

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ им. В. И. ВЕКслера и А. М. БАЛДИНА

В 2004 г. научная программа Лаборатории высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина (ЛВЭ), как и в предыдущие годы, была сконцентрирована на исследованиях взаимодействий релятивистских ядер в области энергий от нескольких сотен МэВ до нескольких ТэВ/нуклон с целью обнаружения кварк-глюонных степеней свободы в ядрах, поиска асимптотических закономерностей ядерной материи в соударениях высокой энергии, а также на изучении спиновой структуры легчайших ядер [1,2]. В этих исследованиях использовались различные пучки, полученные на ускорительном комплексе ЛВЭ, а также на ускорителях ЦЕРН, Брукхейвенской национальной лаборатории, GSI и других научных центров. В настоящее время на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий можно проводить в широком диапазоне исследова-

ния в области энергий несколько ГэВ/нуклон, при которых имеет место переход от влияния нуклонной структуры ядра к асимптотическому поведению в ядерных взаимодействиях. Программа исследований, в частности, предусматривает: получение новой информации о свойствах процессов множественного рождения частиц в столкновениях различных ядер; изучение свойств сильновзаимодействующей материи при экстремальной плотности энергии и в переходной области от адронной материи к кварк-глюонной плазме.

Лаборатория имеет широкое международное сотрудничество с ЦЕРН, научными центрами стран-участниц ОИЯИ, а также с научными центрами США, Германии, Японии, Индии, Египта и других стран.

РАЗВИТИЕ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ЛВЭ

Нуклотрон является базовой установкой ОИЯИ. Он обеспечивает физические группы пучками протонов, поляризованных дейтронов (а также нейтронов и протонов) и многозарядных ионов. В 2004 г. ускорительный комплекс Лаборатории высоких энергий проработал в общей сложности 2304 ч. Состоялось три продолжительных сеанса. 14 основных «пользователей» работали на пучках p , d , He, Li, C, B, Mg. Энергия ускоренных частиц была в интервале 0,5–3,0 ГэВ/нуклон для ядер и достигала 5,7 ГэВ для протонов. Максимальная рабочая энергия дейтронов в декабрьском сеансе — 3,685 ГэВ/нуклон.

Основная задача развития ускорительного комплекса в 2004 г. состояла в ускорении пучка дейтронов до максимальной энергии $6 A \cdot \text{ГэВ}$. Работы по выполнению этой задачи проводились в декабрьском сеансе работы нуклотрона.

Параметры пучков частиц на нуклотроне, имеющих в настоящее время и планируемых на 2005 г., представлены в таблице [3, 4].

В течение 2004 г. было завершено сооружение и тестирование в кольце нуклотрона новой станции внутренней мишени [5,6]. В этой работе приняли участие Пражский вакуумный завод и Физический институт Словацкой академии наук в Братиславе.

Важным событием для дальнейшего развития ускорительного комплекса ЛВЭ в 2004 г. было подписание соглашения между Университетом в Индиане и ОИЯИ о передаче поляризованного источника ионов СИПИОС для установки его на нуклотрон. Параметры источника следующие: частота импульсов от 1 до 4 Гц; энергия пучка 25 кэВ; поляризованные H или d ; нормальная поляризация больше 80%; 1,5 мА (пик) от источника; больше 25 мА (пик) — неполяризованный пучок.

Параметры выведенных пучков на нуклотроне

Частица	Интенсивность, частиц/цикл		
	2002 г.	2004 г.	2005 г.
p	$3 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$
d	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$
${}^4\text{He}$	$8 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$
${}^7\text{Li}$	$8 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$
${}^{10}\text{B}$	$2,3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$
${}^{12}\text{C}$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{10}$
${}^{14}\text{N}$	—	$1 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$
${}^{16}\text{O}$	$5 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$
${}^{24}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$
${}^{40}\text{Ar}$	$1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^9$
${}^{56}\text{Fe}$	—	$1,2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^7$
${}^{84}\text{Kr}$	$1 \cdot 10^3$	—	$5 \cdot 10^6$
${}^{131}\text{Xe}$	—	—	$1 \cdot 10^6$

Использование источника CIPIOS на нуклотроне позволит обеспечить интенсивность выведенного пучка поляризованных дейтронов до $5 \cdot 10^{10}$ за цикл. Получение такой интенсивности поляризованных дейтронов является одной из основных задач в 2005–2007 гг. Активное участие в этих работах при-

мет Институт ядерных исследований РАН (Троицк). В настоящее время этот источник готов к транспортировке в Дубну (рис. 1).

Предложена и проведена модернизация схемы криостатирования нуклотрона с применением струйных аппаратов, что позволило значительно увеличить поток жидкого гелия, прокачиваемого через сверхпроводящие магниты ускорителя. В результате повышена надежность и устойчивость работы сверхпроводящей магнитной системы нуклотрона, количество электроэнергии, потребляемое ускорителем, уменьшено не менее чем на 600 кВт. Проведены предварительные измерения дополнительного массового расхода жидкого гелия, полученного путем использования струйных аппаратов.

Эксперименты на нуклотроне открывают новые возможности для различных научных программ с ионными пучками и пучками поляризованных ионов. Опыт обеспечения работы и обслуживания нуклотрона весьма полезен для проектирования и строительства новых ускорителей.

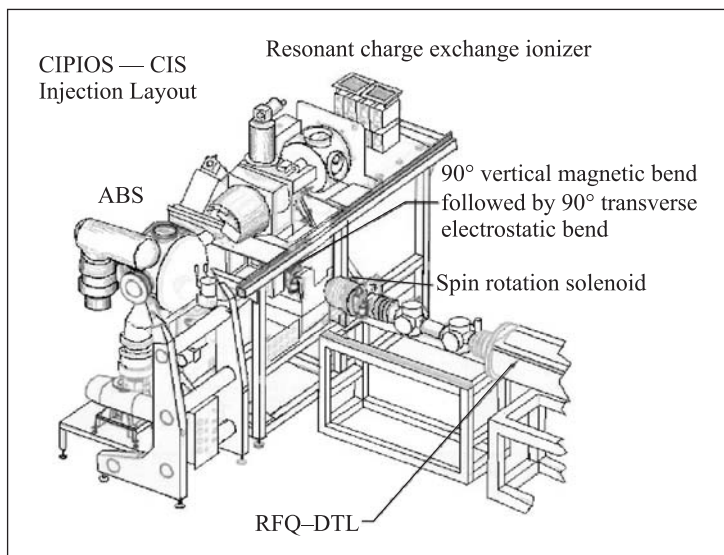


Рис. 1. Поляризованный источник CIPIOS

НАУЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ ЛВЭ

В 2004 г. на внутреннем и выведенном пучках нуклотрона продолжались исследования, ведущиеся научными коллективами из разных стран, а также проводился анализ ранее полученных данных. Ниже приведены некоторые результаты исследований.

Эксперимент «Дельта-2»

В 2004 г. на нуклотроне начаты работы по систематическому изучению эффекта резонансного усиления выхода пионов в протон- и дейтрон-ядерных ре-

акциях при энергии пучка ~ 350 МэВ/нуклон. Измерения проводились с помощью установки «Дельта-2» на внутреннем пучке нуклотрона при использовании мишеней из серебра, меди, алюминия и углерода в течение двух сеансов в марте и июне 2004 г. Схема установки «Дельта-2» и предварительные результаты экспериментов приведены на рис. 2. Видно, что для более тяжелых мишеней, начиная с Си, появляется узкий максимум в области энергии пучка 350 МэВ/нуклон. Это означает, что данный эффект может иметь ядерную природу.

Для объяснения наблюдаемого эффекта требуются дополнительные экспериментальные данные.

