

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970
VOL.32
PART 7

DUBNA 2001

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО
ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года
ТОМ 32
ВЫПУСК 7

ДУБНА 2001

Главный редактор

В. Г. КАДЫШЕВСКИЙ

Редакционная коллегия:

В. Л. АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П. Н. БОГОЛЮБОВ,

С. К. БРЕШИН,

В. В. БУРОВ

В. В. ВОЛКОВ,

Ц. Д. ВЫЛОВ,

Ю. П. ГАНГРСКИЙ,

П. И. ЗАРУБИН,

И. С. ЗЛАТЕВ,

П. С. ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

К. КАУН,

Н. Я. КРОО,

О. Н. КРОХИН,

И. Н. МЕШКОВ,

И. Н. МИХАЙЛОВ,

НГҮЕН ВАН ХЬЕУ

(зам. главного редактора),

Ю. Ц. ОГАНЕСЯН,

Ю. П. ПОПОВ,

А. Н. СИСАКЯН,

(зам. главного редактора),

А. Н. ТАВХЕЛИДЗЕ,

А. А. ТЯПКИН,

А. И. ХРЫНКЕВИЧ,

Ч. К. ШИМАНЕ

Зав. редакцией А. Н. Графова,
тел. (09621) 6-26-58;

E-mail: pepan@jinr.ru
FAX +7(09621)6-73-19

ОИЯИ, «Физика элементарных частиц
и атомного ядра», 2001

26 марта 2001 года исполнилось 45 лет со дня основания Объединенного института ядерных исследований — всемирно известной международной научной организации, членами которой являются 18 стран.

Редколлегия журнала ЭЧАЯ посвящает этой дате два выпуска, в которых будет дан обзор наиболее крупных научных результатов, полученных научным коллективом Института в последние годы в области фундаментальных исследований.

В настоящем выпуске журнала публикуется первая часть материалов. Вторая часть будет опубликована в 2002 году (вып. 3, т. 33).

Главный редактор
академик



В. Г. Кадышевский

УДК 539.17; 539.14

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

A. M. Балдин, **А. И. Малахов***, **А. Н. Сисакян****

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен результатам экспериментальных и теоретических исследований в области релятивистской ядерной физики, которые выполнены в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) и Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова (ЛТФ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне в течение последних лет. Приведена информация об экспериментах и проектах на ускорительном комплексе синхрофазотрон–нуклон. Проекты разработаны коллаборациями, группами и отделами ЛВЭ, а также других лабораторий ОИЯИ, институтов стран-участниц ОИЯИ и ряда других стран.

The review is dedicated to the experimental and theoretical results obtained in the field of relativistic nuclear physics at the Laboratory of High Energies (LHE) and Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics (BLTP) of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) at Dubna during last years. The information is given about the experiments and projects being carried out at the Accelerator Complex: Synchrophasotron–Nuclotron. The projects have been developed by collaborations, groups and divisions of the LHE as well as by other JINR laboratories and institutes from the JINR Member States and some other countries.

ВВЕДЕНИЕ

Релятивистская ядерная физика как новое научное направление зародилась в Дубне (СССР) и Беркли (США) в 70-х годах. В Дубне на синхрофазотроне в 1970 г. были ускорены сначала дейтроны, а позднее и более тяжелые ядра, вплоть до серы с энергией 4,5 ГэВ на нуклон. В Беркли на ускорителе «Bevalac» были получены ядра с энергией до 2 ГэВ на нуклон.

Идея первых экспериментов по наблюдению коллективных эффектов при взаимодействии релятивистских ядер была впервые высказана в работе [1]. Она состояла в том, что при взаимодействии релятивистских ядер возможно наблюдение вторичных частиц с энергией, превышающей энергию на нуклон в налетающем ядре, т. е. во взаимодействии может участвовать группа нуклонов.

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

**e-mail: sisakian@jinr.ru

Экспериментально этот эффект был обнаружен в Дубне в 1973 г. группой профессора В. С. Ставинского и получил название ядерного кумулятивного эффекта [2]. Впоследствии кумулятивный эффект был детально исследован как в ОИЯИ, так и в других научных центрах, в частности, в ИТЭФ* (Москва) группой профессора Г. А. Лексина.

Научная программа Лаборатории высоких энергий на собственной ускорительной базе в настоящее время концентрируется на исследованиях взаимодействий релятивистских ядер в энергетической области от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ на нуклон с целью поиска проявлений кварк-глюонных степеней свободы в ядрах, асимптотических законов для ядерной материи при высокой энергии столкновений, а также на изучении спиновой структуры легчайших ядер [3]. Эксперименты в этом направлении проводятся с использованием ускорительного комплекса синхрофазotron-нуклотрон.

В последнее время программа исследований переходит в большей степени на нуклотрон, в то время как синхрофазotron используется практически только для исследований с поляризованным дейtronным пучком. В ближайшем будущем планируется получить поляризованный пучок на нуклотроне.

Программа по релятивистской ядерной физике также нашла свое развитие в других научных центрах, таких как CERN (Швейцария), BNL (США), GSI (Германия) и др., с которыми ОИЯИ тесно сотрудничает.

1. СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Цель релятивистской ядерной физики — изучение свойств высоковозбужденных состояний материи на малых расстояниях, которое перешло в исследование релятивистских многочастичных систем. Становится ясно, что эксперименты в этой области имеют прямое отношение к главной проблеме физики сильных взаимодействий — квантовой хромодинамике больших расстояний (или малым относительным четырехмерным скоростям) и проблеме конфайнмента кварков.

Труды международных семинаров «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика», регулярно проводимых в Дубне, дают полное представление о развитии этой области в различных странах и исследовательских центрах на протяжении последних двадцати пяти лет [4].

Большое число проблем релятивистской ядерной физики концентрируется на одном научном направлении, а именно на поиске закономерностей

*Список используемых аббревиатур приведен в конце статьи.

в поведении релятивистских многочастичных систем. Изучение этих закономерностей очень важно для астрофизики и космологии, для понимания явлений, происходящих в момент образования Вселенной в результате Большого взрыва. Знание этих закономерностей также необходимо для того, чтобы создать системы для электроядерных энергетических установок и решить проблемы уничтожения радиоактивных отходов от атомных электростанций. Для этой цели важно накопить и описать количественно экспериментальные данные по взаимодействиям релятивистских ионов с материй.

Попытка найти фундаментальные законы природы, которые могут объяснить как можно больше явлений, играет весьма прогрессивную роль и является ведущим принципом фундаментальной науки. В результате успеха идеи калибровочной симметрии, определяющей лагранжиан взаимодействия, сложилось устойчивое представление о том, что стандартная модель (СМ) может дать такие законы. В 1970-х годах стало ясно, что все основные понятия субатомной физики (кварки, глюоны, калибровочные поля и взаимодействия между ними) могут быть объяснены и все физические явления могут быть выведены путем простой дедукции, с использованием подходящего лагранжиана. Квантовая хромодинамика (КХД), основанная на принципах современной теории поля, входит в состав СМ и является фундаментальной теорией сильных взаимодействий.

КХД, которая трактует адроны как сложные объекты, состоящие из более фундаментальных конституентов — кварков и глюонов, должна, в принципе, описывать как асимптотические состояния, так и соответствующие фазовые переходы (например, переход от протон-нейтронной к кварк-глюонной фазе ядра). С экспериментальной точки зрения одним из фундаментальных объектов, изучаемых в КХД, является кварк-глюонная структурная функция адронов и ядер. Однако применение КХД к ядро-ядерным столкновениям затруднено, в частности, в области, где как кварк-глюонные, так и нуклонные степени свободы важны и природа деконфайнмента и, соответственно, переход от обычной (нуклонной) ядерной материи к цветной кварк-глюонной плазме не совсем ясны.

Использование методов как статистической физики, так и квантовой теории поля не проясняет вопрос, применимо ли макроскопическое описание ядерной среды к релятивистским ядерным столкновениям.

Эти вопросы имеют отношение к принципам, с помощью которых создаются математические модели, соответствующие физическим процессам и состояниям. Мы думаем, что описание многочастичных состояний релятивистской ядерной физики в терминах макроскопических переменных (температура, давление, плотность, энтропия и так далее) хотя и привлекательно, но в целом затруднительно. В этой связи следует вспомнить принцип, подчеркнутый Гейзенбергом: физические законы и утверждения должны быть выражены только в терминах наблюдаемых величин.

Настоящий обзор посвящен, в частности, обсуждению основных результатов направления, основанного на применении к релятивистской ядерной физике законов симметрии и подобия и других методов, включая некоторые методы статистической физики, которые не основываются на лангранжевском методе, но позволяют сконструировать модель, исходя из первых принципов [5].

Такой подход, в частности, позволяет следующее:

1. Определить область ядерных столкновений, в которой нуклоны теряют свою идентичность и достигаются асимптотики по энергии.
2. Предсказать существование кумулятивных процессов, демонстрирующих наблюдаемость многочастичных взаимодействий.
3. Дать унифицированное описание глубокоподпороговых, вблизипороговых и кумулятивных процессов.
4. Дать количественное описание конечных состояний ядерных столкновений (множественные процессы) на основе концепции промежуточных асимптотик и принципа ослабления корреляций.
5. Изучить адронные процессы с очень большой множественностью, описание которых не укладывается в рамки пертурбативной КХД. Они представляются принципиально важными как для понимания механизмов генерации вторичных частиц, так и для правильной оценки коллективных эффектов.
6. Обнаружить локальное самоподобие конечных состояний ядерных столкновений.
7. Дать количественное описание образования антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях.

Эти аспекты нашего подхода иллюстрируются большим числом экспериментальных данных, которые подтверждают справедливость сделанных утверждений. Однако следует отметить, что необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования для установления связей между этими утверждениями и КХД. Крайне важным представляется изучение струй на ядерных коллайдерах, что даст ответ на вопрос о связи между релятивистской ядерной физикой и КХД. Особый интерес представляет изучение кумулятивных струй.

2. ЗАКОНЫ САМОПОДОБИЯ И СИММЕТРИИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Проблема описания ядерных процессов, как и всех других физических процессов, решается на основе введения пространства определяющих параметров, связывающих реальные физические объекты. Протон-нейтронная ядерная модель, описывающая структуру ядер и релятивистские ядерные процессы, лежит в основе обширной области современной физики. Она в су-

щественной степени основана на законах симметрии и квантовой теории. Однако в релятивистской ядерной физике необходимо ввести концепцию ненуклонных степеней свободы, а также концепцию цветовых степеней свободы в ядрах. Идея о том, что материя состоит из элементарных частиц, претерпела существенные изменения, но идея о том, что основной концепцией физики является концепция пространства, имеет фундаментальное значение. Сравнение пространства определяющих параметров с математическим пространством является существенным моментом в создании математических моделей. Сложность реальных физических ситуаций требует упрощенных описаний и определений области действительности (измеримости) введенных концепций.

