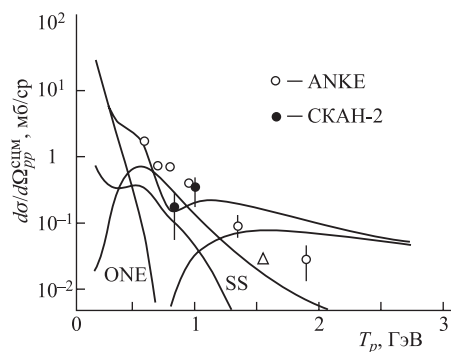


Рис. 46. Энергетическая зависимость сечения реакции $d + p \rightarrow (pp)_s + n$. Расчеты выполнены с использованием парижского NN -потенциала. Сплошной кривой показан суммарный вклад значимых процессов. Также приведены отдельные вклады (ONE + SS + Δ)-расчетов, где ONE — однонуклонный обмен, SS — одночастичное рассеяние и Δ — возбуждение Δ -изобары

В рамках эксперимента ДЕЛЬТА-СИГМА в 2004 г. были выполнены измерения сечений перезарядки $np \rightarrow pn$ на дейтериевой и протонной мишенях при их облучении пучком квазимонохроматических неполяризованных нейтронов при энергиях нейтронов 1,0, 1,2, 1,8 и 2,0 ГэВ. В начале этого раздела было обращено внимание на возможность получения информации об амплитуде элементарной реакции перезарядки $np \rightarrow pn$ через измерение реакции перезарядки в экспериментах с неполяризованными дейтронами.

Можно показать [77], что при нулевой передаче импульса дифференциальное сечение реакции $nd \rightarrow (nn)p$ определяется спин-флиповой частью амплитуды зарядово-обменного процесса $np \rightarrow pn$. В случае рассеяния назад ($\theta_{\text{цм}} = \pi$) и при условии импульсного приближения (между двумя медленными нейтронами практически нет взаимодействия) дифференциальное сечение реакции $nd \rightarrow (nn)p$ можно записать следующим образом:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nd} = \frac{2}{3} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{np}^{\text{SD}}, \quad (38)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_{np}^{\text{SD}}$ — спиново-зависимая часть дифференциального сечения реакции упругого рассеяния $np \rightarrow np$ назад ($\theta_{\text{цм}} = \pi$).

В эксперименте измерялись две величины. Нейтронный пучок падал на дейтериевую мишень, и определялось количество вылетающих протонов с такой же энергией, как энергия падающих нейтронов. При этом в процессе перезарядки $nd \rightarrow (nn)p$ остаются два очень медленных нейтрона. Аналогичная величина была измерена в упругом рассеянии нейтронов на протонной мишени.

Отношение этих двух величин по предсказанию теории будет соответствовать той части упругого рассеяния нейтронов на протонах, которая зависит от спина:

$$R_{qe}(\pi) = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{nd}}{(d\sigma/d\Omega)_{np}} = \frac{2}{3} \frac{(d\sigma/d\Omega)_{np}^{\text{SD}}}{(d\sigma/d\Omega)_{np}}. \quad (39)$$

Результат измерений группой ДЕЛЬТА-СИГМА был представлен на международных симпозиумах по спиновой физике в Праге (июль 2005 г.) и в Дубне (сентябрь 2005 г.) и приведен на рис. 47 в области энергий от 1 до 2 ГэВ [77].

Видно, что новые данные зависят от энергии в диапазоне энергий первичных частиц 1–2 ГэВ и существенно расходятся с предсказанием по PSA. Таким образом, полученные группой ДЕЛЬТА-СИГМА новые данные свидетельствуют о том, что при энергиях до 2 ГэВ импульсное приближение не работает.

В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ (рук. П. И. Зарубин) продолжалось облучение стопок ядерных фотоэмульсий в выведенных пучках релятивистских ядер нуклотрона. Параллельно проводилась обработка и анализ старого экспериментального материала.

Изучалась мультифрагментация легких радиоактивных и стабильных ядер с начальной энергией выше 1 А ГэВ [78]. Использование ядерных пучков для решения поставленной задачи исследований в этой области энергий основано на известном явлении предельной фрагментации ядер. Это соответствует неизменности спектра фрагментов ядра-снаряда при дальнейшем увеличении энергии соударения и изменении состава ядер мишени.

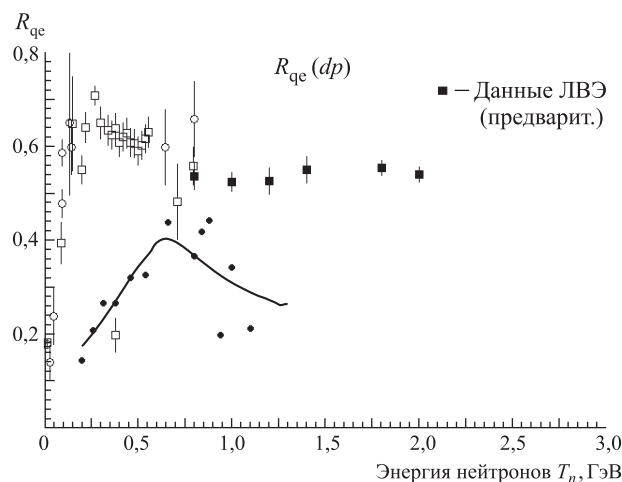


Рис. 47. Энергетическая зависимость R_{qe} — отношения сечений квазиупругого nd - и упругого np -рассеяния. Сплошная кривая и кружки — аналогичные зависимости для чисто упругого рассеяния нейтронов на протонах, полученные с помощью фазового анализа при энергиях до 1,3 ГэВ; \square — компиляция существующих экспериментальных данных Ф. Легара

Возможность изучения мультифрагментации релятивистских ядер в данной области энергий определяется точностью угловых измерений. Ядерная фотоэмульсия благодаря своему высокому пространственному разрешению обеспечивает угловое разрешение следов релятивистских фрагментов около 10^{-5} рад. Таким образом, в экспериментах с ядерными фотоэмульсиями имеется уникальная возможность наблюдать все возможные распады возбужденных состояний ядер на фрагменты.

Основной характеристикой мультифрагментации ядер является зарядовая топология фрагментов при малых передачах импульса. Пока были изучены особенности мультифрагментации некоторых ядер от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{32}\text{S}$.