В 2005–2006 гг. планируется изучить этот эффект более детально для различных мишеней, бомбардирующих частиц и углов испускания пионов.

Первые предварительные результаты были доложены на XVII Международном семинаре им. А.М.Балдина по проблемам физики высоких энергий «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика» 27 сентября — 2 октября 2004 г.

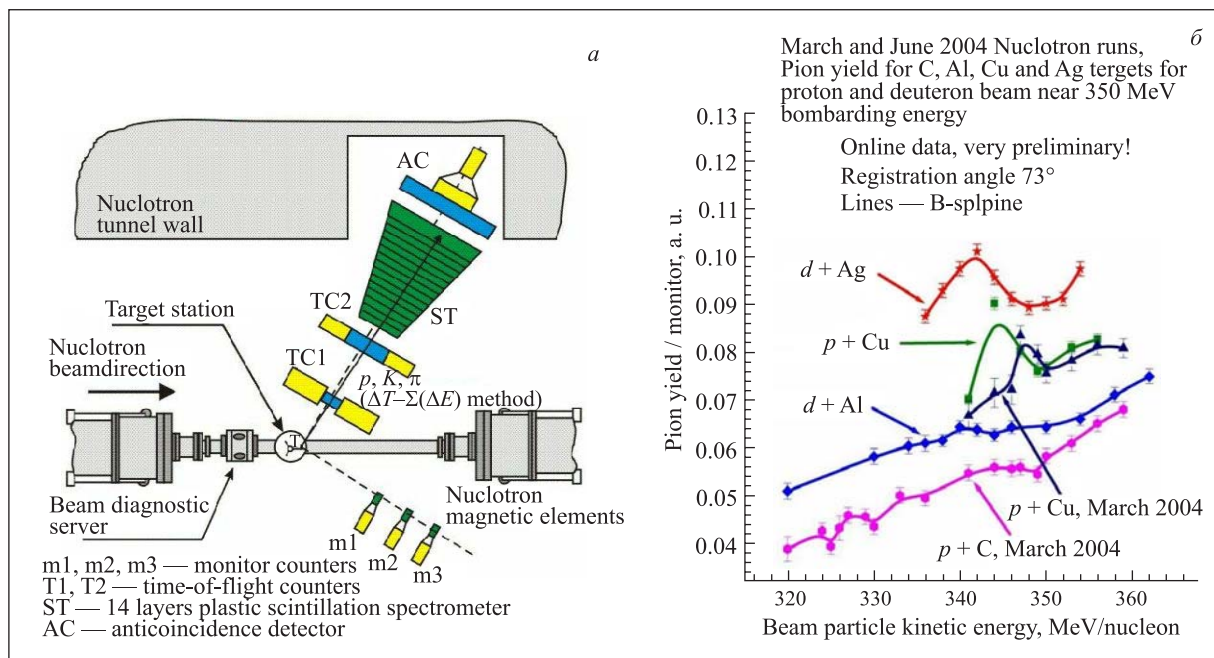


Рис. 2. а) Схема установки «Дельта-2»; б) предварительные результаты по поиску резонансного усиления выхода пионов (отнормированные выходы пионов в $d + A$ - и $p + A$ -реакциях в зависимости от энергии пучка)

Эксперимент ФАЗА

Изучение распада горячих ядер является одной из центральных задач современной ядерной физики, решение которой приведет к получению информации о ядерном уравнении состояния при температурах ниже T_c — критической температуры для фазового перехода жидкость–газ. Главным типом распада высоковозбужденных ядер является множественная эмиссия фрагментов с промежуточной массой (ФПМ), которые тяжелее α -частиц, но легче осколков деления. Исключительная активность в этой области обусловлена ожиданием того, что этот процесс имеет отношение к фазовому переходу в ядерном веществе. Эти предположения были подтверждены в проекте ФАЗА, который нацелен на наблюдение и изучение *тепловой мультифрагментации*. Этот процесс наиболее подходит для исследования термодинамики горячих ядер. Использовалась 4л-установка ФАЗА на выведенном пучке легких ионов нуклотрона. Было доказано, что тепловая мультифрагментация является следствием ядерного фазового перехода *жидкость–туман* [7, 8]. Приведены результаты по последнему, наиболее рафинированному, измерению T_c . Найдено [7], что $T_c = (17 \pm 2)$ МэВ, что существенно выше, чем темпера-

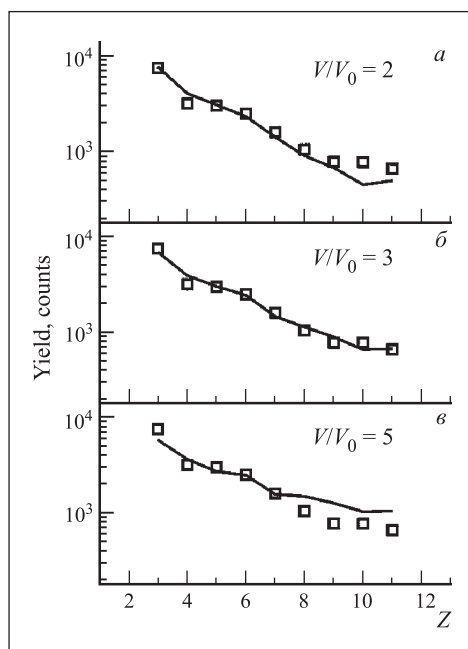


Рис. 3. Зарядовое распределение фрагментов, измеренное для реакции $p(8,1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ (квадраты) и рассчитанное в модели процесса при различных величинах объема системы на стадии формирования фрагментов

тура системы (5–6 МэВ). Это очень важное наблюдение в пользу механизма быстрого развала системы, попавшей в спиноподобную область фазовой неустойчивости.

В работе [8] приведены результаты по экспериментальному определению пространственных характеристик для фрагментации спектра мишени в соударениях $p(8,1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ (рис. 3). В рамках статистической модели SMM были проанализированы инклюзивные данные по зарядовым распределениям $Y(Z)$ и спектрам кинетических энергий фрагментов. Из формы $Y(Z)$ найдено, что зарядовое распределение формируется после расширения возбужденного спектра мишени (за счет теплового давления) до объема $V_t = (2,9 \pm 0,2) V_0$, где V_0 — объем холодного ядра (рис. 4). Однако из анализа спектра кинетических энергий найдено другое значение объема системы: $V_f = (11 \pm 3) V_0$. Существование *двух различных* характеристических объемов в фрагментации имеет прозрачное значение. Первый соответствует конфигурации, когда после расширения спектра примерно в три раза в нем происходят локальные флуктуации плотности, приводящие к образованию «префрагментов». Между ними еще действуют ядерные силы. Это происходит на вершине потенциального барьера фрагментации. Под действие кулоновского расталкивания система «спускается» с вершины барьера, и, наконец, фрагменты становятся свободными. При этом эффективный объем системы равен V_f («freeze-out volume»). Кулоновское ускорение после этого и определяет 70–80% кинетической энергии фрагментов. Картина похожа на ту, что имеется при обычном делении: распределение осколков по массе формируется, когда ядро попадает на вершину барьера деления. Но ядерное взаимодействие между осколками оканчивается только при достижении «точки разрыва». В случае мультифраг-

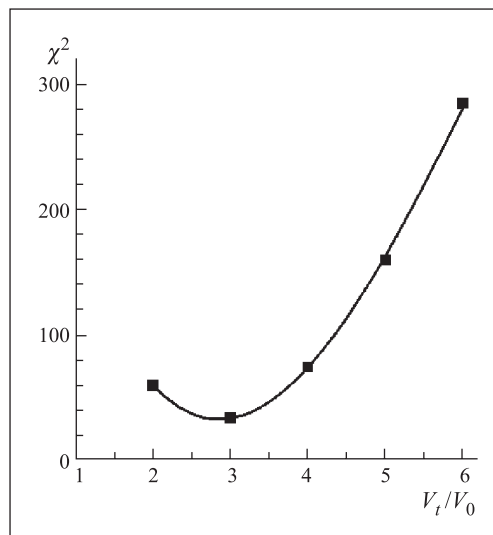


Рис. 4. Значение χ^2 в зависимости от объема системы V_t/V_0 , полученное при сравнении измеренных и расчетных зарядовых распределений по методу наименьших квадратов. Наилучшему согласию отвечает $V_t = (2,9 \pm 0,2) V_0$

ментации следует говорить о «многократной точке разрыва».