Столкновение релятивистских ядер приводит к рождению многих частиц и достаточно сложной картине взаимодействия. Как нуклонные, так и кварк-глюонные степени свободы проявляются в том же самом столкновении. Число параметров задачи является чрезвычайно большим, и очень важным становится отыскание инвариантов.

Здесь весьма плодотворным является применение идей, связанных с использованием законов симметрии, которые дают один из возможных подходов к решению задач релятивистской ядерной физики.

Определим область применимости концепции «элементарная частица». По традиции под элементарными частицами понимают неразложимые структурные конституенты материи. Эта концепция сформировалась в близкой связи с идеей о дискретной структуре материи на микроскопическом уровне. При создании моделей элементарные частицы подразумеваются абсолютно идентичными и их ансамбли описываются квантовыми полями, которые как раз являются основой математического пространства модели. Однако квантовая теория поля успешно применяется как к частицам, обладающим внутренней структурой, так и к составным объектам, например атомам гелия при низкой температуре.

В атомной физике критерием, который ограничивает применимость такого подхода, является малость кинетической энергии относительного движения по сравнению с энергией первого возбужденного уровня атома. В противном случае взаимодействие атомов с другими атомами приводит к нарушению их идентичности и тогда необходимо увеличивать пространство параметров. Релятивистское обобщение критерия применимости концепции «элементарная частица» может быть, в частности, получено с помощью закона сохранения 4-импульса:

$$(p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p^*)^2.$$

Из определения порога для образования возбужденного состояния одной из сталкивающихся частиц имеем

$$(p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p^*)^2 = (m + m^*)^2,$$

откуда

$$b_{12} = -(u_1 - u_2)^2 = \frac{m - m^*}{m} \left[4 + \frac{m - m^*}{m} \right] \ll 1. \quad (1)$$

Здесь m — масса идентичных частиц и m^* — масса возбужденного состояния; p_1, p_2, p_3 и p^* — их импульсы, соответственно, $u_i = p_i/m_i$ — 4-скорости.

Пространство четырехмерных скоростей является универсальным для описания релятивистских процессов множественного рождения. Критерий (1) сформулирован в терминах инвариантных безразмерных и измеримых величин, он не включает параметры, подобные размеру частиц, степени точечности и т. д. На основе критерия (1) получаем следующую классификацию ядерных систем.

- Область $0 \leq b_{ik} \leq 10^{-2}$ соответствует нерелятивистской ядерной физике. Нуклоны можно точно рассматривать как элементарные частицы.
- Область $b_{ik} \sim 1$ соответствует возбуждению внутренних адронных степеней свободы (изобара, резонансы). Необходимо вводить ненуклонные степени свободы — кванты поля отличаются от нуклонов.
- Область $b_{ik} \gg 1$ соответствует преобладанию кварковых и глюонных полей, т. е. квантов, несущих цвет.

Параметры $b_{ik} \sim 10^{-9}$ характеризуют атомную физику. Здесь, например, атом гелия теряет электроны и преобразуется из бозонов в фермионы. В релятивистской ядерной физике один процесс столкновения включает очень широкий набор относительных скоростей b_{ik} и, соответственно, квантов различного вида.

В физике частиц и ядер используется единая теоретическая основа для того, чтобы описать поведение квантовой системы в квантовой теории поля.

Использование лагранжиана цветового поля на основе калибровочной симметрии приводит к формулировке квантовой хромодинамики. Однако аналогия между квантовой электродинамикой (КЭД) и КХД далека от полной. Дополнительные условия, которые накладываются на решения уравнений Эйлера–Лагранжа, кардинально различаются в КХД и КЭД. Более всего это касается определения кварковых и глюонных асимптотических состояний. Без дополнительных требований на граничные и начальные условия, на кварк–глюонную структуру адронов и на преобразование кварков и глюонов в адронные струи невозможно связать КХД с наблюдаемыми процессами.

При решении дифференциальных уравнений необходимо принимать во внимание свойства пространства в целом. В нелинейных моделях, к которым относится КХД, возникают протяженные локализованные структуры: солитоны, завихрения, инстантоны, скирмеоны и т. д.

В 1930–1940-х гг. Л. С. Понтрягин и другие математики открыли (независимо от рассматриваемых физических моделей) интересные топологические

инвариантны, играющие важную роль в современной физике. Слияние областей математики и теоретической физики позволяет надеяться, что на этом пути будет достигнута цель в поиске подхода к непертурбативным решениям задач КХД.

Как теоретические, так и экспериментальные исследования этих структур достаточно важны не только для релятивистской ядерной физики, но также и для физики сильных взаимодействий. В частности, интересно рассмотреть влияние инстантонов на природу нуклонного спина. Эксперименты по спиновой физике широко обсуждались на XIII, XIV и XV международных семинарах «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика» в Дубне, и ОИЯИ является лидером в этой области [4]. Спиновые параметры были измерены с хорошей точностью. Изучается связь с непертурбативной КХД.

В работе [5] показано, что подход к релятивистской ядерной физике, основанный на геометрии пространства скоростей и гипотезе относительно асимптотической природы законов в этом пространстве, позволяет нам упорядочить огромное количество экспериментальных данных и сделать количественные предсказания. Методы симметрии решений, описанные в этой работе, аналогичны методам механики сплошных сред.

Некоторые из принципов симметрии решений имеют фундаментальный характер и играют решающую роль в построении новых законов природы. В качестве примера можно привести ренормгруппу. Один из авторов описанной выше симметрии (Д. В. Ширков) отнес ренормгруппу к симметрии самоподобия, введя термин «функциональная автомодельность» [6].

В случае релятивистской ядерной физики определяющими параметрами являются сечения, производные от них величины и инвариантные безразмерные интервалы в пространстве относительных 4-скоростей $\mathbf{u}_i = \mathbf{p}_i/m_i$; $u_i^0 = E_i/m_i$:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1] = 2 \left[\frac{E_i E_k - \mathbf{p}_i \mathbf{p}_k}{m_i m_k} - 1 \right]. \quad (2)$$

Так как энергии E_i и импульсы \mathbf{p}_i связаны известным соотношением $E_i^2 - \mathbf{p}_i^2 = m_i^2$, то $(u_i)^2 = (u_0)^2 - (\mathbf{u}_i)^2 = 1$. Вместо четырехмерного пространства скоростей можно ввести трехмерное с четвертой координатой, выраженной через три другие:

$$u_i^0 = \pm \sqrt{1 + u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}. \quad (3)$$

Это уравнение описывает двухполостной гиперболоид. Геометрия на поверхности гиперболоида является геометрией трехмерного пространства Лобачевского, аналогичной геометрии на поверхности сферы.

Весьма продуктивным явилось введение переменных N_I и N_{II} , характеризующих эффективные числа частиц, участвующих в столкновениях ядер I и II. В широком интервале относительных скоростей дополнительные переменные N_I и N_{II} оказались непрерывными и гладкими.

Инвариант, через который выражается большое число закономерностей релятивистской ядерной физики, имеет смысл минимальной массы

$$\min \sqrt{m_0^2(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2} = 2m_0 \Pi \quad (4)$$

при условии сохранения 4-импульса

$$m_0 u_I N_I + m_0 u_{II} N_{II} = \sum_i p_i. \quad (5)$$

Здесь u_I и u_{II} — 4-скорости ядер; m_0 — масса нуклона. Введение единого параметра подобия (инварианта)

$$\Pi = \frac{1}{2} \sqrt{(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2}$$

позволило количественно описать кумулятивный эффект, глубокоподпороговые и околопороговые явления и образование антиматерии в ядро-ядерных столкновениях. Особенно интересны предсказания на этой основе результатов будущих экспериментов на ядерных коллайдерах.

Уравнение

$$E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}} = C_1 A_I^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} f(\Pi), \quad (6)$$

где A_I и A_{II} — атомные массы сталкивающихся ядер; C_1 — константа, описывает различные ядерные реакции при изменении сечений на восемь порядков величины [5]. Однако для того, чтобы найти пределы области, где описание физических процессов на основе этой модели становится недействительным, требуется некоторая дополнительная работа. Особый интерес представляет предсказание на этой основе результатов планируемых экспериментов на проектируемых в настоящее время ядерных коллайдерах. Для коллайдерных энергий интервал между точками I и II

$$(u_I u_{II}) \gg 1.$$

В соответствии со сформулированным выше критерием для $(u_I u_k) \gg 1$ конечные состояния частиц описываются кварк-глюонными степенями свободы. В этом случае величины $N_I u_I m_0$ и $N_{II} u_{II} m_0$, вводящие определение инварианта Π , должны интерпретироваться как импульсы эффективного числа частиц N_I и N_{II} , участвующих в столкновении. Величины N_I и N_{II} становятся

измеримыми, если Π определяется с помощью закона сохранения 4-импульса в виде

$$(N_I u_I m_0 + N_{II} u_{II} m_0 - m_1 u_1)^2 = (N_I m_0 + N_{II} m_0 + \Delta)^2. \quad (7)$$

Здесь делается существенное приближение: квадрат полного импульса (квадрат массы) всех нерегистрируемых частиц, за исключением регистрируемой частицы 1, берется минимальным. Масса Δ обеспечивает сохранение барионного числа, странности и других квантовых чисел. Для антиядер и K^- -мезонов (случай рождения антиматерии [5]) $\Delta = m_1$, для ядерных фрагментов $\Delta = -m_1$. Для частиц, рождающихся без сопровождающих партнеров (мезоны, некоторые резонансы, струи и т. д.), $\Delta = 0$.

Для большого количества экспериментальных данных при энергиях $2 < (u_I u_{II}) \leq 50$ [5] дифференциальные сечения описываются с помощью параметра самоподобия

$$\frac{d^2\sigma}{m_T dm_T dy} = 2\pi C_1 A_I^{1/3+N_I/3} A_{II}^{1/3+N_{II}/3} \exp[-\Pi/C_2], \quad (8)$$

где $C_1 = 1,9 \cdot 10^4 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}$; $C_2 = 0,125 \pm 0,002$.

В широкой области значений переменных y , m_T , $(u_I u_{II})$ и для различных инклузивных частиц сечение меняется на восемь порядков величины в зависимости от Π , меняющегося в пределах $0,5 \leq \Pi \leq 4$. Важно проверить этот результат в области $(u_I u_{II}) \gg 1$, чтобы доказать упомянутую выше интерпретацию величин N_I и N_{II} и приближение (7). В работе [7] найдено аналитическое выражение для параметра Π в области переменных, типичных для коллайдерных экспериментов.