Новые результаты были получены по исследованию α -кластерной структуры ядер ${}^{14}\text{N}$ и ${}^9\text{Be}$, а также получены результаты по отношению вероятностей следующих каналов фрагментации релятивистских ядер с α -частицами в конечном состоянии:

$${}^6\text{Li} \quad \frac{\text{He} + p}{\text{He} + d} \cong 1,$$

$${}^{10}\text{B} \quad \frac{2\text{He} + p}{2\text{He} + d} \cong 1,$$

$${}^{14}\text{N} \quad \frac{3\text{He} + p}{3\text{He} + d} \cong 2.$$

В эксперименте КРИСТАЛЛ (рук. А. Д. Коваленко и А. М. Таратин) было исследовано параметрическое рентгеновское излучение, возникающее при взаимодействии умеренно релятивистских ядер с кристаллами.

Это излучение быстрых заряженных частиц в кристаллах возникает в результате дифракции поля виртуальных фотонов быстрой заряженной частицы на кристаллографических плоскостях. После теоретических предсказаний параметрического рентгеновского излучения оно было обнаружено и исследовано на пучках электронов различной энергии. Это излучение не связано с ускорением частиц, поэтому должно наблюдаться также и для тяжелых частиц. Кроме того, его выход пропорционален квадрату заряда частицы, и большой заряд ядер должен обеспечивать более интенсивное излучение, чем от электронов.

Измерения были выполнены с кристаллами кремния и графита на пучке протонов с энергией 5 ГэВ и пучке ядер углерода с энергией 2,2А ГэВ нуклона [79, 80]. Для регистрации рентгеновских фотонов использовался полупроводниковый кремниевый спектрометр. Схема эксперимента представлена на рис. 48.

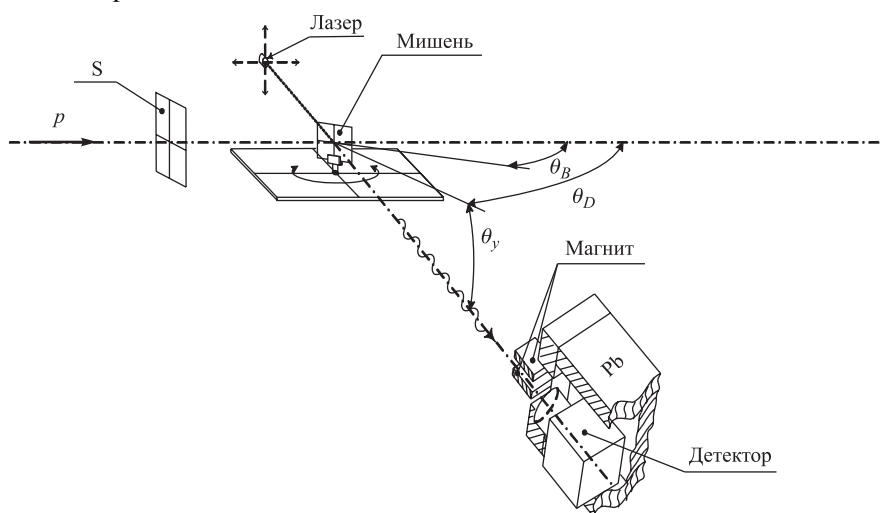


Рис. 48. Схема эксперимента по наблюдению параметрического рентгеновского излучения в кристаллах. S — ионизационный монитор пучка; θ_B — угол наклона кристалла к пучку; θ_D и θ_y — углы детектирования

Пучок падал на тонкий кристалл кремния под углом θ_B . Большие грани кристалла были параллельны плоскостям (001). Использовалась схема Брэгга, в которой детектор размещается под углом θ_D , близким к углу дифракции $2\theta_B$ на плоскостях (001).

Спектры рентгеновского излучения при взаимодействии протонов с энергией 5 ГэВ и ядер углерода с энергией 2,2 ГэВ/нуклон с тонким кристаллом кремния представлены на рис. 49. Максимумы α и β образованы фотонами паразитного характеристического излучения атомов никеля корпуса детектора, возбуждаемых вторичными частицами.

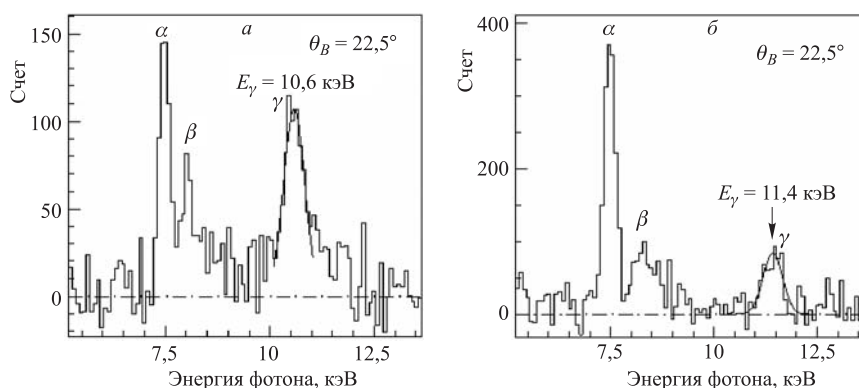


Рис. 49. Спектры излучения, зарегистрированные детектором при облучении кристалла кремния пучком протонов с энергией 5 ГэВ (*а*) и пучком ядер углерода с энергией 2,2 А ГэВ (*б*)

Максимумы, обозначенные γ , образованы за счет фотонов параметрического излучения. Положения максимумов зависят от угла ориентации кристалла и соответствуют теоретическим значениям для линий параметрического излучения.

Таким образом, получено первое экспериментальное подтверждение существования параметрического излучения в кристаллах для тяжелых частиц — релятивистских ядер.

Обнаружение параметрического излучения в кристалле от релятивистских ядер открывает перспективы его использования для диагностики пучков ядер в различных ускорительных центрах. Существенным достоинством параметрического излучения является то, что фотоны генерируются под большими углами к пучку, высока вероятность их излучения и эффективность регистрации.

4.3. Прикладные исследования на выведенных пучках нуклотрона.