При статистическом описании ядерной мультифрагментации до сих пор использовался *только один* размерный параметр. Теперь доказано, что это не так.

Эксперимент «Дельта–Сигма»

Получены новые точные результаты измерений разности $\Delta\sigma_L(np)$ нейтрон-протонного зависящего от спина полного поперечного сечения при следующих значениях кинетической энергии нейтронного пучка: 1,39, 1,69, 1,89 и 1,99 ГэВ [9].

Полученные значения $\Delta\sigma_L(np)$ совпадают с существующими результатами по np -взаимодействию,

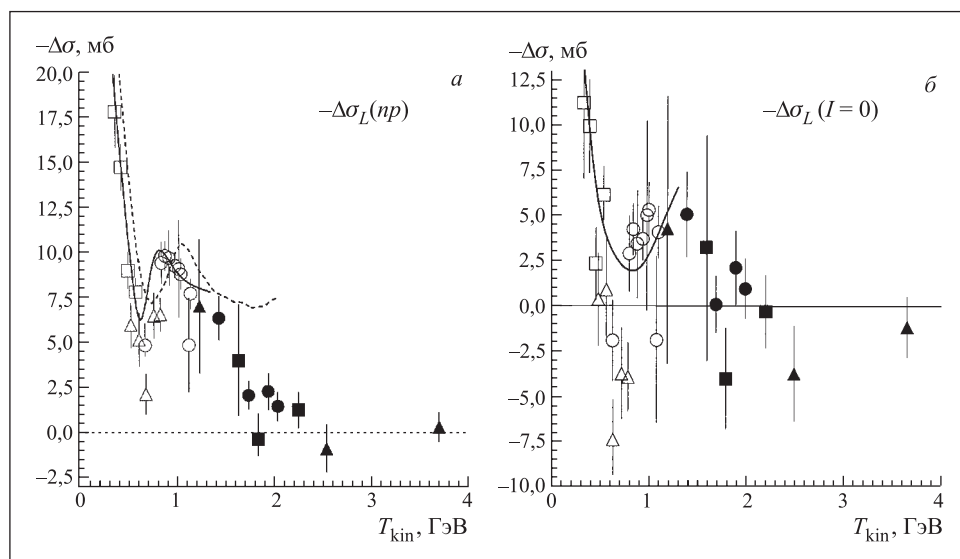


Рис. 5. Энергетическая зависимость $\Delta\sigma_L(np)$ (а) и $\Delta\sigma_L(I=0)$ (б). ● — наши экспериментальные данные; ▲, ■ — наши ранее полученные данные; □ — данные PSI; △ — данные LAMPF; ○ — данные SATURNE II

рассчитанными при использовании «свободных нейтронов». Подтверждается быстрое уменьшение значений $\Delta\sigma_L(np)$ при энергии выше 1,1 ГэВ и наблюдается минимум или «плечо» вблизи 1,8 ГэВ. Результаты представлены на рис. 5.

Представлены также величины $\Delta\sigma_L(I = 0)$, полученные на основании измеренных значений $\Delta\sigma_L(np)$ и существующих данных по $\Delta\sigma_L(np)$. Они представлены в виде некоего плато или слабого максимума вблизи 1,4 ГэВ, которое сопровождается быстрым падением с ростом энергии и минимумом вблизи 1,8 ГэВ.

Было проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями, сделанными с применением динамической модели, и с недавними результатами фитирования по ED GW/VPI PSA. Необходимо провести точные измерения $\Delta\sigma_L(np)$ вблизи 1,8 ГэВ и получить новые данные в области кинетической энергии выше 1,1 ГэВ. Результаты по зависимости от спина были дополнены измерением полных неполяризованных поперечных сечений $\sigma_{0tot}(np)$ и $\sigma_{0tot}(nC)$.

Проект BECQUEREL

Проект BECQUEREL (Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation) ориентирован на облучение фотоэмульсии легкими стабильными и радиоактивными ядрами с энергией порядка нескольких ГэВ/нуклон.

По заявкам сотрудничества BECQUEREL на ну-клотроне выполнено облучение эмульсионных стопок пучками обогащенных легких ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{C}$ с энергией 1,2 А · ГэВ. Для формирования пучка ядер ${}^7\text{Be}$ была выбрана реакция перезарядки первичных ядер ${}^7\text{Li}$. Суммарный поток при облучении эмульсий составил 40000 ядер ${}^7\text{Be}$ за время об-

лучения около 1,5 ч. Зарядовый спектр пучка представлен на рис. 6. В настоящее время ведется обработка облученного материала. Есть основания полагать, что будет существенно увеличена статистика по фрагментации этого ядра.

Пучки ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ были сформированы на основе реакции стриппинга первичных ядер ${}^{10}\text{B}$, а ядер ${}^9\text{C}$ — при фрагментации ${}^{12}\text{C}$. Доля обогащения пучка этими ядрами составила около 80%; фон — более легкие ядра с близким отношением заряда к массе.

К настоящему времени при просмотре эмульсий, облученных ядрами ${}^9\text{Be}$, найдено около 200 взаимодействий, в которых суммарный заряд вторичных треков в конусе релятивистской фрагментации равен первичному (примеры см. на рис. 7). На рис. 8 представлено распределение по переменной b_{ik} (квадрат

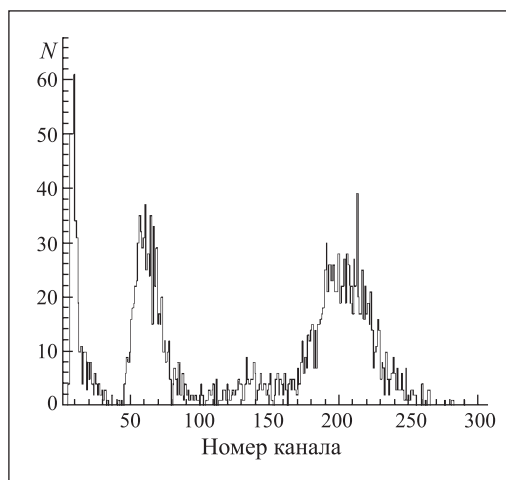


Рис. 6. Спектр сигналов со сцинтилляционного счетчика, контролирующего поток ядер на эмульсионную стопку. Справа налево: пики от ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{He}$, а также фон и строб-сигналы