3. ПРОЦЕССЫ С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ И ИХ СВЯЗЬ С РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКОЙ

Для релятивистской ядерной физики, изучающей взаимодействия многих объектов (нуклоны в ядрах) с рождением большого числа частиц в конечном состоянии, особенно возрастающим с увеличением энергии, является крайне важным понимание множественных процессов [8].

Множественные процессы представляют принципиальный интерес для проблем релятивистской ядерной физики как сами по себе, так и с точки зрения правильной оценки коллективных явлений в столкновении релятивистских ядер. Необходимо отметить, что процессы множественного рождения активно изучались теоретическими и экспериментальными группами ОИЯИ на основе исследований, проведенных на синхрофазотроне, ускорителе У-70 (Протвино), в CERN и других сотрудничающих с ОИЯИ научных центрах.

Результаты этих исследований нашли свое отражение в многочисленных оригинальных и обзорных работах (см., например, [9–13]).

В сотрудничестве с теоретиками ЛТФ ОИЯИ были обнаружены важные свойства множественных процессов:

- универсальность скейлинга по множественности для $\pi^- p$ -, $\pi^- n$ -, $\pi^- C$ - и pp -взаимодействий;
- корреляции по множественности между нейтральными и заряженными пионами;
- ранний скейлинг в πp - и pp -взаимодействиях в центральной области;
- корреляции в двухчастичных инклузивных процессах. Показано, что в полуинклузивных процессах корреляции существенно слабее, чем в инклузивных;
- доминирующая роль векторных мезонов в инклузивных процессах при высоких энергиях;
- существование масштабной инвариантности для адрон-ядерных взаимодействий в области фрагментации ядра-мишени вплоть до энергии 40 ГэВ;
- наличие ряда механизмов множественного рождения частиц при высоких энергиях.

3.1. Рассмотрение множественных процессов в пространстве 4-скоростей. Весьма плодотворным явился анализ множественных процессов в пространстве четырехмерных скоростей [9]. Принцип ослабления корреляций*, введенный в этом пространстве, позволил определить понятие изолированной системы. Принцип основан на идее о том, что корреляции между удаленными частями системы практически исчезают, и распределение, характеризующее систему, факторизуется. Принцип ослабления корреляций реализуется при $b_{ik} \rightarrow \infty$, что соответствует малым расстояниям в обычном пространстве $|r_i - r_k| \rightarrow 0$.

Положим, что V_α — средняя точка системы (группы) сильно взаимодействующих частиц, а u_i — 4-скорость i -й частицы, принадлежащей системе, u_k — 4-скорость k -й частицы, не относящейся к системе. Тогда систему можно назвать изолированной, если $b_{\alpha i}$ для всех частиц системы много меньше $b_{\alpha k}$:

$$b_{\alpha k} \gg b_{\alpha i} \leq 1. \quad (9)$$

Согласно принципу ослабления корреляций взаимодействие и корреляции частиц, входящих в систему, с частицами, не входящими в систему, пренебрежимо малы. Важным примером изолированной системы являются

* В квантовой статистике этот принцип был предложен академиком Н. Н. Боголюбовым и развит в ряде теоретических исследований, в том числе теоретиками ОИЯИ.

струи адронов. Струя рассматривается как кластер адронов с малыми относительными скоростями b_{ik} . Ось струи будет определяться единичным вектором

$$V = \sum_i \frac{u_i}{\sqrt{(\sum u_i)^2}}, \quad (10)$$

$$V_0^2 - V^2 = 1.$$

Суммирование выполняется по номерам всех частиц, относящихся к выделенной группе частиц (кластеру).

Теперь можно записать 4-скорость частицы относительно оси струи в виде

$$b_k = -(V - u_k)^2. \quad (11)$$

Приведенное выше определение адронных струй дано в инвариантной форме и этим выгодно отличается от традиционных неинвариантных подходов.

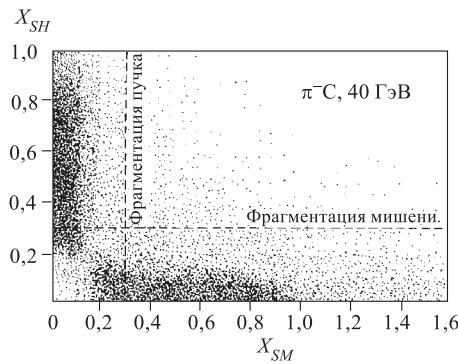


Рис. 1. Распределение вторичных пионов в π^-C -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ по переменным X_{SH} и X_{SM} (12), характеризующим долю 4-импульсов первичного пиона, уносимых струей

Для определения области образования струй можно использовать релятивистско-инвариантные переменные:

$$X_{SH} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_I} \frac{V_{\alpha(\beta)} u_{II}}{u_I u_{II}}, \quad (12)$$

$$X_{SM} = \frac{M_{\alpha(\beta)}}{m_{II}} \frac{V_{\alpha(\beta)} u_I}{u_I u_{II}},$$

где $M_{\alpha(\beta)}$ — эффективная масса струи α или β ; m_I — масса налетающей частицы; m_{II} — масса мишени. При таком определении X_{SH} , X_{SM} будут иметь смысл доли 4-импульсов первичных частиц, уносимых струей.

На рис. 1 представлен пример распределения по этим параметрам вторичных пионов в π^-C -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ. Хорошо видно разделение событий на две области: область фрагментации мишени и область фрагментации пучка.

Распределения пионов по 4-скоростям относительно оси струи в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях оказались удивительно универсальными. Они не зависят ни от энергии взаимодействия, ни от типа фрагментирующей системы (рис. 2).

Обнаруженная универсальность указывает на то, что адронизация кварковых систем определяется динамикой взаимодействия цветного заряда с КХД-вакуумом.

3.2. Процессы с очень большой множественностью. Особый интерес представляют процессы с так называемой очень большой множественностью. Физика этих процессов была разработана в ЛТФ ОИЯИ [14]. Эти исследования были выполнены, чтобы понять природу неупругих высокогенергетических взаимодействий адронов, когда множественность рожденных адронов значительно превышает соответствующую среднюю множественность.

В настоящем разделе коротко описаны некоторые вопросы рождения частиц с очень большой множественностью при столкновении адронов высоких энергий.

Понимание этих процессов важно с точки зрения разработки научных программ для участия ОИЯИ в экспериментах на новых коллайдерах, таких как RHIC (BNL) и LHC (CERN) (см. разд. 5).

Некоторые проявления исследуемых закономерностей можно ожидать и при изучении событий с $n > \bar{n}^2$ в экспериментах на протонном синхротроне ИФВЭ (Протвино) и нуклotronе.

Основные особенности процессов с очень большой множественностью.
Будем рассматривать процессы с множественностью

$$n \gg \bar{n}(s), \quad (13)$$

где $\bar{n}(s)$ — средняя множественность рожденных частиц [15]. Для простоты не будем различать частицы по заряду, массе и т. п. Для того чтобы избавиться от влияния границ фазового объема, положим

$$n \ll n_{\max} = \sqrt{s}/m, \quad (14)$$

где $m \approx 0,2$ ГэВ — типичная масса адрона. Более детальное определение области очень больших множественностей зависит от конкретных условий

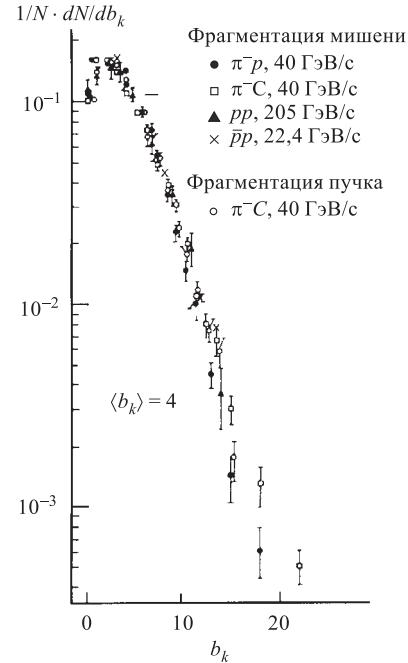


Рис. 2. Распределение вторичных пионов, рожденных в различных адрон-адронных и адрон-ядерных реакциях в области импульсов пучка 22,4 \div 205 ГэВ/с по параметру b_k (4-скорость вторичных пионов относительно оси струи)

задачи. Введем коэффициент неупругости

$$k = 1 - \varepsilon_{\max}/E, \quad (15)$$

где ε_{\max} — энергия самой быстрой из рожденных частиц в данной системе отсчета и E — полная энергия в той же системе. Тогда область очень большой множественности можно также определить условием

$$1 - k \ll 1. \quad (16)$$

Фактически это означает, что в процессах с очень большой множественностью рождаются относительно медленные частицы и эффект лидирования подавлен.

Следует отметить, что неупругие сечения этих процессов крайне малы ($\leq 10^{-7}\sigma_{\text{tot}}$). Поэтому они могут наблюдаться лишь в том случае, если остальные каналы рождения частиц, которые доминируют при $n \sim \bar{n}(s)$, подавлены триггером с коэффициентом подавления $\sim 10^{-7}$ [16]. Большая множественность — плохо измеримый параметр, и он может быть определен только в результате дополнительной обработки экспериментальных данных. Поэтому результаты необходимо представлять в терминах, не зависящих от множественности, или следует указывать способ, как обойти трудность с измерением множественности. Например, условие (16) может быть положено в основу триггера по отбору событий с очень большой множественностью. Для такого триггера можно использовать калориметры, которыми оснащены большинство современных экспериментальных установок.

Таким образом, нас будут интересовать сильнонеупругие события. Определение (16) распространяется как на адрон-адронные, так и на адрон-ядерные и ядро-ядерные неупругие соударения. Хотя, в основном, здесь будут упомянуты адрон-адронные сильнонеупругие процессы, следует отметить, что некоторые многочастичные (коллективные) эффекты проявляются ярче в ядро-ядерных неупругих соударениях. Этот вопрос требует специального обсуждения.

Главные идеи, используемые при построении рассматриваемой модели процессов с очень большой множественностью, заключаются в следующем:

- энтропия может достигать для данной энергии своего максимума в области очень большой множественности,

- конечные состояния с очень большой множественностью должны быть близки к равновесному.

Чтобы иметь возможность получить модельно-независимые предсказания, был использован подход реально-временной теории S -матрицы при конечных температурах. Это позволило включить в рассматриваемую схему статистические методы и построить феноменологию [17]. Для описания области

очень больших множественностей удобно применить метод, близкий к принципу ослабления корреляций Боголюбова.