Пучки нуклотрона широко используются для прикладных исследований и включают следующие основные направления:

- радиобиология и космическая биомедицина;
- влияние ядерных пучков на компоненты микроэлектроники;

- трансмутация радиоактивных отходов;
- вопросы электроядерного метода генерации энергии;
- использование пучка углерода для терапии онкологических опухолей.

Эти исследования являются продолжением работ, начатых ранее на синхротроне.

Исследования в области радиобиологии и космической биомедицины важны для длительных пилотируемых космических полетов. Эти исследования проводятся с самого начала космических полетов. Совместно с Лабораторией радиационной биологии ОИЯИ проводятся облучения биологических объектов и их компонентов пучками различных частиц (табл. 2) [81, 82].

Таблица 2. Типы ядер, их энергии и линейные передачи энергии (L_∞), которые использовались в экспериментах в области радиобиологии и космической биомедицины в период 1998–2005 гг.

Ядро	p	He	C	C	Mg	Ar	Fe
Энергия, А ГэВ	1	0,5	1	0,48	0,5	1,0	1,25
L_∞ , кэВ · мкм ⁻¹	0,233	1,157	8,40	10,65	39,62	75,5	151,4

Изучалось влияние малых доз радиации с различной линейной передачей энергии на мутагенные эффекты лимфоцитов человеческой крови с использованием пучков протонов, ядер ^{12}C и ^{24}Mg нуклотрона. В будущем является перспективным использование в радиобиологических исследованиях более тяжелых ионов.

Метод трансмутации радиоактивных отходов с помощью пучков заряженных частиц исследуется в ЛВЭ в течение длительного периода. Использование пучков заряженных частиц для управления подкритическими ядерными реакторами также представляется перспективным с точки зрения безопасности ядерной энергетики и повышения эффективности использования ядерного топлива.

Работы по этой программе проводятся на установке ГАММА-2, схема которой приведена на рис. 50. Установка состоит из тяжелой мишени, окруженной парафиновым замедлителем вторичных нейтронов. Детекторы вторичных нейтронов могут размещаться в различных местах установки. Образцы, подвергаемые трансмутации потоком вторичных нейтронов, располагаются на внешней поверхности замедлителя.

Исследования на установке ГАММА-2 сосредоточены, в основном, на изучении выхода нейтронов в зависимости от энергии пучка, типа налетающих частиц и материала мишени [83, 84].

Другой эксперимент этого же типа реализуется на установке «Энергия + трансмутация»; схема показана на рис. 51.

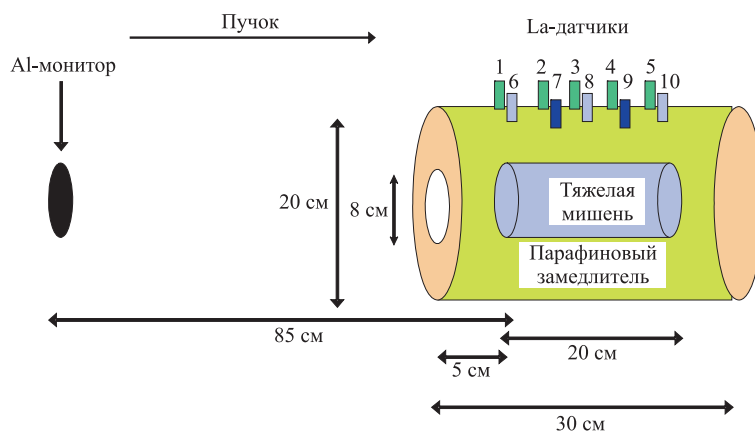


Рис. 50. Схема установки ГАММА-2

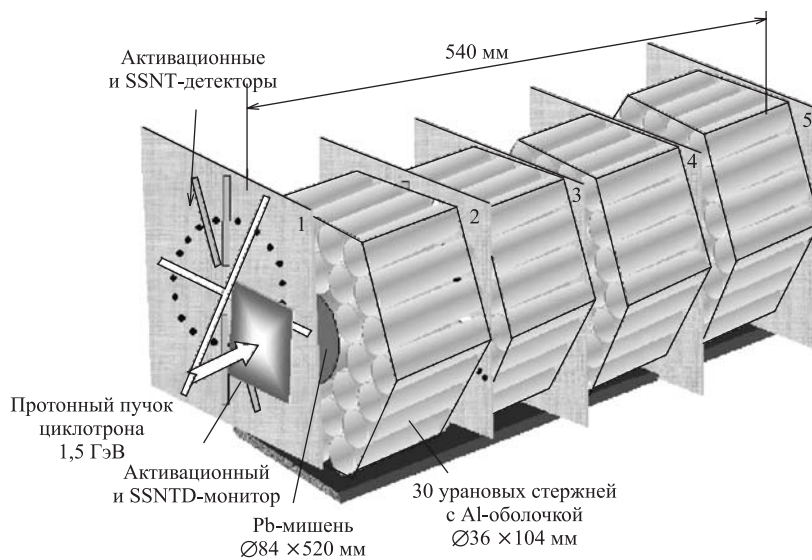


Рис. 51. Схема установки «Энергия + трансмутация»

Сборка из натурального урана окружает мишень из тяжелого материала. Трековые активационные детекторы и трансмутируемые радиоактивные изотопы устанавливаются в щелях между урановыми элементами. Урановая сборка оборудована термометрическими датчиками.

Первые эксперименты с прототипом этой установки уже выполнены, и получены первые калориметрические результаты [85–87].

В настоящее время в ЛВЭ подготовлен новый проект, посвященный использованию углеродного пучка нуклотрона для терапии раковых опухолей. Первая очередь этого проекта предполагает создание специальной зоны для проведения исследований с соответствующим оборудованием и получение необходимых параметров пучка углерода. Проведены первые измерения с углеродным пучком с энергией 500 А МэВ [88]. На рис. 52 приведена кривая Брэгга, полученная с помощью пучка ^{12}C нуклотрона.