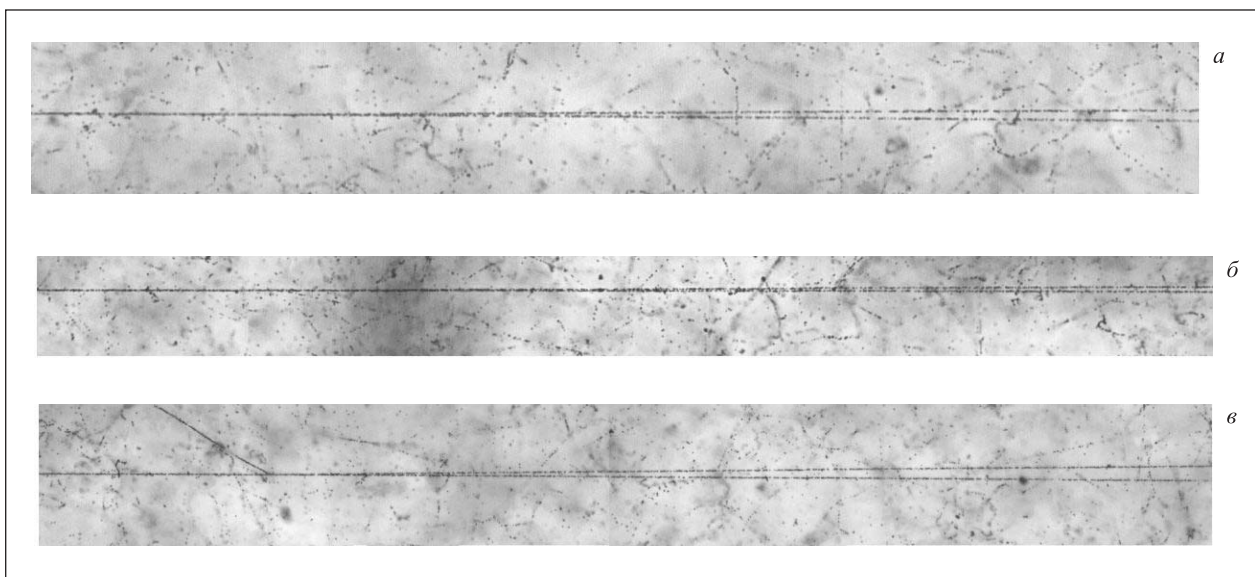


Рис. 7. Примеры событий периферических взаимодействий ядер ${}^9\text{Be}$ в эмульсии при энергии 1,3 А · ГэВ с расщеплением на два ядра: без возбуждения ядра мишени или отдачи (а), с протоном отдачи (б) и ядерным осколком (в)

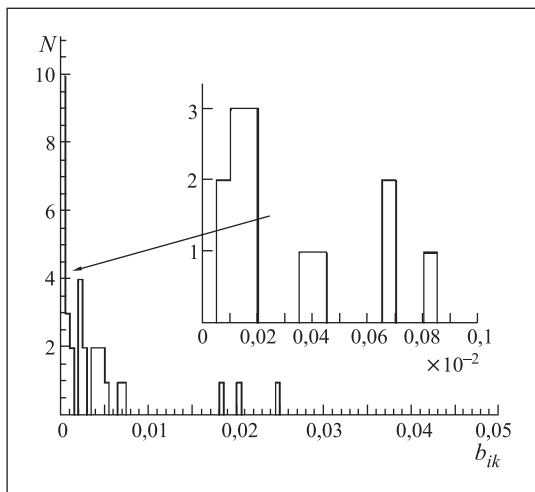


Рис. 8. Распределение по переменной b_{ik} для пар двухзарядных фрагментов при диссоциации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией $1,2 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$. На вставке видна концентрация 8 событий для $b_{ik} < 2 \cdot 10^{-4}$, соответствующая распаду несвязанного ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния

разности относительной 4-скорости) для пар двухзарядных фрагментов из 31 измеренного события. Распределение ограничено областью, характерной, по определению А. М. Балдина, для ядерной физики. На вставке рис. 8 часть этого распределения вблизи нуля представлена в увеличенном масштабе. Видна концентрация 8 событий для $b_{ik} < 2 \cdot 10^{-4}$, соответствующая распаду несвязанного ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния. Энергия распада, определенная как разность между инвариантной массой пары фрагментов и их суммарной массой, равна $(88 \pm 10) \text{ кэВ}$. Этот результат представляет интерес как для изучения собственно распада ядра ${}^8\text{Be}$, так и для исследования его роли в мультифрагментации более тяжелых ядер.

Сотрудничеством BECQUEREL систематизированы результаты по топологии зарядовых состояний при мультифрагментации легких релятивистских ядер [10, 11]. Были отобраны события типа «белая звезда», которые содержат только следы фрагментов релятивистского ядра и не содержат ни следов заряженных мезонов, ни следов фрагментов ядра мишени. Для этих событий рассмотрена топология мультифрагментации. Характерная особенность зарядовой топологии при фрагментации ядер Ne, Mg, Si и S состоит в практически полном подавлении парных расщеплений ядер на фрагменты с зарядом больше 2. Доминируют процессы с отделением одиночных фрагментов, протекающие при минимальных энергиях возбуждения. Возрастание степени фрагментации ядер проявляется в росте множественности фрагментов с зарядами 1 и 2 при уменьшении заряда основной невозбужденной части фрагментирующего ядра.

В процессах мультифрагментации ядер ${}^7\text{Li}$ [12], ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$ определены особенности образования систем из легчайших ядер α , d и t . Так, в дополнение к

α -кластеризации установлена кластеризация нуклонов в виде дейтронов в распадах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, а также тритонов в распадах ${}^7\text{Li}$. Ведется анализ эмульсий, облученных релятивистскими изотопами ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{11}\text{B}$, для изучения этих типов кластеризации. Выполнены облучения эмульсий ядрами ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$ и ведется накопление статистики для исследования в них ${}^3\text{He}$ -кластеризации.

Установка LNS

Аномальное поведение dp -упругого поперечного сечения 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 (рис. 9). Только значительный учет вклада трехнуклонных сил позволяет получить согласие с экспериментальными данными. Влияние трехнуклонных сил на это явление исследуется на установке LNS. В настоящее время детекторы установки LNS находятся в стадии тестирования и калибровки, начинаются первые измерения (рис. 10).

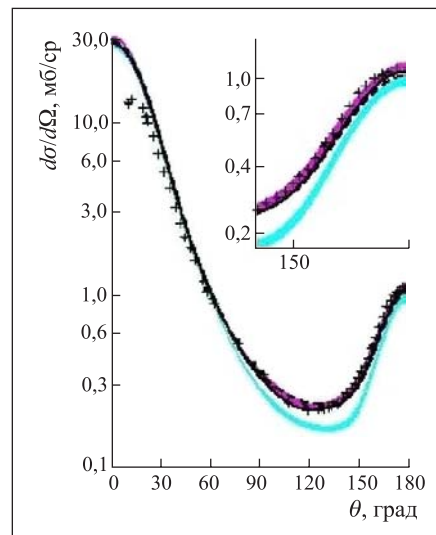


Рис. 9. Расхождение Сагары

На внутренней мишени станции нуклотрона в рамках эксперимента «Фотон» с использованием 90-канального черенковского γ -спектрометра ЛВЭ измерены сечения инклюзивного образования π^0 -мезонов в реакциях $d + C \rightarrow \pi^0 + X$ и $d + \text{Cu} \rightarrow \pi^0 + X$ при импульсе $4,5 \text{ ГэВ}/c$ на нуклон для кинематической области $\theta_\pi \leq 16^\circ$; $E_\pi \geq 2 \text{ ГэВ}$ (л. с. к.). Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ представлено на рис. 11.

Получены следующие основные результаты.