Рождение частиц вообще, и в рассматриваемом случае в частности, включает две проблемы. Первая проблема связана с динамическим процессом деградации первичной энергии в энергию вторичных частиц, а вторая касается описания конечного состояния. Для второй проблемы существенны статистические методы.

Так как спектры частиц в процессах с очень большой множественностю мягкие, в них важно проявление коллективных эффектов [18].

Существующие модели мультипериферического типа не способны описать область процессов с очень большой множественностю [14], так как области их применимости ограничены, по крайней мере, $n < \bar{n}^2$.

Вопросы к эксперименту. Экспериментально, в первую очередь, желательно проверить выводы, следующие из описанного выше подхода.

1. С ростом множественностю процесс должен стать «жестким». Это означает, что должно выполняться следующее неравенство для отношения среднего значения поперечного импульса q_T к среднему значению продольного импульса q_{Π} :

$$R = q_T/q_{\Pi} > \pi/4.$$

Напомним, что равенство соответствует изотропному распределению, а мультипериферическая кинематика предполагает, что $R < \pi/4$ [19].

2. С ростом множественностю система должна « успокаиваться ». Количественно это означает, что если энергетические многочастичные корреляторы малы:

$$|K_1(s, n)|^{2/l}/K_2(s, n) \ll 1, \text{ где } l = 3, 4, \dots,$$

то канонически сопряженная энергия величина, а именно температура, полностью описывает систему [20].

3. Предсказывается, что для химического потенциала $\mu(s, n)$ выполняется условие

$$\delta\mu(s, n)/\delta n \leq 0,$$

т. е. начальное состояние процесса рождения адронов становится неустойчивым относительно рождения адронов в области очень большой множественности.

Статус теоретических исследований процессов с очень большой множественностю. Теоретические исследования, проведенные в ЛТФ ОИЯИ, показали, что для процессов с очень большой множественностю:

- идеология главного логарифмического приближения неприемлема,
- реджевское описание имеет ограниченную область применимости,
- теоретико-полевые схемы вычисления не позволяют выйти за область квазиклассического приближения,

— процессы множественного рождения относятся к классу сильнонеравновесных процессов, для которых обычные представления канонического формализма неприменимы.

По этим причинам был разработан новый подход в теории возмущений [21], который может быть использован для гораздо больших расстояний, на которых теория возмущения КХД в стандартном варианте неприменима. Этот подход не содержит расходимостей, по крайней мере, для векторных полей Янга–Миллса, не содержит так называемых «духов» Фаддеева–Попова и свободен от грибовских неоднозначностей, способен описывать наблюдаемые величины (сечения, корреляционные функции и т. д.). В настоящее время в ЛТФ ОИЯИ (совместно с ЛВЭ и ЛЯП) ведется работа по построению генератора событий, основанного на этом новом подходе.

4. ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ СИНХРОФАЗОТРОН–НУКЛОТРОН

4.1. Развитие ускорительного комплекса. Ускорительный комплекс ЛВЭ является основным оборудованием для генерации протонов, поляризованных дейtronов (а также нейтронов и протонов) и многозарядных ионов в энергетической области до 6 ГэВ на нуклон. Общий вид ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ представлен на рис. 3.

Нуклотрон создан на основе уникальной технологии сверхпроводящих магнитных систем, которые были предложены и исследованы в лаборатории [22].



Рис. 3. Схема ускорительного комплекса Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

Таблица 1. Некоторые параметры пучков синхрофазотрона и нуклotronа

Пучок	Синхро- фазотрон	Интенсивность, частиц за цикл		
		Нуклotron		
		Имеется	Планируется	
		После модернизации источников	С бустером	
p	$4 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{10}$	10^{11}	10^{13}
d	10^{12}	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$	10^{13}
^4He	$5 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{12}$
^7Li	$2 \cdot 10^9$		$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{12}$
^{12}C	10^9	10^8	$7 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{12}$
^{20}Ne	10^4		10^8	$5 \cdot 10^9$
^{24}Mg	$5 \cdot 10^6$	10^6	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{11}$
^{32}S	10^3		10^8	10^{10}
^{40}Ar			$3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^9$
^{56}Fe				10^{11}
^{84}Kr		10^3	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$
^{96}Mo				10^{10}
^{131}Xe			10^7	$2 \cdot 10^8$
^{181}Ta				10^8
^{209}Bi			$3 \cdot 10^6$	10^8
^{238}U				10^8
n	10^{10}		10^8	10^9
$n \uparrow$	10^6		10^6	$5 \cdot 10^7$
$d \uparrow$	$2 \cdot 10^9$		10^9	$5 \cdot 10^{10}$
t	10^9		10^6	10^{10}
Энергия, $A \cdot \text{ГэВ}$	4,5	5,2	6,0	

Следует особо отметить, что нуклotron и ряд экспериментальных установок для проведения на нем исследований были созданы в середине 1990-х годов в сложных экономических условиях, в которых находилась Россия и большинство других стран-участниц ОИЯИ. Это стало возможным благодаря богатым научным традициям ОИЯИ и самоотверженному труду инженеров, ученых и специалистов института. Большую работу проделали инженерные подразделения ЛВЭ (ускорительный, криогенный, электротехнологический, электротехнический отделы, конструкторское бюро и цех опытного произ-

водства и ряд других подразделений лаборатории). Значительный вклад в создание нуклotronа внесло Опытное производство и службы снабжения ОИЯИ. Постоянную поддержку этим работам оказывала дирекция ОИЯИ.

До 1999 г. для физических экспериментов использовался только внутренний пучок нуклotronа. В конце 1999 г. был получен выведенный пучок нуклotronа с помощью системы медленного вывода пучка, созданной на основе сверхпроводящих элементов. В настоящее время эксперименты на выведенном пучке нуклotronа вступили в фазу стабильной работы. Некоторые параметры пучков синхрофазотрона и нуклotronа приведены в табл. 1.

Основные направления развития нуклotronного комплекса в течение ближайших лет следующие:

- завершение работ по транспортировке выведенного пучка нуклotronа в большой экспериментальный зал к экспериментальным установкам,
- развитие инжекционного комплекса, включая развитие источников ионов, частичную реконструкцию линейного ускорителя и разработку бустера,
- развитие криогенных систем питания, диагностики и управления.

В ЛВЭ подготовлена программа первых экспериментов на выведенном пучке нуклotronа и разрабатывается программа долгосрочных исследований. В первых сеансах на нуклotronе с выведенным пучком для физических исследований были использованы две установки: СТРЕЛА и СКАН-2. Одновременно продолжаются начатые ранее эксперименты на внутреннем пучке нуклotronа.

4.2. Обзор исследований, выполненных на синхрофазотроне, и планы исследований на нуклotronе. В настоящее время на ускорительном комплексе ЛВЭ действуют или подготовлены к физическим исследованиям 12 физических установок. Это такие установки, как СФЕРА, ГИБС, ФАЗА, ДЕЛЬТА-СИГМА, ДЕЛЬТА, ДИСК, СМС, МАРУСЯ, СКАН-1, СКАН-2, СТРЕЛА, СЛОН. Имеется также план использования спектрометра МРС (MRS) из Лос-Аламоса (США) на нашем ускорительном комплексе.

В этом разделе представлен краткий обзор последних результатов, полученных на некоторых действующих установках на синхрофазотроне и планы дальнейших исследований с учетом их постепенного перехода на нуклotron. Информацию о более ранних работах, выполненных на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ, можно найти в обзоре [23].

4.2.1. Эксперименты с релятивистскими ядрами. Проект СФЕРА. Главной целью проекта является исследование фрагментации релятивистских ядер в геометрии, близкой к 4π .

Проект СФЕРА объединяет большую коллаборацию физиков из ОИЯИ и многих стран-участниц ОИЯИ, таких как Армения (Ереванский физический институт), Азербайджан (Институт физики), Белоруссия (Институт физики), Болгария (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, Вычислительный центр, База развития и внедрения по физике), Казахстан (Институт

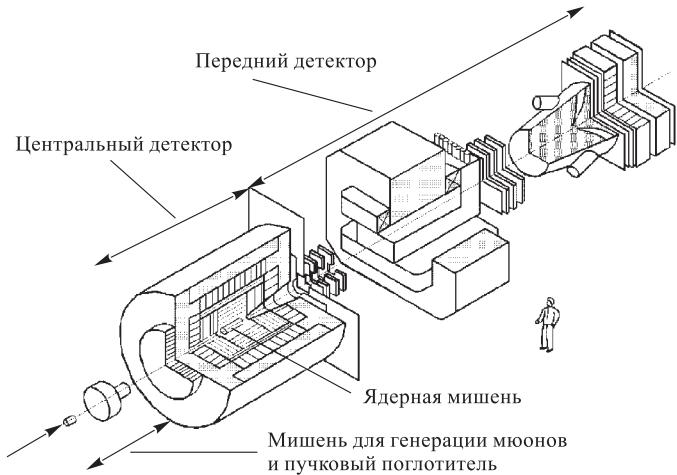


Рис. 4. Общий вид экспериментальной установки СФЕРА

ядерной физики), Монголия (Институт физики и технологий), Польша (Университет, Варшава; Университет, Лодзь; Институт ядерной физики), Румыния (Институт исследования и развития физики и ядерной технологии, Институт оптоэлектроники), Россия (ФИАН, ИЯИ, РНЦ «Курчатовский институт», МГУ), Словакия (Институт физики), Украина (Харьковский государственный университет, Институт теоретической физики), Узбекистан (Институт ядерной физики), Чешская Республика (Институт ядерной физики), а также из Японии (Университет, Нагоя; Университет, Мицдзаки).

Общий вид установки СФЕРА приведен на рис. 4. Функционально эта установка состоит из трех частей [24].

1. Центральный детектор, предназначенный для идентификации продуктов фрагментации ядра-мишени. Он включает в себя сверхпроводящий магнит, в центре которого находится ядерная мишень, окруженная координатными детекторами (многослойная цилиндрическая дрейфовая камера), электромагнитными калориметрами и сцинтиляционными счетчиками.

2. Передний детектор, перекрывающий область фрагментации налетающего ядра. Передний детектор состоит из дипольного магнита, спереди и сзади которого расположены сцинтиляционные гаммоскопы и пропорциональные камеры. Для идентификации частиц используется многоканальный газовый черенковский счетчик. В конце установки расположен электромагнитный калориметр и система регистрации мюонов.

3. Мишень для генерации мюонов и адронный поглотитель для мюонных экспериментов.

На установке СФЕРА был получен ряд новых результатов на синхрофазotronе.

1. Наблюдено рождение кумулятивных мюонных пар и впервые оценено сечение этого процесса [25].