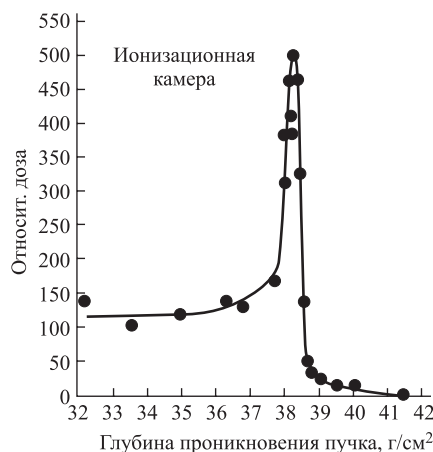


Рис. 52. Зависимость относительной дозы, поглощенной в оргстекле, от глубины проникновения пучка углерода с энергией 500 А МэВ

5. ПРОГРАММА ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА НУКЛОТРОНЕ

Программа теоретических и экспериментальных исследований в ОИЯИ по релятивистской ядерной физике нацелена на постановку и проведение экспериментов, существенно влияющих на дальнейшее развитие теории сильных взаимодействий и создание современной теории атомного ядра [89]. Ведутся исследования взаимодействий релятивистских ядер в энергетической области от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ в Дубне и до нескольких ТэВ на внешних ускорителях. Основная цель исследований — поиск проявлений кварк-глюонных степеней свободы в ядрах, асимптотических законов для ядерной материи, а также изучение спиновой структуры легчайших ядер. Программа, в частности, предусматривает:

— получение новой информации о свойствах процессов множественного рождения частиц в столкновениях различных ядер;

— изучение свойств сильновозмущающей материи в экстремальных условиях (высокие температуры и плотности барионного заряда) в переходной области от адронной материи к кварк-глюонной плазме.

Поиск и исследование свойств сильновозбужденной ядерной материи позволит осуществить проверку КХД-теории и дать возможные ответы на фундаментальные вопросы о том, что такое конфайнмент, каковы механизмы адронизации и нарушения киральной симметрии.

Исследования проводятся с использованием собственной ускорительной базы ОИЯИ, а также в других ускорительных центрах, таких как CERN, BNL и GSI.

На ускорительном комплексе ЛВЭ действуют или подготовлены к научным исследованиям ряд физических установок (СФЕРА, ГИБС, ФАЗА, ДЕЛЬТА-СИГМА, ДЕЛЬТА-2, СМС, МАРУСЯ, ЛНС, СТРЕЛА, НИС, ФОТОН-2 и т. д.). Планируется дальнейшее развитие существующих экспериментальных установок и создание новых. Большой вклад вносится в проведение исследований в других научных центрах на экспериментальных установках: NA49, STAR, CMS, ALICE, NADES, CBM, PANDA и т. д.

На нуклотроне ускорен и выведен поляризованный дейтронный пучок с использованием источника ПОЛЯРИС, и в ближайшем будущем планируется создание более совершенного источника поляризованных частиц с большими интенсивностями.

Эксперименты по релятивистской ядерной физике на внутренних и выведенных пучках нуклотрона планируется проводить в основном на уже существующих установках, но оборудованных новой электроникой и детекторами.

5.1. Поляризационные эффекты при релятивистских энергиях. Изучение поляризационных эффектов при фрагментации легких ядер будет выполнено по программе проекта ПИКАСО на установке СФЕРА. Главной целью этого проекта является изучение спиновой структуры дейтрона на малых межнуклонных расстояниях. Исследуются спиновые эффекты, скоррелированные с мезон-обменными и кварк-обменными механизмами. Эта программа ориентируется на использование дейтронных пучков с энергией до 6,4 ГэВ. Исследования были начаты на поляризованных пучках синхрофазотрона и будут продолжены на нуклотроне после получения выведенного поляризованного пучка дейтронов достаточной интенсивности.

Проект ДЕЛЬТА-2 предназначен для работы на поляризованной протонной мишени ЛВЭ с использованием выведенных пучков нуклотрона, а также для проведения экспериментов на внутренней мишени нуклотрона (совместно с ФИАН и ИЯИ РАН). Установка представляет собой двухплечевой безмагнитный спектрометр для регистрации и измерения энергии нейтральных (гамма-квантов и мезонов) и заряженных (мезонов, протонов, дейтронов) частиц. Физическая программа предполагает детальное исследование образования π^0 - и η -мезонов (в том числе с одновременным образованием дейтрона в конечном состоянии) в нейтрон-протонных соударениях поляризованных нуклонов пучка и мишени при энергиях 1,2–2,0 ГэВ с целью проверки теоретических предположений о механизме мезообразования, а также гипотезы о наличии внутри нуклона поляризованной по спину $S\bar{S}$ -компоненты странных кварков.

Эксперимент СТРЕЛА предполагает изучение спиново-зависимой части нуклонной амплитуды рассеяния в $np \rightarrow pn$ зарядово-обменном процессе на

выведенном пучке дейтронов нуклотрона. Планируется измерить сечение рождения двух протонов при малом переданном импульсе в dp -взаимодействиях в области импульсов дейтронов от 3,0 до 4,0 ГэВ/с.

Главная цель проекта ДЕЛЬТА-СИГМА состоит в изучении нуклон-нуклонных взаимодействий с использованием вторичного пучка поляризованных нейтронов высокой энергии, который имеется в настоящее время только на ускорительном комплексе ЛВЭ. Предлагается провести детальные измерения энергетической зависимости величин $\Delta\sigma_L(np)$ и $\Delta\sigma_T(np)$, которые представляют собой разности полных нейтрон-протонных сечений для антипараллельной и параллельной ориентации спинов нейтронов пучка и протонов мишени, поляризованных в продольном (L) и поперечном (T) направлениях.

Проект НИС предложен совместно ЛВЭ и ЛФЧ ОИЯИ. Проект нацелен на поиск эффектов поляризованной странности нуклона, включая нарушения правила Окубо–Цвейга–Иизуки (ОЦИ), при рождении векторных мезонов в pp - и np -взаимодействиях вблизи порога. В случае подтверждения этой гипотезы свое естественное объяснение находят как проблема «спинового кризиса», так и кажущееся нарушение правила ОЦИ. Необходимо выполнить измерения отношений сечений рождения φ - и ω -мезонов вблизи порога их образования в нуклонных взаимодействиях, т.е. при лабораторных импульсах нуклонов выше 2,7 ГэВ/с. Использование дейтронного пучка даст возможность сравнить полные и дифференциальные сечения рождения φ - и ω -мезонов в pp - и np -взаимодействиях при одинаковых кинематических условиях. В обозримом будущем такие измерения возможны только в Дубне на нуклотроне, поскольку максимальная энергия единственного другого протонного ускорителя в этой области энергий COSY в Германии соответствует как раз порогу рождения φ -мезона. В настоящее время проект НИС дополнен программой поиска пентакварков.