1. Из отношения сечений генерации π^0 -мезонов на ядрах углерода и меди получена зависимость показателя n в параметризации $E d^3\sigma/d^3p \sim A^n$ от куму-

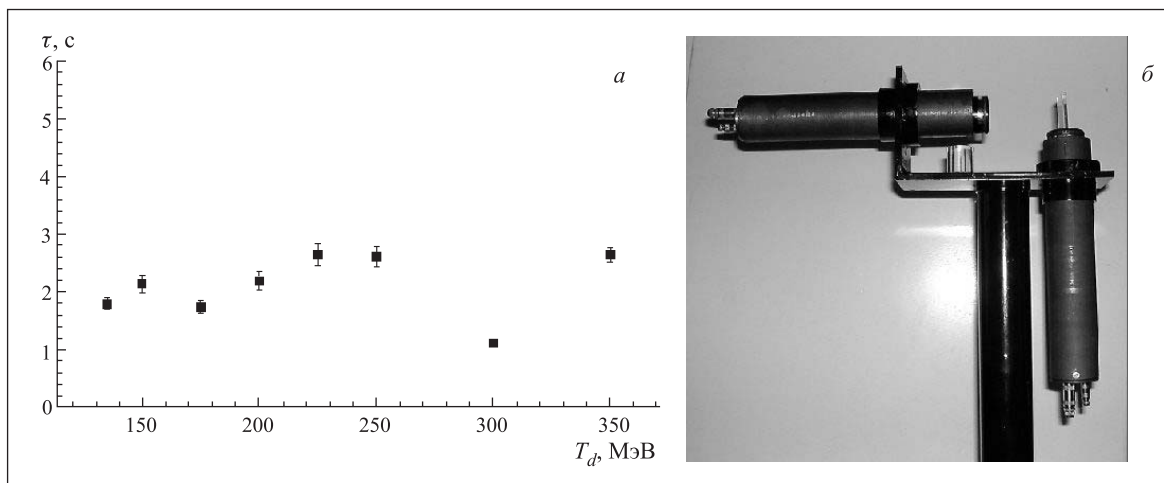


Рис. 10. а) Время жизни пучка дейтронов на станции внутренней мишени нуклотрона в зависимости от кинетической энергии дейтрона T_d ; б) детекторы установки LNS

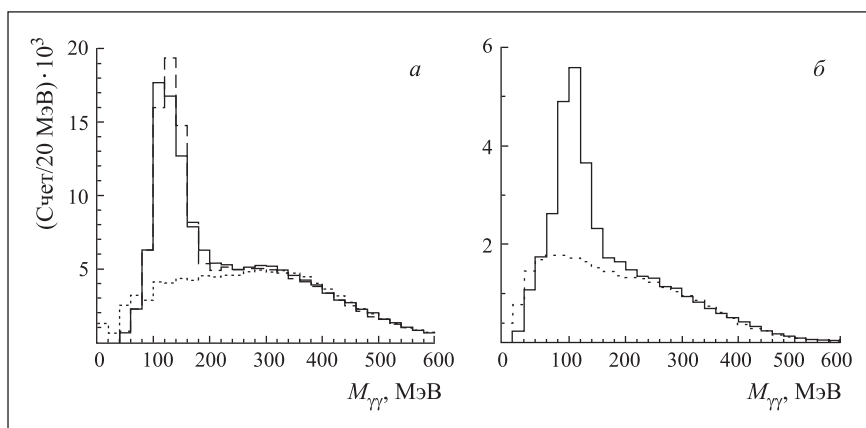


Рис. 11. Распределения по эффективной массе попарно скомбинированных γ -квантов в реакциях $d + C \rightarrow \pi^0 + x$ (а) и $d + \text{Cu} \rightarrow \pi^0 + x$ (б). Точечные гистограммы — фоновые, полученные путем случайного отбора γ -квантов из разных событий. Штриховая гистограмма (а) получена моделированием по методу Монте-Карло с учетом реальных условий работы экспериментальной аппаратуры и критериев обработки

лятивного числа X_c в интервале $0,6 \leq X_c \leq 1,8$ и от квадрата поперечного импульса в интервале $0,04 \leq P_t^2 \leq 0,40$ (ГэВ/c)². Он составляет $n = 0,39 \pm 0,02$ и практически не зависит от X_c и P_t .

2. Из анализа данных этой работы совместно с данными, полученными ранее, выполнены оценки вероятности p_6 образования б-кварковых configura-

ций в ядрах 2d , ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$: $p_6({}^2d) \approx 2\%$; $p_6({}^4\text{He}) = 5 \div 10\%$; $p_6({}^{12}\text{C}) = 20 \div 40\%$.

3. На статистике более чем 40000 π^0 -мезонов (рис. 11, а) впервые определено дважды дифференциальное инвариантное сечение реакции $d + C \rightarrow \pi^0 + X$ в зависимости от энергии и угла вылета π^0 -мезонов.

РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ В ДРУГИХ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЦЕНТРАХ

Эксперименты на RHIC

Группа физиков ЛВЭ принимала участие в разработке и изготовлении азрогелиевого детектора для эксперимента PHENIX. В 2004 г. детекторная система, состоящая из 80 азрогелиевых счетчиков,

была собрана, установлена и испытана на установке PHENIX с целью получения новой экспериментальной информации на RHIC.

На установке PHENIX получены новые данные по изучению эффекта «подавления адронов» с большими значениями p_t в $d + \text{Au}$ -взаимодействиях в

дополнение к ранее полученным данным по подавлению выхода адронов в Au + Au-соударениях (рис. 12). Из рис. 13 видно, что значительное подавление наблюдается в Au + Au-взаимодействиях,

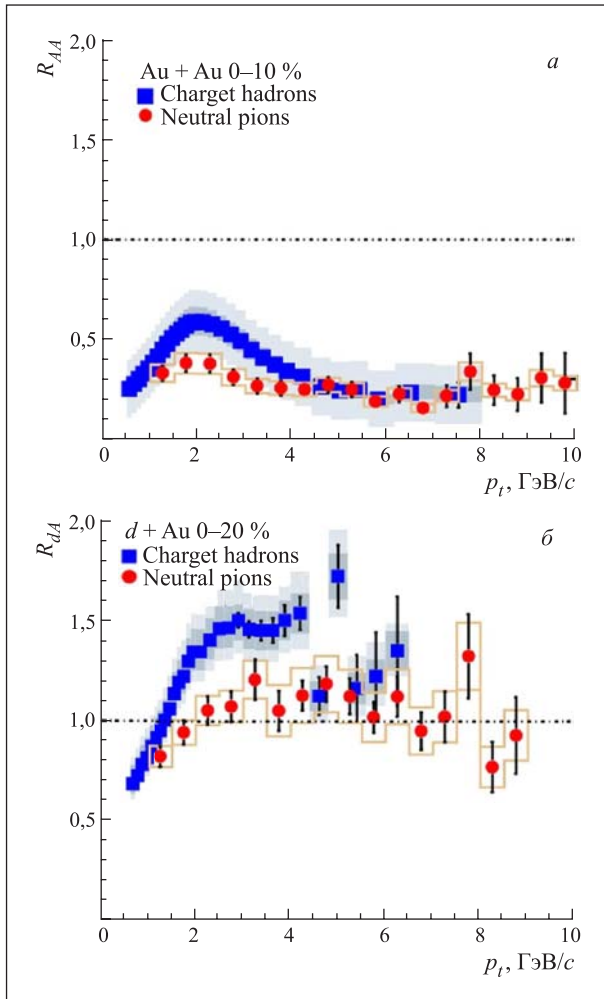


Рис. 12. Подавление адронов с большими p_t в Au + Au-соударениях (а) и в $d + Au$ -соударениях (б), полученное в эксперименте PHENIX на RHIC

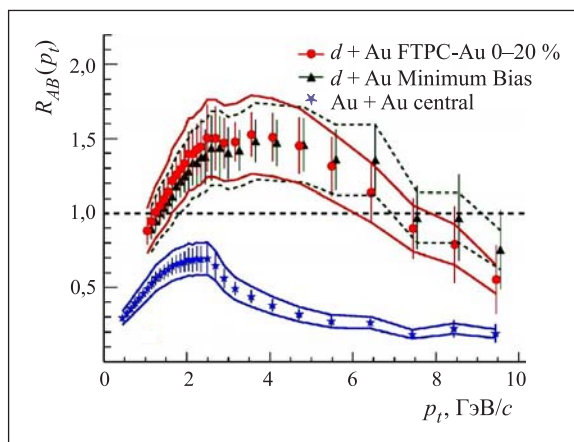


Рис. 13. Подавление адронов с большими p_t в Au + Au- и $d + Au$ -соударениях, полученное в эксперименте STAR на RHIC

в то время как в $d + Au$ -взаимодействиях оно не наблюдается [13]. Подавление адронов с большими p_t в Au + Au-соударениях интерпретируется как результат больших потерь энергии в кварк-глюонной плазме в центральных соударениях при энергиях на установке RHIC (Jet Quenching Effect).