2. Исследовано поведение спектров кумулятивных π^- -мезонов в зависимости от множественности сопровождающих заряженных частиц, образующихся при взаимодействии релятивистских дейтронов с углеродной мишенью. Оказалось, что форма спектров пионов слабо зависит от множественности сопровождающих заряженных частиц [26].

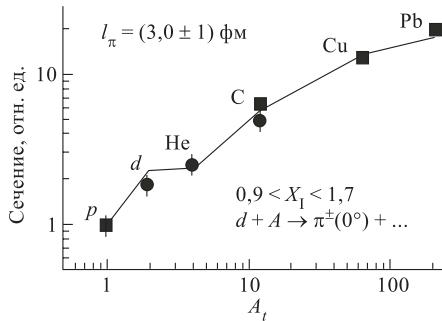


Рис. 5. Сечение рождения кумулятивных пионов как функция атомного номера ядра-мишени A_t

данные получено в предположении, что длина формирования пиона равна $l_\pi = (3 \pm 1)$ фм [27].

Программа исследований на установке СФЕРА на нуклоне включает следующие задачи.

1. Изучение множественного рождения кумулятивных частиц в 4π -геометрии, при этом особое внимание будет уделено:

- рождению векторных мезонов в кумулятивной области,
- кварковым экзотическим состояниям,
- динамическим корреляциям вторичных частиц.

2. Исследование ядерных возбуждений в зарядово-обменных реакциях (совместно с коллaborацией ГИБС).

3. Исследование гиперядер (совместно с коллaborацией ГИБС):

- измерение времени жизни гиперядер ${}^3\text{H}_\Lambda$, ${}^4\text{H}_\Lambda$, ${}^6\text{He}_\Lambda$,
- измерение энергии связи гиперядер ${}^3\text{H}_\Lambda$ и ${}^6\text{He}_\Lambda$ и изучение их кулоновской диссоциации.

4. Исследование образования η -ядер.

5. Исследование тензорной анализирующей способности для рождения кумулятивных адронов (см. п. 4.2.2).

3. Измерены инклюзивные спектры и зависимости сечения от номера ядра-мишени A_t для реакции фрагментации ускоренных дейтронов в кумулятивные π^- -мезоны. Показано, что эти спектры подобны для всех использованных мишней (H, C, Cu и Pb). Зависимость сечения от атомного номера ядра-мишени оказалась периферической для $A_t \geq 12$ и более крутой в районе водородной мишени (рис. 5). Эта зависимость была описана с учетом взаимодействия рожденных пионов с нуклонами в ядре-мишени. Лучшее описание

Проект ГИБС. Установка ГИБС является магнитным спектрометром на основе стримерной камеры с размерами $1,9 \times 0,8 \times 0,6$ м.

В коллегацию ГИБС наряду с учеными из ОИЯИ входят физики из Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики), Казахстана (Физико-технический институт), Польши (Радиотехнический институт, Варшава; Университет, Лодзь), России (ФИАН, Санкт-Петербургский государственный университет), Украины (Институт ядерных исследований).

На синхрофазотроне коллегией ГИБС были получены новые важные результаты. Один из них — это наблюдение расширения объема, из которого излучаются узкие пионные пары в Mg–Mg-взаимодействиях. Профессор 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 Mg–Mg-взаимодействий при импульсе 4,4 ГэВ/с [28]. Из экспериментальных данных видно, что пионы из различных областей кинематического спектра испускаются различными элементами источника, движущимися относительно друг друга (рис. 6).

На установке ГИБС были также выполнены исследования пионных спектров в зарядово-обменной реакции (t , ${}^3\text{He}$) на мишнях из углерода и магния с использованием вторичного тритиевого пучка синхрофазотрона с импульсами от 2,2 до 3,0 ГэВ/с на нуклон [28]. Экспериментальные спектры продольных импульсов пионов сравнивались с расчетными спектрами для событий с одним вторичным пионом. Из этого сравнения следует, что квазисвободное возбуждение дельта-минус-резонанса в ядре-мишени объясняет только 60–70 % событий. Импульс пионов в оставшейся доле таких событий значительно выше, чем импульс рожденных пионов при возбуждении дельта-резонанса. Был проанализирован возможный вклад от других процессов. Данные указывают на значительную роль когерентного пионного рождения через $N(1440)$ или $N(1520)$ (или их совместный вклад) в ядре-мишени, в то время как часть пионного спектра может быть объяснена возбуждением в налетающем ядре.

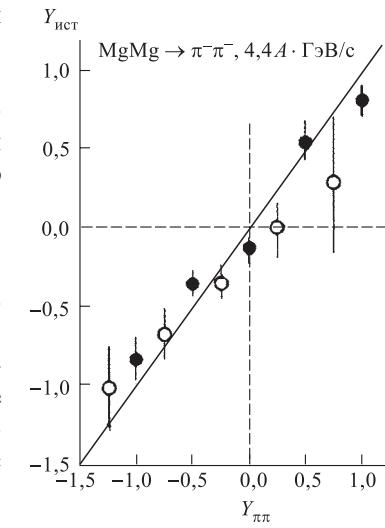


Рис. 6. Корреляция быстрых элементов объема $Y_{\text{ист}}$, излучающего пионы, и быстрых пионных пар $Y_{\pi\pi}$ в продольном (светлые кружки) и поперечном (черные кружки) направлении относительно оси реакции в системе покоя Mg–Mg

Предложено усовершенствовать спектрометр ГИБС для дальнейших экспериментов на нуклotronе. Спектрометр оборудован новой бесфильмовой системой регистрации информации со стримерной камеры, а также пропорциональными камерами для измерения импульсов ${}^3\text{He}$. Стримерная камера будет использоваться в качестве вершинного детектора [30].

На установке ГИБС на пучках синхрофазотрона исследовались рождение и распады гиперядер [31]. Была разработана оригинальная методика выделения редких событий образования релятивистских гиперядер. В серии экспериментов впервые с надежной идентификацией были зарегистрированы релятивистские гиперядра водорода (${}^3\text{H}_\Lambda$ и ${}^4\text{H}_\Lambda$), измерены сечения их образования при двух энергиях и с наилучшей на момент публикации результатов точностью определены их времена жизни. Принципиальной особенностью использованного метода явилось то обстоятельство, что исследования проводились с релятивистскими гиперядрами, образующимися при взаимодействии релятивистских ионов с ядрами-мишениями и имеющими пробеги до распада десятки сантиметров. Такой метод открывает принципиально новые возможности в исследованиях по физике гиперядер. Ключевым моментом при постановке эксперимента оказалось создание высокоеффективной триггерной системы быстрого отбора событий с высоким коэффициентом подавления фоновых событий, имитирующих реакцию образования и распада гиперядер.

По аналогии с задачей об ионизации атомов при прохождении релятивистских частиц через вещество проведено теоретическое исследование зависимости эффективного сечения кулоновской диссоциации ядер и гиперядер от их энергии и внутренней структуры [32]. Было показано, что для слабосвязанных ядер и гиперядер сечение кулоновской диссоциации приблизительно обратно пропорционально энергии связи. Таким образом, изучение процесса расщепления релятивистского гиперядра ${}^3\text{H}_\Lambda$ в кулоновском поле тяжелых ядер-мишеней может быть использовано для экспериментального определения энергии связи Λ -частиц в гиперядре.

Эксперименты на синхрофазотроне по изучению гиперядер были прерваны из-за низкой скорости набора данных. Пучки нового ускорителя — нуклотрона позволяют увеличить скорость набора данных в 10 или более раз. Дополнительное улучшение на фактор 10 будет получено с использованием пропорциональных камер вместо стримерной камеры. Поэтому на нуклotronе время жизни гиперядер может быть измерено с точностью 3–5 пс, что значительно улучшит результаты предыдущих экспериментов. В предлагаемом эксперименте будут образовываться гиперядра с импульсом в несколько ГэВ/с [33]. Это означает, что гиперядра будут распадаться на расстояниях 20–30 см от точки рождения. Таким образом, можно исследовать взаимодействия гиперядер с различными поглотителями. В случае гипертритона этот метод позволит оценить энергию связи Λ -частицы.

Проект ФАЗА. Целью проекта является исследование механизма ядерной мультифрагментации, которая имеет место в ядро-ядерных взаимодействиях при промежуточных и высоких энергиях.

В работе участвуют ученые из ОИЯИ, Германии (Институт ядерной физики и Технический университет, Дармштадт), Польши (Институт ядерной физики), России (РНЦ «Курчатовский институт», ИЯИ), США (Университет, Иова).

На 4π -спектрометре ФАЗА на синхрофазотроне был выполнен ряд экспериментов с пучками протонов с энергией 2–8 ГэВ, альфа-частиц с энергией 14,6 ГэВ и углерода с энергией 22,4 ГэВ, которые взаимодействовали с мишенью из золота. Один из главных результатов, полученных в этих экспериментах, состоит в следующем. Из энергетических спектров фрагментов и корреляции относительных скоростей найдено, что фрагменты испускаются из расширяющегося ядра, плотность которого при этом составляет примерно 1/3 нормальной ядерной плотности [34]. Этот эффект можно интерпретировать как наблюдение фазового перехода в ядерной материи типа газ–жидкость (рис. 7).

Для проведения измерений на нуклоне установка ФАЗА дополнена детектором легких заряженных частиц в переднем направлении, который даст возможность отбирать события по прицельному параметру. Кроме этого под-

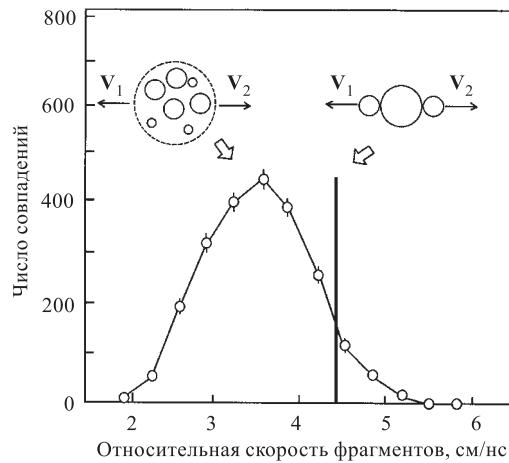


Рис. 7. Распределение относительных скоростей совпадающих фрагментов в $\alpha + \text{Au}$ -взаимодействиях, измеренное при углах корреляции $150^\circ \div 180^\circ$. Вертикальная линия показывает ожидаемое положение максимума для испускания фрагментов с ядерной поверхности. Экспериментальное распределение смещено в сторону меньших скоростей, соответствующих объемному распределению для расширяющейся системы

готовлена новая детектирующая система на основе 25 ($\Delta E - E$)-счетчиков, которая позволит лучше измерять угловые корреляции фрагментов. Эта система будет использована в тригтере установки. При этом эффективность тригтера будет повышенена в 6 раз.