Экспериментальная программа проекта ЛНС предполагает исследование структуры дейтрона и ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях между нуклонами. Программа включает изучение упругого dp -рассеяния и реакции развала дейтрона в dp -взаимодействии с использованием как неполяризованного, так и поляризованного дейтронного пучка и внутренней мишени нуклотрона. Планируется измерение тензорной анализирующей способности реакций $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$ с поляризованным дейтронным пучком. Экспериментальная программа проекта ЛНС включает три различных эксперимента: измерение сечения векторной (A_y), тензорных (A_{yy}) и (A_{xx}) анализирующих способностей в упругом dp -рассеянии в области кинетических энергий дейтрона от 300 до 500 МэВ; измерение сечения векторной и тензорной анализирующих способностей в реакции развала дейтрона в dp -взаимодействии в области энергий 300–500 МэВ в различных конфигурациях (компланарная геометрия, пространственная звезда и т.д.); измерение тензорных анализи-

рующих способностей в реакциях $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$ до 270 МэВ.

Основной целью совместного ЛВЭ–RIKEN рHe3-эксперимента является изучение спиновой структуры ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) на расстояниях, недостижимых в настоящий момент с использованием электромагнитных пробников, посредством измерения угловых зависимостей тензорных анализирующих способностей A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} в реакциях $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$. Эти поляризационные наблюдаемые чувствительны к спиновому распределению нейтрона (протона) в ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) на малых расстояниях в рамках приближения однонуклонного обмена. С другой стороны, так как ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ являются зеркальными ядрами по отношению к количеству протонов и нейтронов, то различие в их наблюдаемых величинах может быть интерпретировано в терминах нарушения зарядовой симметрии. Измерение тензорных анализирующих способностей, которые в первом порядке нечувствительны к кулоновским коррекциям, в реакциях $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$, особенно при больших внутренних импульсах, могло бы обеспечить дополнительную информацию о природе нарушения зарядовой симметрии.

Сотрудничество ЛВЭ–RIKEN провело измерение тензорных A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} и векторной A_y анализирующих способностей на пучке поляризованных дейтронов циклотрона RARF (RIKEN) на установке SMART осенью 2000 г. Измерения были выполнены при энергиях 270 и 200 МэВ во всем угловом диапазоне для реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$. Тот же самый набор анализирующих способностей был получен для канала $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ при 270 МэВ между 0 и 120° в системе центра масс. Высокая точность экспериментальных данных позволяет дискриминировать различные модели трехнуклонного связанного состояния до внутреннего импульса нуклона 600 МэВ/с. Эти исследования планируется продолжить на пучках поляризованных дейтронов ускорительного комплекса ЛВЭ в области более высоких энергий.

5.2. Проявление структуры ядер и их возбужденных состояний при релятивистских энергиях. На установке СФЕРА планируется изучение множественного рождения кумулятивных частиц (особое внимание будет уделено изучению рождения векторных мезонов в кумулятивной области), исследование физики резонансов и поиск экзотических кварковых состояний, изучение динамических корреляций вторичных частиц и ядерных возбуждений в зарядово-обменных реакциях, а также исследование гиперядер (измерение времени жизни гиперядер ${}^3\text{H}_\Lambda$, ${}^4\text{H}_\Lambda$, ${}^6\text{He}_\Lambda$, энергии связи гиперядер ${}^3\text{H}_\Lambda$ и ${}^6\text{He}_\Lambda$) и изучение их кулоновской диссоциации.

На установке ФОТОН-2 планируется продолжение цикла экспериментов по рождению нейтральных π -, η -мезонов и γ -квантов в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсах от 2 до 5 ГэВ/с на нуклон, а также поиск сигналов от смешанной фазы, формируемой в центральных столкновениях тяжелых

ионов, в частности, рождения скоррелированных пар γ -квантов, образуемых вследствие распада σ -мезона в ядерной среде.

Научной целью проекта ФАЗА (совместный эксперимент Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и ЛВЭ) является изучение ядерного уравнения состояния при пониженной плотности и температурах ниже критической T_c для фазового перехода «жидкость–газ». Исследование «тепловой» мультифрагментации (на пучках легких релятивистских ионов) адекватно этой задаче. Это новый, многотельный тип распада очень горячих ядер ($E^* = 500\text{--}700$ МэВ), для которого характерна множественная эмиссия фрагментов промежуточной массы ($2 < Z < 20$). Коллаборацией ФАЗА впервые было показано, что этот тип распада происходит после расширения возбужденного спектатора мишени за счет теплового давления. Найдено, что развал происходит при плотности $\rho_b \approx 0,3\rho_0$ и температуре 5–7 МэВ, а также, что он происходит быстро, за время 50–70 фм/с. Эти наблюдения приводят к следующему сценарию: горячее ядро, расширяясь, попадает в область фазовой нестабильности (спинодальную область). Благодаря флуктуациям плотности гомогенная система быстро трансформируется в смесь фаз, состоящую из заряженных капелек, окруженных нуклонным газом. Это «ядерный туман», который взрывным образом разлетается за счет кулоновского отталкивания и детектируется как мультифрагментация. Происходит специфический ядерный фазовый переход первого рода жидкость–газ. Другой возможный ядерный фазовый переход жидкость–газ ожидается при более высокой температуре. Критическая температура для него T_c была определена коллаборацией ФАЗА путем анализа зарядового распределения фрагментов промежуточной массы, возникающих в соударениях $p(8,1 \text{ МэВ}) + \text{Au}$: $T_c = (20 \pm 3) \text{ МэВ}$. Эти исследования будут продолжены. Хорошо проработанная научная программа включает изучение эволюции механизма мультифрагментации с ростом массы бомбардирующей частицы ($p, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C} \dots$), исследование динамики расширения горячего ядра перед развалом, измерение временной шкалы этой стадии реакции и т.д. Будет использоваться модернизированная 4π -установка ФАЗА на пучке нуклотрона.