Подобный результат был получен в эксперименте STAR на RHIC. Группа специалистов ЛВЭ, возглавляемая Ю. А. Панебратцевым, принимала активное участие в этой работе (рис. 13).

Подавление адронов с большими p_t в центральных Au + Au-, а не в $d + Au$ -соударениях доказывает, что эффект гашения струй представляет собой явление конечного состояния, указывающее на очень сильные взаимодействия жесткорассеянных партоннов или их фрагментов с плотной рассеивающей средой.

Участие в экспериментах PHENIX и STAR на RHIC будет продолжено в 2005–2007 гг.

Новая лаборатория детекторов в ЛВЭ ОИЯИ

В ЛВЭ ОИЯИ в корп. 40 создана новая лаборатория по разработке и созданию газовых координатных детекторов. В ее состав входят три «чистые» комнаты общей площадью 120 м², новое намоточное устройство, управляемое с помощью компьютера, а также различные современные приборы и оборудование, необходимые для создания детекторов.

Здесь создаются первые камеры размером $\sim 1 \times 1$ м для детектора переходного излучения (TRD) эксперимента ALICE на LHC в ЦЕРН. Этот крупнейший детектор создается совместно с Университетом в Гейдельберге, GSI (Дармштадт), Университетом Франкфурта (Германия) и NIPNE (Бухарест).

Проект рНе3

Целью сотрудничества групп экспериментаторов из ЛВЭ из Центра ядерных исследований Университета Токио, специализирующихся в области спиновой физики, является исследование спиновой структуры легких ядер при промежуточных и высоких энергиях с использованием пучков поляризованных частиц ускорителей нуклотрона и RIKEN.

Данное сотрудничество началось в 1999 г., когда программно-консультативный комитет (ПКК) RIKEN одобрил совместный эксперимент по изучению спиновой структуры ^3He с первым приоритетом. Этот эксперимент был выполнен на ускорителе RARF в RIKEN в 2000 г.

Данные по тензорной анализирующей способности T_{20} реакций $dd \rightarrow ^3\text{He}n$ и $dd \rightarrow ^3\text{He}p$ [14] показали необъяснимое в настоящее время поведение в зависимости от начальной энергии налетающего пучка

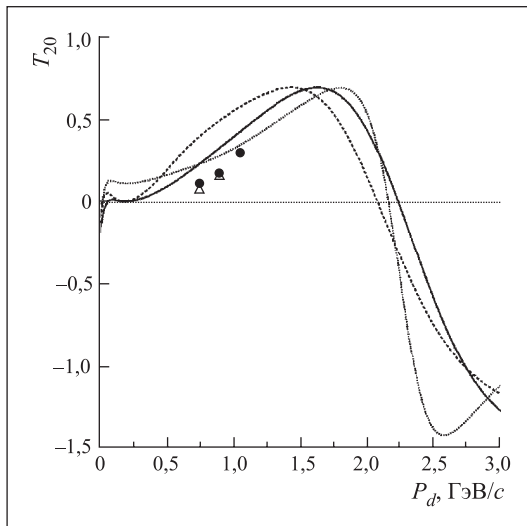


Рис. 14. Поведение тензорной анализирующей способности T_{20} в реакциях $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$ и $dd \rightarrow {}^3\text{H}p$ [14], показанное соответственно темными и светлыми символами. Кривые — предсказания, основанные на традиционной картине спиновой структуры легких ядер на малых межнуклонных расстояниях

ка (рис. 14). Такое поведение, будучи чрезвычайно чувствительным к D -волне в ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, находится в полном противоречии с предсказаниями, основанными на традиционной картине спиновой структуры легких ядер на малых межнуклонных расстояниях. Данные по угловому поведению тензорных анализирующих способностей при энергии 270 МэВ, полученные в том же эксперименте, уже докладывались на различных международных конференциях и находятся в стадии подготовки публикации.

Эксперимент по измерению поляризационных наблюдаемых в реакции $d{}^3\text{He} \rightarrow p{}^4\text{He}$ на нуклотроне был одобрен ПКК ОИЯИ с первым приоритетом в апреле 2002 г. Для этого эксперимента требуется высокоинтенсивный пучок поляризованных дейтронов нуклотрона и серьезная модификация поляризованной ${}^3\text{He}$ -мишени, созданной японскими коллаборантами [15]. Для соответствия условиям проведения эксперимента на нуклотроне необходимо существенно увеличить длину мишени, плотность газа и обеспечить дальнейшее развитие системы оптической накачки поляризации.

В период с 10 по 21 декабря 2004 г. Лабораторию высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина посетили проф. Т. Уесака и д-р К. Суда из CNS. Целью их визита была проверка оборудования и подготовка установки для поляризационных исследований на станции внутренней мишени нуклотрона. Привезенные из Японии детекторы, триггерная система и система сбора данных, основанная на стандартах КАМАК и VME, были проверены и подготовлены для измерений в 2005 г.

Поляриметр дейтронов высоких энергий будет прокалиброван в 2005 г. с использованием пучка,

обеспечиваемого поляризованным ионным источником ПОЛЯРИС. Полученные данные будут применяться в будущем для измерения поляризации пучка дейтронов, обеспечиваемого новым модифицированным ионным источником СИПИОС на нуклотроне, а также на новом ускорителе RIBF в RIKEN. Поляриметр высоких энергий, изготовленный для нуклотрона, будет использован в качестве базового оборудования для широкой спиновой программы в ЛВЭ.

Эксперимент CMS

Группа ученых ЛВЭ принимает участие в разработке программы по исследованию тяжелых ионов (Heavy Ion Programme) для CMS и в испытаниях адронного калориметра и электроники в ЦЕРН в 2004 г. Планируется расширить участие в проекте CMS. Сделан экспресс-анализ в режиме «on line» ряда данных. В частности, были получены отношения калибровочных коэффициентов для разных типов частиц. Эти коэффициенты дали возможность получить разрешение адронного торцевого калориметра $\sigma_E/E \approx 12,5\%$ для пучка пионов с энергией 150 ГэВ (рис. 15).

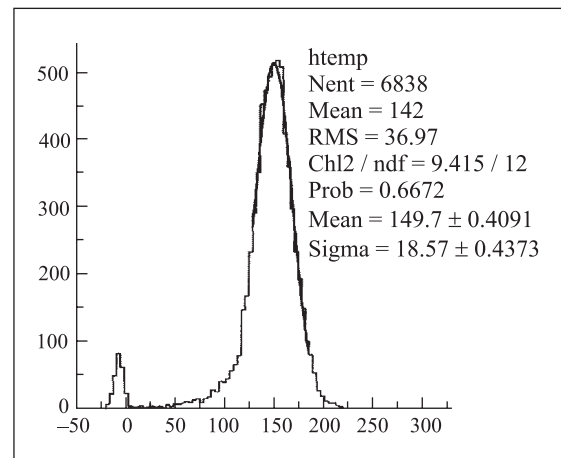


Рис. 15. Сигнал от пионов с энергией 150 ГэВ в адронном торцевом калориметре (Hadron Endcap Calorimeter)

Группа ЛВЭ продолжила также анализ данных калибровки проволочного источника для адронного торцевого калориметра. Разработан полуавтоматический способ получения калибровочных постоянных. Изучено влияние геометрии, зависящей от различных размеров сцинтилляторов, полученное как отношение сигналов от проволочного и коллимированного источников. Этот эффект составлял несколько процентов, что существенно для правильной калибровки адронного калориметра.