Программа исследований коллаборации ФАЗА на нуклононе направлена на дальнейшее исследование механизма испускания фрагментов в несимметричных ядро-ядерных столкновениях. Наиболее важные ожидаемые результаты:

- новые данные по зависимости времени распада системы от энергии возбуждения и массы налетающего ядра,
- данные по эволюции механизма распада от чисто термальной мультифрагментации к более сложной с ростом массы налетающего ядра.

Проект МАРУСЯ. Этот проект имеет целью исследование переходного режима (переход от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы в ядрах) в релятивистских ядерных столкновениях.

Основными участниками проекта являются ОИЯИ, Институт ядерных исследований (Украина) и Институт ядерной физики (Чешская Республика).

Установка в настоящее время полностью готова к работе на выведенном пучке нуклонона (рис. 8).

Одним из перспективных направлений исследований природы конфайнамента, происхождения спина нуклона, структуры вакуума в КХД является изучение явлений в переходной области энергий (3–4 ГэВ на нуклон).

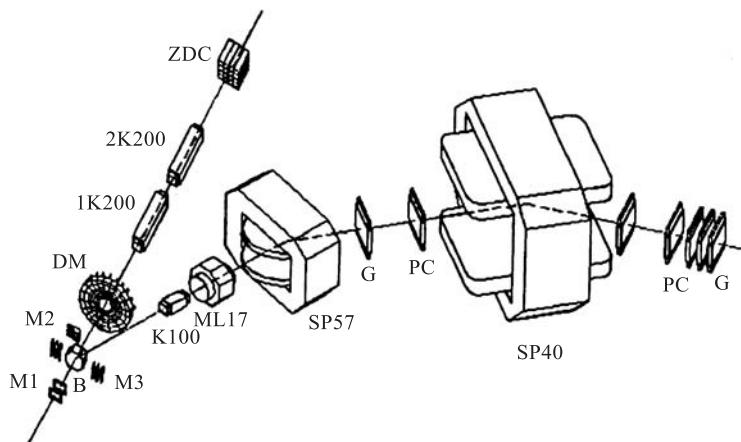


Рис. 8. Схема установки МАРУСЯ: M1, M2 — система мониторирования пучка; K100, ML17 — магнитные линзы; SP57, SP40 — дипольные магниты; В — система окружения мишени; РС — пропорциональные камеры; G — сцинтиляционный гадоскоп; DM — детектор множественности; ZDC — адронный калориметр

Асимптотический характер поведения сечений образования кумулятивных частиц, аномально большой выход странных частиц и антiproтонов, усиленные A -зависимости наблюдались в широком диапазоне энергий от 1 до 200 ГэВ на нуклон на синхрофазotronе ОИЯИ, «Bevalac» (Беркли), ускорителе ИТЭФ (Москва), AGS (Брукхейвен), SPS (ЦЕРН) и др.

В проекте предлагается 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 антiproтонов и отрицательных каонов, интерес к которым вызван их образованием из «морских»夸克ов.

Рождение антiproтонов и антидейtronов изучалось на ускорителе AGS при энергии 13,6 ГэВ на нуклон и на SPS при 158 ГэВ на нуклон. При отборе событий по степени центральности наблюдается большое различие в сечениях образования антиядер в ядро-ядерных взаимодействиях. В переходной области энергий такие данные отсутствуют и их получение также планируется на установке МАРУСЯ.

Проект СМС. Проект СМС (сцинтилляционный магнитный спектрометр МГУ) посвящен исследованию лидирующих частиц в протон-ядерных взаимодействиях. Установка создана группой сотрудников Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. В планы исследований входит выяснение механизмов сильного взаимодействия при энергиях до 10 ГэВ. Экспериментальная установка представляет собой одноплечевой магнитный спектрометр с изменяемой геометрией спектрометрической части [35].

Основными элементами спектрометра являются:

- система сцинтилляционных гаммоскопов с координатным разрешением около 1 мм, регистрирующая треки налетающих адронов и вторичных лидирующих частиц,
- комплекс сцинтилляционных и твердотельных черенковских детекторов для мониторирования пучка,
- система триггера установки, использующая твердотельные черенковские детекторы и сэндвичи из свинца и сцинтиллятора, которые позволяют отбирать события с данной кинематикой,
- передвижной анализирующий магнит,
- широкоапертурный газовый черенковский счетчик для идентификации лидирующей частицы.

Лидирующие адроны L регистрируются в широком угле испускания и в большом диапазоне импульсов в реакциях $hA \rightarrow L + X$, где X обозначает некоторое конечное состояние с данной кинематической конфигурацией, эквивалентной определенной эффективной массе.

Установка СМС используется для решения двух основных задач.

1. Исследование пространственно-временной структуры адронного взаимодействия.

При решении этой задачи получены результаты для процесса взаимодействия протонов с импульсом 9 ГэВ/с с ядрами H, C, Al, Cu и Pb, которые могут быть суммированы следующим образом [36]:

- переустройство кварковой структуры в существенно неупругих «мягких» процессах не вызывает наблюдаемых эффектов на уровне свойств частиц, по крайней мере, во временном масштабе $t \geq 0,01 \hbar/m_\pi c^2$,
- некогерентная фрагментация протона на ядрах, вероятно, происходит через промежуточное барионное состояние, которое поглощается в ядерной материи подобно обычному протону и распадается на адроны вне ядромицени.

В рамках этого пункта дальнейшие исследования на установке СМС будут сфокусированы на проблемах, которые решаются при обработке уже полученных экспериментальных данных:

- выяснение механизмов рождения для лидирующих π -мезонов и протонов в pA - и πA -взаимодействиях: происходит прямое рождение или рождение через промежуточное (барионное или мезонное) состояние?
- какова природа этого промежуточного состояния: резонансная или нерезонансная?

2. Измерение анализирующей способности квазиупрого рассеяния поляризованных протонов на ядрах.

В рамках программы исследования взаимодействий поляризованных протонов с ядрами предлагается измерить односпиновую асимметрию рассеяния поляризованных протонов на внутридядерных нуклонах для сравнения с аналогичным рассеянием на свободных нуклонах в области энергий 1 : 4 ГэВ. Главной измеряемой характеристикой является векторная анализирующая способность реакции рассеяния поляризованных протонов на углеродной мишени. Существующие экспериментальные данные (включая полученные ранее на установке СМС [37]) указывают на значительное уменьшение анализирующей способности для рассеяния на внутридядерных нуклонах по сравнению с рассеянием на свободных нуклонах и сильную зависимость этого эффекта от энергии.

Предлагаемый эксперимент на установке СМС подтвердит или опровергнет предполагаемое явление и ответит на вопрос о его физической природе, если оно будет подтверждено.

Исследования в пучках квазимонохроматических нейтронов. После ускорения на синхрофазотроне ЛВЭ дейtronов был создан канал квазимонохроматических нейтронов на однометровую жидколоводородную камеру ЛВЭ. Для получения пучка нейтронов использовалась реакция стриппинга дейtronов на алюминиевой мишени, размещенной внутри ускорителя [37]. 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 эксплозивные каналы реакций pr -взаимодействий и изучать их характеристики. Всего проведено 10 сеансов облучения камеры нейтронами, получен богатый (около 1,5 млн событий) статистический материал, на основе которого создается электронный банк данных pr -взаимодействий в диапазоне первичных энергий от 0,6 до 5 ГэВ [39].

К настоящему времени получены следующие физические результаты:

1. В зависимости от энергии определены сечения 13 каналов реакций pr -взаимодействий, в том числе сечение перезарядки $pr \rightarrow pn$, в диапазоне импульсов падающих нейтронов от 1,25 до 5,20 ГэВ/с [40].
2. Обнаружен ряд экзотических резонансов в системах $p\pi^+\pi^+$ ($I = 5/2$) [41], pp ($B = 2$) [42], $\pi^-\pi^-$ ($I = 2$) [43], $pp\pi^+$ ($B = 2$, $I = 2$) [44]. Анализ показывает, что все эти эффекты — результат взаимодействий на больших расстояниях.

3. Обнаружен ряд узких резонансных эффектов в системе $\pi^+\pi^-$ в диапазоне эффективных масс от 0,280 до 1,235 ГэВ/с². Некоторые из этих резонансов могут быть отождествлены с σ -мезонами $0^+(0^{++})$, что подтверждается характеристиками резонансов, определенными авторами. Ширины резонансов не противоречат гипотезе о том, что они содержат большую глюонную компоненту.

Данные о резонансе с массой 0,754 ГэВ/с² занесены в сборник свойств частиц (2000 г.) [45].

На рис. 9 представлено распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -комбинаций из реакции $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-$ при $P_n = 5,20$ ГэВ/с², взятое из работы [46]. Эффект при массе $M = 0,754$ ГэВ/с² превышает фон на 7,8 стандартных отклонений.

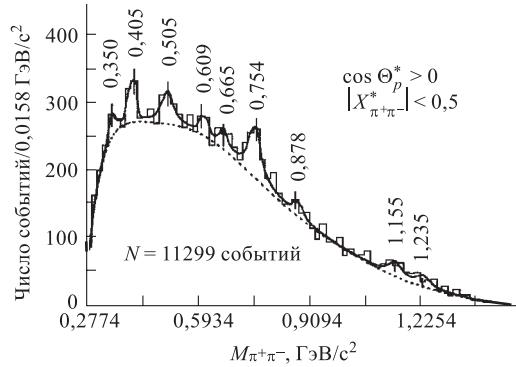


Рис. 9. Распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -комбинаций из реакции $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-$ при $P_n = 5,20$ ГэВ/с² [46]

Исследования с помощью фотоэмульсионных детекторов с высоким разрешением. Физическая цель исследований состоит в изучении ядерных взаимодействий на пучках ядер ^1H , ^4He , ^6Li , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{84}Kr , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi при энергиях $1 \div 200$ ГэВ. Все измерения проводятся одним методом с помощью фотоэмульсионных детекторов с высоким угловым разрешением в Дубне и на других ускорителях в рамках международной колаборации EMU01.

В исследованиях, кроме ОИЯИ, участвует большое число различных научных центров, входящих в международную колаборацию EMU01, из Австралии (Школа физики и Университет, Сидней), Армении (Ереванский физический институт), Германии (Марбургский университет), Индии (Университеты в Джапуре и Джамму), Китая (Институт физики высоких энергий, Шанхайский университет, Китайский университет науки и технологий), Кореи (Сеульский университет), России (ФИАН, Москва; Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, С.-Петербург), Румынии (Институт космических исследований), Словакии (Технический университет и Институт экспериментальной физики в Кошице), США (Вашингтонский университет), Узбекистана (Институт ядерной физики и Физико-технический институт), Швеции (Университет, Лунд).