В рамках проекта БЕККЕРЕЛЬ планируется проведение облучения ядерных фотоэмульсий на различных пучках релятивистских ядер. Программа исследований нацелена на детальное изучение процессов релятивистской фрагментации легких радиоактивных и стабильных ядер. Ожидаемые результаты позволят ответить на некоторые актуальные вопросы кластерной структуры легких ядер. Благодаря наилучшему пространственному разрешению с помощью ядерных эмульсий можно получить уникальные и доказательные результаты. Наиболее важные облучения будут выполнены на вторичных пучках радиоактивных ядер He, Be, B, C и N, сформированных на основе пучков стабильных ядер нуклотрона. В настоящее время получены предварительные

результаты по зарядовой топологии для релятивистской фрагментации при малых передачах энергии-импульса.

5.3. Изучение процессов множественного рождения в соударениях релятивистских ядер от легчайших до тяжелых при энергиях от сотен МэВ до ТэВ. Проект МАРУСЯ имеет целью исследование свойств переходного режима (от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы) в релятивистских ядерных столкновениях. В проекте также предполагается проводить исследования редких подпороговых и кумулятивных процессов (в том числе для поляризованных сталкивающихся объектов) и разделять события по степени центральности на основе измерения множественности вторичных частиц. Планируется изучение выхода антипротонов и отрицательных каонов, интерес к которым вызван их образованием из «морских» кварков. В переходной области энергий такие данные отсутствуют. Кроме того, планируется продолжить измерение сечений рождения ядерных фрагментов от дейтерия до кремния на внутренних мишенях нуклотрона, экспериментальное изучение низкоэнергетической части спектра рождения ядерных фрагментов в энергетическом диапазоне 1–150 МэВ, а также проверку и развитие теоретических моделей описания релятивистских ядерных столкновений на основе полученных экспериментальных данных.

Проект СМС (совместный проект ЛВЭ и НИИЯФ МГУ) посвящен исследованию лидирующих частиц в протон-ядерных взаимодействиях. В планы исследований входит выяснение механизмов сильного взаимодействия частиц. Экспериментальная установка представляет собой одноплечевой магнитный спектрометр с изменяемой геометрией спектрометрической части и используется для решения двух основных задач:

- 1) исследование пространственно-временной структуры адронного взаимодействия;
- 2) измерение анализирующей способности квазиупругого рассеяния поляризованных протонов на ядрах.

В рамках программы исследования взаимодействий поляризованных протонов с ядрами предполагается измерение односпиновой асимметрии рассеяния поляризованных протонов на внутриядерных нуклонах для сравнения с аналогичным рассеянием на свободных нуклонах в области энергий 1–4 ГэВ.

5.4. Поиск смешанной фазы. В 2005 г. в ОИЯИ началось обсуждение возможности поиска смешанной фазы сильнодействующей ядерной материи в релятивистских столкновениях тяжелых ионов на нуклотроне. Идея наблюдения на нуклотроне смешанной фазы, которая может состоять из цветных и бесцветных объектов, была предложена А. Н. Сисакином с коллегами [90, 91]. Важным свойством смешанной фазы является частичное восстановление в ней киральной симметрии.

В июле 2005 г. в ОИЯИ состоялось международное совещание по проблеме поиска смешанной фазы сильнодействующей материи на нукло-

троне. Возможность образования смешанной фазы при максимально достигнутой энергии нуклотрона следует из расчетов, выполненных В. Д. Тонеевым с коллегами [92]. Результаты этих расчетов представлены на рис. 53. Из рисунка можно видеть, что при максимально возможной на нуклотроне энергии ядер золота 5A ГэВ динамическая траектория ядерных соударений проходит через область смешанной фазы.

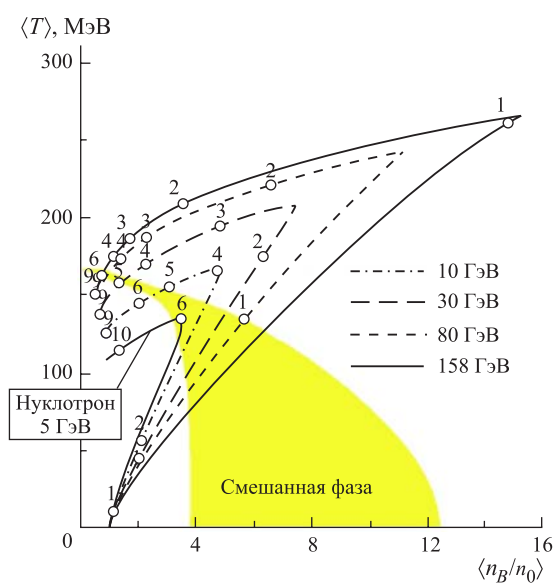


Рис. 53. Динамические траектории для центральных Au + Au-столкновений в плоскости $T-n_B/n_0$ для различных энергий налетающих ядер в интервале от 5 до 158A ГэВ, вычисленные в рамках релятивистской трехжидкостной гидродинамической модели [92]. Числа вблизи траекторий указывают на временной момент эволюции столкновения

Ожидается, что в области фазового перехода частично восстанавливается киральная симметрия. В частности, как было показано в [93–95], двухфотонный распад σ -мезона, являющегося возможным промежуточным состоянием при взаимодействии ядер, может быть сигналом образования смешанной фазы. Как показано на рис. 54, при температуре вблизи фазового перехода, когда $m_\sigma \cong 2m_\pi$, появляется anomalously узкий пик в спектре инвариантных масс фотонных пар, что может служить сигналом фазового перехода.

Совсем недавно в работах [91] была предложена программа физических исследований на нуклотроне для соударений тяжелых ионов с атомными но-

мерами $A \sim 200$ и энергиями до 5 ГэВ/нуклон, которая может рассматриваться как пилотная программа для последующих детальных исследований на

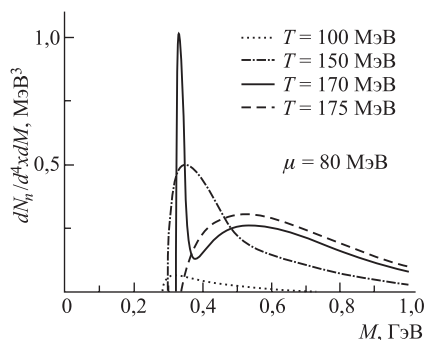


Рис. 54. Инвариантный спектр масс двух фотонов при барионном химическом потенциале $\mu = 80$ МэВ и различных температурах [95]

проведения прикладных исследований. Результаты этих исследований весьма плодотворны и поэтому они были продолжены на нуклотроне. Более того, пучки нуклотрона предоставляют новые возможности для проведения прикладных исследований, и область этих исследований будет расширена.