Подготовка к будущим экспериментам

ЛВЭ участвует в разработке и создании нового оборудования для экспериментов CBM и PANDA в GSI (FAIR — Facility for Antiproton and Ion Research) (ускорители, детекторы, физика):

— быстроциклирующие магниты (нуклотронного типа),

- оптимизация SIS100/SIS300,
- криогенная магнитная система, сверхпроводящие каналы пучков,
- детектор TRD для проекта CBM,
- сверхпроводящие магниты для установок CBM и PANDA,
- моделирование установок (трекинг),
- физическая программа исследований.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при импульсе падающих нейтронов $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/с исследовано образование и свойства барионных резонансов со странностью $S = +1$ в системе nK^+ . Обнаружен ряд особенностей в спектре эффективных масс указанной системы. Все резонансы имеют высокую статистическую значимость. Их ширины сравнимы с разрешением по массам. Произведена оценка спинов резонансов и построена ротационная полоса, связывающая массы резонансов с их спинами [16, 17].

Исследования проводились на материале с однометровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками квазимонохроматических нейтронов из синхрофазотрона ЛВЭ.

На рис. 16 приведено распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из всех событий реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/с. Распределение аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 8-й степени, и 10 резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Стрелками отмечены подобранные значения масс резонансов. Доля фона в этом распределении составляет 75,8 %. Требования к фоновой кривой заключаются, во-первых, в том, чтобы ошибки в коэффициентах каждого члена полинома при его подборе были не более 50 % и, во-вторых, чтобы полином описывал экспериментальное распределение после «выбрасывания» резонансных областей с $\overline{\chi^2} = 1,0$ и $\sqrt{D} = 1,4$ (характеристики χ^2 -распределения с одной степенью свободы). Для распределения, приведенного на рис. 16, $\overline{\chi^2} = 0,92 \pm 0,29$ и $\sqrt{D} = 1,33 \pm 0,20$. Эти же значения для фоновой кривой, нормированной на 100 % событий в графике (с резонансными областями), равны $\overline{\chi^2} = 1,40 \pm 0,19$ и $\sqrt{D} = 2,38 \pm 0,14$. Статистическая значимость резонанса с $M = 1,541$ ГэВ/с² равна 4,5 S. D.

На том же графике представлено распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций, отобранных с условием $\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85$, где Θ_n^* — угол вылета нейтрона в общей системе центра масс. Видно, что это распределение не имеет существенных выбросов, и устранение этих событий может снизить уровень фона для резонансов.

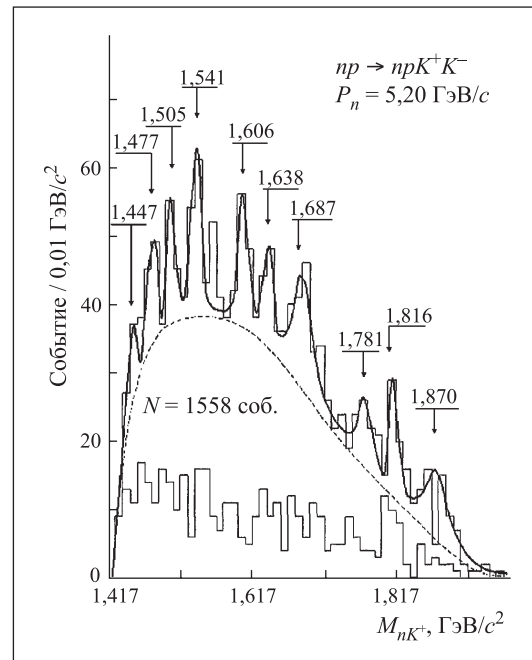


Рис. 16. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из всех событий реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/с. Пунктирная линия — фоновая кривая, взятая в виде полинома Лежандра 8-й степени; сплошная линия — сумма фоновой кривой и 10 резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера; нижняя гистограмма — распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций, отобранных с условием $\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85$

Оценка сечения образования резонанса с массой $M = 1,541$ ГэВ/с² в системе nK^+ из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/с дает $\sigma = (3,5 \pm 0,7)$ мкб.

Результаты наблюдений пентакварков были представлены также другой группой ученых, использовавшей данные с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ. Эта группа изучала реакцию $C + C_3H_8 \rightarrow K_s^0 p + x$ при импульсах пучка углерода $P_C = 4,2 A \cdot \text{ГэВ/с}$. Узкий пик с $M = (1532 \pm 6)$ МэВ/с² и шириной $\Gamma \approx (26 \pm 4)$ МэВ/с² наблюдался в спектре эффективных масс $K_s^0 p$ (рис. 17) [18].

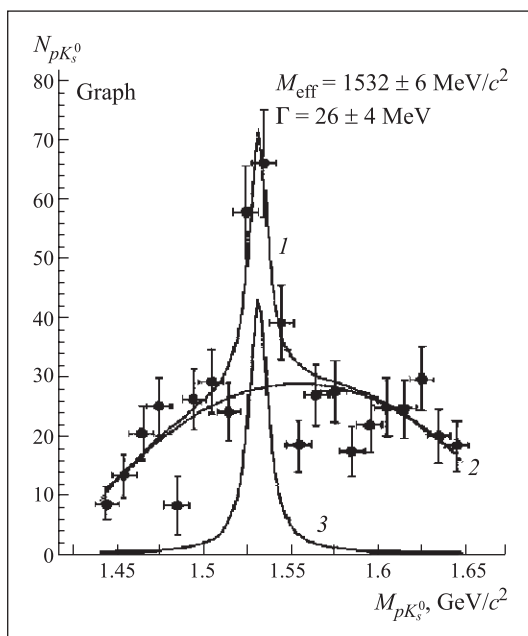


Рис. 17. Спектр эффективных масс $K_s^0 p$ в реакции $C + C_3H_8 \rightarrow K_s^0 p + x$ при импульсе пучка углерода $P_C = 4, 2 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}/c$

Специалисты лаборатории принимали активное участие и в других исследованиях.

Изучены следствия эффекта релятивистского поворота спина для системы двух свободных частиц с ненулевым вектором относительного импульса и спиновыми состояниями, заданными в системах покоя этих частиц. В связи с этим были рассмотрены преобразования компонент корреляционного тензора системы двух частиц со спином $1/2$ при переходе из системы центра инерции пары частиц в лабораторную систему отсчета с параллельными одноименными координатными осями. В случае, когда векторы скоростей двух частиц в лабораторной системе отсчета не коллинеарны, углы релятивистского поворота спина для первой и второй частиц различны. Показано, что с учетом этого различия относительные доли синглетного и триплетного состояний в релятивистской системе двух частиц со спином $1/2$ зависят от конкретной системы отсчета, в которой анализируется двухчастичная система. Таким образом, для системы двух релятивистских частиц с ненулевым вектором относительной скорости квадрат полного спина не является лоренцевским инвариантом [19, 20].

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Использование пучка ^{12}C в онкологической терапии

Программный комитет ОИЯИ одобрил в 2004 г. новый проект «Нуклотрон ОИЯИ для медицины».

Продолжено изучение спиновых корреляций в двухчастичных квантовых системах. Построена общая феноменологическая теория угловых корреляций при распадах поляризованных частиц (резонансов) в терминах мультипольных параметров рождения системы двух нестабильных частиц и мультипольных параметров их распадов. Применяя модель независимых одночастичных источников, испускающих неполяризованные частицы с ненулевым спином, мы исследовали угловые корреляции при распадах двух тождественных нестабильных частиц с близкими импульсами. Эти угловые корреляции отражают спиновые корреляции, обусловленные эффектами квантовой статистики и взаимодействия в конечном состоянии [21].