Кроме того, в этих работах участвуют научные центры из Египта (Каирский университет), Польши (Институт ядерных проблем и Институт ядерной физики), России (ИТЭФ, Санкт-Петербургский политехнический институт), Таджикистана (Таджикский государственный университет).

В области энергий в несколько ГэВ облучения эмульсионных детекторов производились на синхрофазотроне ЛВЭ; начаты первые облучения на выведенных пучках нуклotronа. Главная задача исследований состоит в изучении зависимости характеристик множественного рождения частиц, явления фрагментации сталкивающихся ядер, проявлений их структуры и коллективных эффектов от массы, энергии и параметра удара налетающих частиц. Весьма интересным является изучение структуры легких ядер.

На синхрофазотроне с помощью фотоэмульсионной методики был обнаружен ряд интересных явлений, к которым можно отнести, например, эффект полного разрушения ядер [47]. Зависимость количества событий с полным разрушением ядра от энергии и атомного номера сталкивающихся ядер проанализирована, например, в работе [48]. Оказалось, что в области энергий $10 \div 400$ ГэВ доля таких событий не превышает 10–13 %.

Впервые с помощью эмульсий была изучена когерентная диссоциация ядер кислорода в альфа-частицы при $4,5 \text{ A}\cdot\text{ГэВ}/\text{с}$.

Эмульсионную методику планируется использовать на нуклotronе. Кроме традиционного способа облучения эмульсий, предполагается использовать установку СЛОН, которая позволяет получить импульсное магнитное поле в объеме эмульсии до 60 Тл.

Результаты эксперимента КАСПИЙ. Длительное время на синхрофазотроне действовала установка КАСПИЙ (ИЯИ, Москва) по изучению рождения пионов, каонов и антiproтонов в реакциях взаимодействия pA , dA , CA и πA . Сравнение полученных данных для C- и d -пучков показывает сильное усиление эффекта рождения каонов по сравнению с рождением пионов.

Впервые было исследовано подпороговое рождение антiproтонов в AA -столкновениях и обнаружено достаточно сильное усиление выхода антiproтонов. Показано, что сечение рождения в dA - и AA -столкновениях для пионов, каонов и антiproтонов может быть выражено универсальной функцией масштабного кварк-парточного параметра. Эффект усиления выхода интерпретируется как указание на коллективные парточные эффекты [48–56].

В пионном пучке с импульсом до 1,2 ГэВ/с были исследованы рождение протонов и пионная реакция зарядового обмена [58]. В спектрах π^0 -мезонов в реакции (π^- , π^0) был обнаружен пик, соответствующий проявлению дельтаизобары в ядрах, однако оказалось, что он лежит ниже по энергии, чем это имеет место для реакции со свободным протоном [59, 60].

4.2.2. Эксперименты на поляризованных пучках. Изучение поляризационных эффектов в столкновениях релятивистских ядер на установке СФЕРА. Главной целью этой программы является изучение спиновой структуры дейтрона на коротких межнуклонных расстояниях с использованием адронных пробников и исследование спиновых эффектов в адронном рассеянии в области энергий несколько ГэВ. Эта программа ориентируется на использование дейтронных пучков с импульсом до 9 ГэВ/с, которые имеются на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ.

Эти пучки до сих пор имеют самую высокую в мире энергию для поляризованных дейтронов.

Проявления ненуклонных степеней свободы в ядрах следует ожидать тогда, когда расстояния между нуклонами становятся сравнимыми с их размерами (≤ 1 фм). В теоретическом плане вопрос описания состояния двух нуклонов на малых расстояниях связан с такими не до конца решенными вопросами, как проблема конфайнмента (КХД больших расстояний) и связанные состояния частиц с релятивистскими импульсами. Из-за нетривиальной спиновой структуры дейтрона (примесь D -волны) эксперименты с поляризованными дейтронами предоставляют богатые возможности по изучению указанных эффектов. Отклонение экспериментальных данных от расчетов может быть связано с проявлением ненуклонных степеней свободы на малых расстояниях. Тензорная анализирующая способность A_{yy} для кумулятивного пионного рождения под разными углами $d \uparrow +^{12}\text{C} \rightarrow \pi^\pm (0, 135, 178 \text{ мрад}) + \dots$ была измерена с пучком тензорно-поляризованных дейтронов синхрофазотрона на установке СФЕРА. Эксперимент фокусировался на кумулятивном образовании пионов, которые рождаются вне кинематики нуклон-нуклонных столкновений (рис. 10).

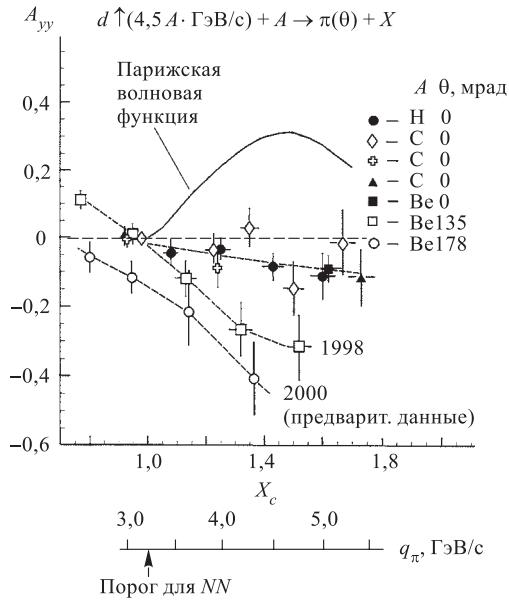


Рис. 10. Зависимость A_{yy} от кумулятивного числа X_c (или импульса пиона q_π) для реакции $d \uparrow + A \rightarrow \pi^-(0, 135, 178 \text{ мрад}) + \dots$

Измеренные величины A_{yy} не согласуются с результатами наших вычислений в рамках импульсного приближения, которые основаны на $NN \rightarrow \pi NN$ -взаимодействии и учитывают внутреннее движение нуклонов в дейтроне [61]. Наблюдается даже противоположный знак эффекта по сравнению с предсказанным.

Таким образом, для больших внутренних импульсов ($k \geq 0,5 \text{ ГэВ/с}$) или малых расстояний ($l \leq 0,4 \text{ фм}$), по-видимому, следует учитывать ненуклонные степени свободы в дейтроне.

Для понимания ненуклонной структуры следует продолжить измерения и получить также данные при фрагментации дейтронов в адроны с отличными от пиона квантовыми числами, например, в K^- -мезоны, состоящие из «морских» кварков.

Исследования будут продолжены на нуклотроне после получения выведенного поляризованного пучка дейтронов достаточной интенсивности.

Проект ДЕЛЬТА–СИГМА. Главная цель проекта состоит в изучении нуклон-нуклонных взаимодействий с использованием вторичного пучка поляризованных нейтронов высокой энергии (3,7 ГэВ), который имеется в настоящее время только на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ.

В реализации проекта участвуют ОИЯИ и научные центры из Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики), Чешской Республики (Институт ядерных исследований), России (РНЦ «Курчатовский институт», ИЯИ, Петербургский институт ядерной физики), Украины (Харьковский физико-технический институт), Франции (DAPNIA, Сакле).

В проекте предлагается провести детальные измерения энергетической зависимости величин $\Delta\sigma_L(np)$ и $\Delta\sigma_T(np)$, которые представляют собой разности полных np -сечений для антипараллельной и параллельной ориентации спинов нейтронов пучка и протонов мишени, поляризованных в продольном (L) и поперечном (T) направлениях.

На установке ДЕЛЬТА–СИГМА были получены новые результаты для np -спин-зависимой разницы полных сечений $\Delta\sigma_L(np)$ при кинетической энергии нейтронного пучка 1,59, 1,79 и 2,20 ГэВ (рис. 11).

Квазимохроматический пучок нейтронов получался из ускоренных и выведенных векторно-поляризованных дейtronов синхрофазотрона. Нейтроны проходили через большую поляризованную протонную мишень. Эта американо-французская протонная поляризованная мишень (Аргонн–Сакле) была специально доставлена в Дубну для проведения измерений. После ее реконструкции были начаты эксперименты с пучком поляризованных нейтронов.

Величины $\Delta\sigma_L(np)$ измерялись как разность между полными np -сечениями для параллельных и антипараллельных поляризаций пучка и мишени, ориентированных вдоль импульса пучка. Наблюдался быстрый спад $\Delta\sigma_L(np)$ с ростом энергии выше 1,1 ГэВ [62].

При энергиях ниже 2 ГэВ обычная теория мезонного обмена NN -рассеяния дает энергетическую зависимость для $\Delta\sigma_L(np)$, как это показано на рис. 11. Можно видеть, что эта модель обеспечивает только качественное описание данных при низких энергиях и сильно расходится с данными при

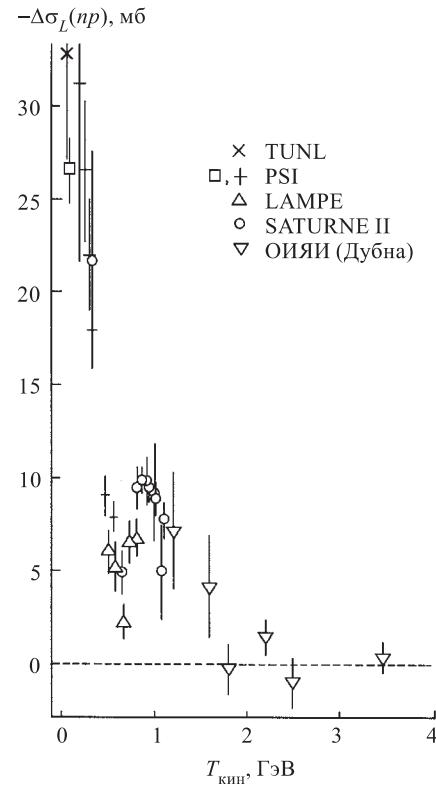


Рис. 11. Энергетическая зависимость $\Delta\sigma_L(np)$

энергии выше 1 ГэВ. В [63, 64] 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.

Исследуемая энергетическая область соответствует возможной генерации тяжелых дибарионов, и их возможное проявление в энергетической зависимости различных наблюдаемых величин в pp - и pr -взаимодействиях также предсказывается различными моделями. Для проверки этих предсказаний требуется проведение дальнейших измерений.

Чтобы завершить измерения энергетической зависимости $\Delta\sigma_L(np)$, необходимо измерить эту величину при 1,4; 1,6; 2,0 и 3,17 ГэВ. Также необходимо измерить энергетическую зависимость $\Delta\sigma_T(np)$ с поперечной поляризацией пучка нейтронов и протонов мишени. Эти эксперименты будут продолжены на нуклotronе.