Прикладные исследования, проводимые на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ, включают большой объем работ, направленных на обеспечение наземного тестирования элементов космической аппаратуры, решение проблем радиобиологии и космической биомедицины, трансмутации радиоактивных отходов и проблемы электроядерного метода генерации энергии, а также использование пучков ядер для медицины.

Эти направления будут развиваться в дальнейшем с использованием большего ассортимента ускоренных ядер.

В конечном итоге, программа исследований на ускорительном комплексе ЛВЭ ориентирована на получение новой экспериментальной информации в области релятивистской ядерной физики, на предоставление физикам стран-участниц ОИЯИ необходимых условий проведения исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы постарались дать краткий обзор результатов исследований последних лет на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий имени В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ. В обзоре приведены результаты, полученные в области релятивистской ядерной физики на собственной

SIS-100/300 (FAIR GSI [96]) и как составная часть международной научной программы (см., например, [97–100] и приведенные там ссылки) по изучению энергетической зависимости свойств материи, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ионов.

В настоящее время ведется подготовка совместного проекта экспериментов по поиску смешанной фазы на нуклотроне в ЛВЭ и в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

5.5. Прикладные исследования с использованием пучков релятивистских ядер нуклотрона. Синхрофазотрон ОИЯИ в течение длительного времени активно использовался для проведения

базе лаборатории, и не затронуты результаты исследований, проводимых сотрудниками лаборатории в других научных центрах. Эти исследования могут быть темой отдельного обзора.

Следует отметить, что ускорительный центр ЛВЭ ОИЯИ на базе сверхпроводящего ускорителя — нуклотрона предоставляет уникальные возможности для исследований с релятивистскими ядрами и получения физических результатов на самом современном уровне. В настоящее время программа развития нуклотрона сосредоточена на решении в кратчайшие сроки задачи ускорения тяжелых ионов с атомными номерами ~ 200 до предельно возможной проектной энергии 5 ГэВ/нуклон, что позволит в самом ближайшем будущем экспериментально прикоснуться ко многим важным фундаментальным проблемам существования сильновзаимодействующей КХД-материи в экстремальных условиях. Совсем недавно открылась принципиальная возможность увеличения проектной энергии, техническая реализация которой будет следующей важной задачей развития нуклотрона.

Авторы выражают благодарность всем руководителям экспериментов, предоставившим результаты своих исследований для подготовки настоящего обзора.

Работа поддержана РФФИ, грант 05-02-17695, специальной программой Министерства образования и науки Российской Федерации, грант РНП.2.1.1.5409 и Агентством исследований и развития Словакии, договор АРVT-20-011704.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А. М. // Краткие сообщения по физике ФИАН. М., 1971. С. 35.
2. Балдин А. М. и др. // ЯФ. 1973. Т. 18, вып. 1. С. 79.
3. Baldin A. M. // Proc. of Conf. on Extreme States in Nucl. Syst. Dresden, 1980.
4. Ставинский В. С. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 5. С. 949–995.
5. Ставинский В. С. Сообщение ОИЯИ P2-9528. Дубна, 1976.
6. Ставинский В. С. // Тр. IX Междунар. сем. по проблемам физики высоких энергий, 14–19 июня 1988 г. Дубна, 1988. С. 190–211.
7. Baldin A. M. et al. JINR Preprint E2-83-415. Dubna, 1983.
8. Aubert J. J. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 123. P. 275.
9. Brener A. et al. // Phys. Rev. D. 1982. V. 26. P. 1497.
10. Baldin A. M. et al. JINR Commun. E1-82-472. Dubna, 1982.
11. Bojarinov S. V. et al. // Sov. Nucl. Phys. 1987. V. 45. P. 1472.
12. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 611–614.
13. Балдин А. М. // Докл. АН СССР. 1975. № 5. С. 1064.
14. Baldin A. M., Didenko L. A. // Fortschr. Phys. 1990. Bd. 38, Nr. 4. S. 261–332.

15. *Bogoliubov N. N.* JINR Preprint D-781. Dubna, 1961.
16. *Baldin A. A.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 4[78]. P. 61–68.
17. *Baldin A. M., Baldin A. A.* // Part. Nucl. 1998. V. 29, No. 3. P. 232.
18. *Baldin A. M., Malakhov A. I.* // JINR Rapid Commun. 1998. No. 1[87]. P. 5–12.
19. *Baldin A. M., Malakhov A. I., Sissakian A. N.* // Part. Nucl. 2001. V. 29, No. 32, Suppl. 1. P. 4–30.
20. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.* // Lett. Nuovo. Cim. 1973. V. 7. P. 719.
21. *Zborovsky I. et al.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 5548.
22. *Tokarev M. V. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2001. V. 16. P. 1.
23. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* // Ibid. 2000. V. 15. P. 3495.
24. *Tokarev M.* // Acta Phys. Slovaca. 2004. V. 54. P. 321.
25. *Agarov N. N., Kovalenko A. D., Malakhov A. I.* // Atomnaja energija. 2002. V. 93, issue 6. P. 479–485.
26. *Malakhov A. I.* Report to the 95th Session of the JINR Sci. Council, Jan. 15–16, 2004. Dubna, 2003.
27. *Donets E. D. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2002. V. 71. P. 679.
28. *Malakhov A. I.* Report to the 97th Session of the JINR Sci. Council, Jan. 20–21, 2005. Dubna, 2004.
29. *Malakhov A. I.* Report to the 99th Session of the JINR Sci. Council, Jan. 19–20, 2006. Dubna, 2005.
30. *Angelov V. et al.* // Proc. of the Intern. Workshop «Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV», Varna, Sept. 10–16, 2001. Dubna, 2002. V. 1. P. 84.
31. *Афанасьев С. В. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2004. № 1(118). С. 68.
32. *Malakhov A. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 320–329.
33. *Schroeder L. S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43, No. 24. P. 1787.
34. *Boyarinov S. et al.* // Proc. of the XII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, 1997. P. 352.
35. *Беляев И. М. и др.* // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 135.
36. *Malakhov A. I.* // Part. Nucl. 2004. V. 1, No. 6. P. 314–324.
37. *Zarubin P. I.* // Part. Nucl. 1995. V. 26, No. 3. P. 221.
38. *Sharov V. I. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. P. 79.
39. *Adiashevich B. P. et al.* // Z. Phys. C. 1996. Bd. 71. S. 65.
40. *Sharov V. I. et al.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 3[77]. P. 13.
41. *Kuehn B. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 298.
42. *Azhgirey L. S. et al.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 3[78]. P. 23.
43. *Cheung E. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 284. P. 210.
44. *Kobushkin A. P.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 421. P. 53.
45. *Azhgirey L. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 538. P. 431.
46. *Yershov A. A., Sarycheva L. I., Chikin K. A.* // Proc. of the XVI Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, June 10–15, 2002. Dubna, 2004. V. 1. P. 212.