На основе формализма спиральных амплитуд проанализированы поляризационные эффекты в прямой реакции $p + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$ и в обратном процессе $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{He}$. Показано, что ввиду T -инвариантности зависимость эффективного сечения реакции $p + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$ от векторов поляризации протона и ядра ${}^3\text{He}$ однозначно определяет векторы поляризации и спиновые корреляции конечных частиц в реакции $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{He}$. Установлено, что в этой реакции система «протон + ${}^3\text{He}$ » всегда рождается в нефакторизуемом триплетном состоянии со строго коррелированными спинами. Показано, что в реакции $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{He}$ обязательно нарушается одно из неравенств некогерентности для суммы двух диагональных компонент корреляционного тензора, установленных ранее в случае некогерентной смеси факторизуемых двухчастичных состояний [22].

На основе соотношений неопределенностей для энергии–времени и импульса–координаты были введены понятия времени жизни и длины пробега виртуальной частицы. Показано, что вблизи массовой поверхности реальной частицы эти величины составляют 4-вектор. Получены формулы для времени жизни и длины пробега ультрарелятивистского виртуального электрона в процессе тормозного излучения в кулоновском поле ядра, а также для времени жизни и длины пробега виртуального фотона при его конверсии в электрон-позитронную пару. Установлена связь между длиной пробега виртуальной частицы и когерентной длиной (длиной формирования) [23].

На первом этапе планируется подготовить углеродный пучок с параметрами, необходимыми для облучения пациентов. Проведены первые измерения максимума Брэгга на пучке ^{12}C с энергией $500 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$ (рис. 18). В течение последующих трех лет планиру-

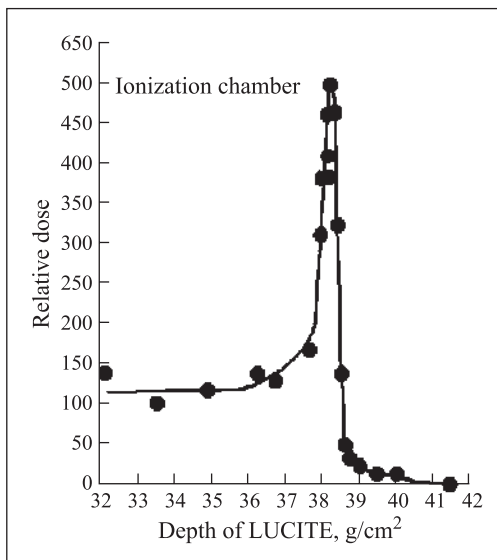


Рис. 18. Пик Брэгга на пучке ионов ^{12}C с энергией $500 \text{ A} \cdot \text{МэВ}$, полученный на нуклотроне

ется подготовить требуемый углеродный пучок и специальное место для облучения биологических образцов.

Некоторые другие результаты, полученные сотрудниками лаборатории, приведены в работах [24–28].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Malakhov A. I. Selected Problems of Relativistic Nuclear Physics and Multiple Particle Production // Proc. of the XXXII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Alushta, Ukraine, Sept. 7–13, 2002. Singapore, 2003. P. 348–352.
2. Malakhov A. I. Selected Problems of Relativistic Nuclear Physics // Proc. of Intern. Conf. «Hadron Structure-2002», Herlany, Slovak Republic, Sept. 23–27, 2002. Kosice, 2003. P. 188–203.
3. Kovalenko A. D., Butenko A. V. The Nuclotron — New Superconducting Ion Synchrotron at JINR // Proc. of the Second Intern. COSPAR Colloquium «Radiation Safety for Manned Mission to Mars», Dubna, Sept. 28 — Oct. 2, 2003.
4. Агапов Н. Н., Коваленко А. Д., Малахов А. И. // АЭ. 2002. Т. 93, вып. 6. С. 479–485.
5. Анисимов Ю. С. и др. Поляриметр для внутреннего пучка нуклотрона // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 1(118). С. 68–79.
6. Isupov A. Yu. DAQ Systems for the High Energy and Nuclotron Internal Target Polarimeters with Network Access to Polarization Calculation Results and Raw Data. JINR Preprint E10-2004-13. Dubna, 2004.
7. Karnaukhov V. A. et al. Multifragmentation and Nuclear Phase Transitions (Liquid–Fog and Liquid–Gas) // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 520.
8. Karnaukhov V. A. et al. Two Characteristic Volumes in Thermal Nuclear Multifragmentation // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 041601(R).
9. Sharov V. I. et al. Measurement of the np Total Cross Section Difference $\Delta\sigma_L(np)$ at 1.39, 1.69, 1.89 and 1.99 GeV // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. P. 79–90.
10. Bradnova V. et al. // Acta Physica Slovaca. 2004. V. 54, No. 4. P. 351–365.
11. Андреева Н. П. и др. Препринт ОИЯИ P1-2004-91. Дубна, 2004.
12. Adamovich M. I. et al. // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. 1479–1485.
13. Adler S. S. et al. High- p_T Charged Hadron Suppression in Au+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034910.
14. Ladygin V. P. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 598. P. 47.
15. Uesaka T. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 533. P. 1.
16. Troyan Yu. A. et al. JINR, D1-2004-39. Dubna, 2004; hep-ex/0404003.
17. Troyan Yu. A. et al. // Proc. of the Romanian Acad. of Sciences. Ser. A. 2004. V. 5, No. 3. P. 257–269.
18. Togoo P. et al. // Proc. of the Mongolian Acad. of Sciences. 2003. V. 170, No. 4. P. 3.
19. Lednicky R., Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V. Effect of the Relativistic Spin Rotation on Two-Particle Spin Composition // Phys. Rev. A. 2004. V. 69, No. 3. P. 034102.
20. Lednicky R., Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V. Effect of the Relativistic Spin Rotation on Two-Particle Spin Composition // Proc. of X Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (Spin-03), Dubna, Sept. 16–20, 2003. Dubna, 2004. P. 119–124.
21. Lednicky R., Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V. Spin Correlations in the Decays of Two Unstable Particles // Proc. of the 19th Intern. Conf. «Symmetries and SPIN» Prague, July 12–19, 2003; Czech. J. Phys. Suppl. B. 2004. V. 54. P. B43–B56.
22. Lyuboshitz V. L., Lyuboshitz V. V. Polarization Effects in the Reactions $p + {}^3\text{He} \rightarrow \pi + {}^4\text{He}$, $\pi^+ + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{He}$ and Verification of the Consequences of Quantum-Mechanical Coherence for the Correlation Tensor // Proc. of the 16th Intern. Spin Physics Symp. (SPIN 2004), Trieste, Italy, Oct. 10–16, 2004 (в печати).
23. Любошиц В. Л., Любошиц В. В. Время пролета и длина пробега виртуальной частицы // ЯФ. 2005. Т. 68, № 3 (в печати).
24. Космачев О. С. Физическая интерпретация некоторых групповых алгебр // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 50–57.
25. Космачев О. С. Волновое уравнение для квартета нейтрино // Там же. С. 58–65.
26. Ladygina N. B., Shebeko A. V. Study of Deuteron–Proton Charge Exchange Reaction at Small Transfer Momentum // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 29–35.
27. Адам И. и др. Исследование образования продуктов протон-ядерных реакций в мишени ^{129}I при энергии протонов 660 МэВ // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 4(121). С. 53–64.
28. Агапов Н. Н., Батин В. И., Васенева Ю. А. Применение струйных аппаратов в криогенной системе нуклотрона — сверхпроводящего ускорителя релятивистских ядер // Там же. С. 65–71.