47. *Lehar F.* JINR Preprint E1-2001-238. Dubna, 2001.
48. *Lykasov G. I.* // Part. Nucl. 1993. V. 24. P. 140.
49. *Salmin R. A. et al.* // Proc. of the Intern. Workshop «Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV», Stara Lesna, Slovakia, Aug. 25–30, 2003. Dubna, 2003. P. 241.
50. *Гаспарян А. П. и др.* // ПТЭ. 1977. Т. 2. С. 37.
51. *Troyan Yu. A. et al.* JINR Preprint E1-2002-214. Dubna, 2002.
52. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M.* // Z. Phys. A. 1997. Bd. 359. S. 305.
53. *Троян Ю. А. и др.* Препринт ОИЯИ Д1-2004-39. Дубна, 2004;
Troyan Yu. A. et al. // Part. Nucl., Lett. 2005. V. 2, No. 1(124). P. 20.
54. *Anisimov Yu. S. et al.* // Phys. At. Nucl. 1997. V. 60, No. 6. P. 957.
55. *Абрамьян К. У. и др.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 323. P. 1.
56. *Astvatsaturov R. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 163. P. 343;
Абрамьян Х. У. и др. // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 2014; 2005. Т. 68. С. 1020.
57. *Абрамьян К. У., Sissakian A. N., Sorin A. S.* nucl-ex/0607027.
58. *Anikina M. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 397. P. 30.
59. *Adatovich M. I. et al.* // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67, No. 2. P. 273.
60. *Adatovich M. I. et al.* // Part. Nucl., Lett. 2002. No. 1[110]. P. 29.
61. *Avdeev S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 709. P. 392.
62. *Карнаухов В. А. и др.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1282.
63. *Karnaikhov V. A. et al.* // Nucl. Phys. Rev. A. 2004. V. 734. P. 520.
64. *Karnaikhov V. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 041-601(R).
65. *Baldin A. M., Malakhov A. I.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 566. P. 611.
66. *Baldin A. M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 583. P. 637.
67. *Афанасьев С. В., Дряблов Д. К.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 2(125). С. 82.
68. *Анисимов Ю. С. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1998. № 5[91]. С. 25.
69. *Malakhov A. I.* // Proc. of the XVII Intern. Baldin Seminar on High Energy Phys. Problems, Dubna, Sept. 27–Oct. 2 / Eds. A. N. Sissakian et al. Dubna, 2005. V. II. P. 319–338.
70. *Карпечев Е. В. и др.* Препринт ИЯИ РАН 1154/2005. М., 2005.
71. *Uesaka T. et al.* JINR Preprint E1-2005-64. Dubna, 2005.
72. *Ladygin V. P. et al.* nucl-ex/0510050. 2005.
73. *Мигдал А. Б.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 3.
74. *Померанчук И.* // Докл. АН СССР. 1951. 2, Т. LXXVIII. С. 249.
75. *Kotarov V. et al.* nucl-ex/0210017. 2002.
76. *Uzikov Yu. N. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2002. V. 28. P. B13.
77. *Sharov V. I. et al.* // XI Workshop on High Energy Spin Physics «SPIN-2005», Dubna, Sept. 27–Oct. 1, 2005.
78. *Андреева Н. П. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 68, № 3. С. 484.
79. *Afanasiev S. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2005. V. 227. P. 61.
80. *Адищев Ю. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81, вып. 6. С. 305.

81. *Bamblevski V. P., Krylov A. R., Timoshenko G. N.* JINR Preprint E16-99-47. Dubna, 1999.
82. *Тимошенко Г. Н., Бамблевский В. П.* Препринт ОИЯИ Р16-2003-62. Дубна, 2003.
83. *Wan J.-S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 463. P. 634–652.
84. *Wan J.-S. et al.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2001. V. 274, No. 1. P. 151–157.
85. *Krivopustov M. I. et al.* // Kerntechnik. 2003. Bd. 68. S. 48.
86. *Zamani M. et al.* // Rad. Meas. 2005. V. 40. P. 410–414.
87. *Westmeier W. et al.* // Radiochem. Acta. 2005. V. 93. P. 65–73.
88. *Молоканов А. Г., Спурны Ф.* Препринт ОИЯИ Р16-2005-86. Дубна, 2005.
89. *Malakhov A. I.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 82–90.
90. *Зиновьев Г. М. и др.* // Избр. тр. ун-та «Дубна»: Сб. ст. Дубна, 2004. Вып. 1. С. 44–68.
91. *Sissakian A. N. et al.* nucl-ex/0511018. 2005; nucl-ex/0601034. 2006;
Sissakian A. N., Sorin A. S., Toneev V. D. nucl-th/0608032.
92. *Ivanov Y. B., Russkikh V. N., Toneev V. D.* nucl-th/0503088.
93. *Chiku S., Hatsuda T.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58 P. 076001; hep-ph/9809215.
94. *Hatsuda T., Kunihiro T., Shimizu H.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2840.
95. *Volkov M. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 424. P. 235; hep-ph/9706350.
96. *Gutbrod H.H.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 752. P. 457–469.
97. *Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J.* Quark Gluon Plasma 3 / Eds. R. C. Hwa, X. N. Wang. Singapore, 2004. P. 491; nucl-th/0304013.
98. *Nagle J. L., Hallman T.* // AIP Conf. Proc. 2004. V. 698. P. 735–740; nucl-ex/0308019.
99. *Gorenstein M. I.* hep-ph/0310269. 2003.
100. *Gazdzicki M.* nucl-ex/0512034. 2005.