Проект MPC. Участниками проекта являются сотрудники из ОИЯИ, Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики), России (ИЯИ), США (Лос-Аламосская национальная лаборатория; Колледж «Вильям и Мэри», Вильямсбург; Университет, Норфолк; Университет, Колорадо), Украины (Харьковский физико-технический институт).

Планируется использовать спектрометр MPC (спектрометр среднего разрешения) из Лос-Аламоса (США) на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ. Это стало возможным после подписания соглашения о научном сотрудничестве между Лос-Аламосской национальной лабораторией, ИЯИ и ОИЯИ. Использование этого спектрометра совместно с поляризованной протонной мишенью (Аргонн–Сакле–ОИЯИ) открывает уникальные возможности для изучения спиновых эффектов в энергетической области до 6 ГэВ на нуклон.

Магнитная система спектрометра MPC состоит из трех основных элементов: квадрупольный фокусирующий магнит, дипольный магнит, отклоняющий центральный пучок вверх на 33° , и второй дипольный магнит, отклоняющий центральный пучок вниз на 15° . Для регистрации координат частиц используется система пропорциональных камер. Наличие квадрупольного фокусирующего магнита обеспечивает большой горизонтальный аксептанс установки ± 60 мрад.

Исследовательская программа включает изучение спиновых эффектов в многочастичных системах, исследование странного содержания нуклона, изучение рождения кумулятивных частиц с использованием поляризованного дейtronного пучка.

4.3. Первые эксперименты на нуклotronе. Сразу же после получения ускоренного пучка в кольце нуклотрона были начаты первые эксперименты на внутренних ядерных мишнях. Была создана станция внутренних мишеней, которая управляет режимом ввода тонких пленочных и нитяных мишеней в область циркуляции ускоренного внутреннего пучка нуклотрона [65]. В

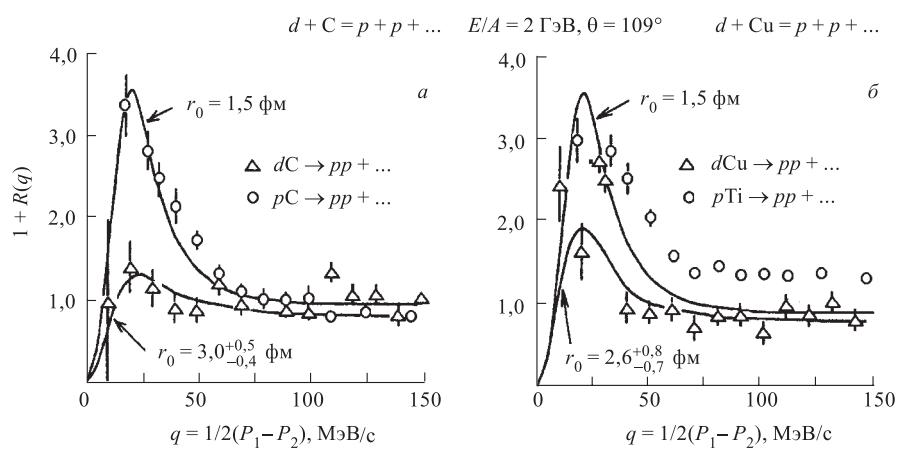


Рис. 12. Корреляционные функции кумулятивных протонов, испущенных с малым относительным импульсом q , для dC - (а) и dCu -реакций (б)

этом разделе описаны некоторые эксперименты, выполняемые на станции внутренних мишней.

4.3.1. Исследования на внутреннем пучке. Проект СКАН-1. Один из первых экспериментов на внутреннем пучке был реализован на установке СКАН-1 (спектрометр кумулятивных адронов на нуклоне).

В этом эксперименте участвуют физики из ОИЯИ, Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики), России (Санкт-Петербургский государственный университет), Словакии (Институт физики).

Установка предназначена для изучения фрагментации ядер-мишени в два кумулятивных протона. Целью эксперимента является измерение поперечного размера области ядро-ядерных взаимодействий. Был использован метод измерения корреляций кумулятивных протонов, испущенных при малых относительных импульсах. Корреляции протонов, испущенных в угловом интервале $106 \div 112^\circ$ в лабораторной системе, изучались в реакциях $d + C \rightarrow p + p + \dots$ и $d + Cu \rightarrow p + p + \dots$ ($P_d = 2 A \cdot \text{ГэВ}$). В результате этих измерений были получены приблизительно одинаковые радиусы для dC - и dCu -взаимодействий: $r_{dC} = 3,0 \pm 0,5 \text{ фм}$ и $r_{dCu} = 2,6 \pm 0,8 \text{ фм}$ (рис. 12) [66]. Исследования на установке СКАН-1 продолжаются для других падающих частиц и мишней.

Коллаборация МАРУСЯ. Группа коллаборации МАРУСЯ начала исследования выхода вторичных фрагментов в результате взаимодействия внутреннего пучка нуклонона с тяжелыми мишнями с использованием тонких полупроводниковых детекторов. Эта группа получила хорошее разделение вторичных фрагментов с очень низкими энергиями в области от 2 до 25 МэВ в $d + Au$ -взаимодействии при энергии дейtronов 1,044 ГэВ (рис. 13).

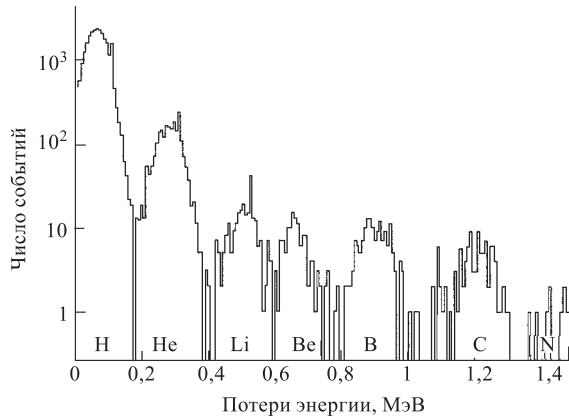


Рис. 13. Разделение вторичных фрагментов для $d + \text{Au}$ -реакции при энергии дейтронов 1,044 ГэВ

Эти данные находятся в процессе анализа и будут использованы для изучения эффекта полного разрушения ядер, чему способствует низкая энергия вторичных фрагментов.

4.3.2. Исследования на выведенных пучках. Проект СТРЕЛА. Эксперимент СТРЕЛА (рис. 14) предполагает изучение спин-зависимой части нуклонной амплитуды рассеяния в $pr \rightarrow pr$ зарядово-обменном процессе на выведенном пучке дейтронов нуклотрона.

Эксперимент выполняется при участии ученых из ОИЯИ, Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, Университет химической технологии и металлургии), Польши (Институт ядерных исследований), Словакии (Университет, Кошице).

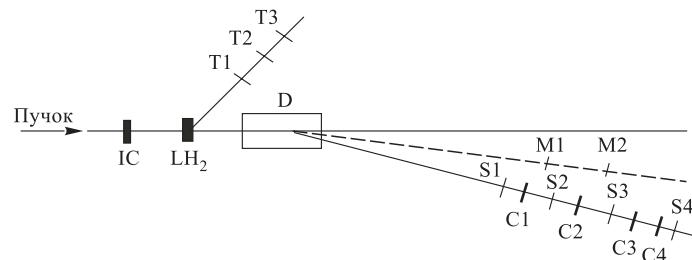


Рис. 14. Схема установки СТРЕЛА: IC — ионизационная камера; LH_2 — жидкокислородная мишень; D — анализирующий магнит; T1–T3 и M1, M2 — сцинтилляционные мониторы; C1–C4 — черенковские счетчики; S1–S4 — сцинтилляционные счетчики

Планируется измерить сечение рождения двух протонов при малом переданном импульсе в dp -взаимодействиях в области импульсов дейtronов от 3 до 4 ГэВ/с.

Возможность получения дополнительной информации относительно амплитуды элементарной зарядово-обменной реакции $pr \rightarrow pn$ с помощью зарядово-обменного процесса $dp \rightarrow (pp)n$ из экспериментов с неполяризованными дейtronами была отмечена Мигдалом и Померанчуком.

Простейшая версия этих двух процессов в рамках импульсного приближения состоит в рассмотрении двух процессов: а) зарядово-обменный процесс $pr \rightarrow pn$ и б) реакция $dp \rightarrow (pp)n$, т. е. зарядовый обмен на простейшем ядре — дейтроне (рис. 15). В первом случае (а) обе спиновые ориентации разрешены, в то время как во втором случае (б) при малом угле рассеяния (два протона движутся в переднем направлении с малым относительным импульсом) реакция может проходить, только если спин у рассеянного протона переворачивается (в соответствии с принципом Паули). При нулевом переданном импульсе дифференциальное сечение реакции $dp \rightarrow (pp)n$ определяется частью амплитуды с переворотом спина зарядово-обменного процесса $pr \rightarrow pn$.

В 2000 г. была получена первая экспериментальная информация на установке СТРЕЛА на выведенном дейтронном пучке нуклотрона, которая в настоящее время находится в процессе анализа. Предварительные результаты по разделению событий с двумя протонами и одним протоном на установке СТРЕЛА представлены на рис. 16.

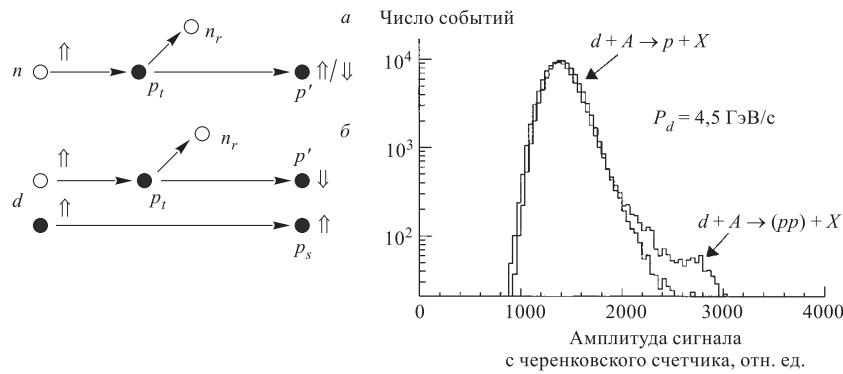


Рис. 15. Элементарная $np \rightarrow pn$ (а) и $dp \rightarrow (pp)n$ (б) зарядово-обменные реакции

Рис. 16. Предварительные результаты эксперимента СТРЕЛА по разделению событий с двумя протонами и одним протоном

Проект СКАН-2. В подготовке проекта приняли участие ученые из ОИЯИ, Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики), России (Санкт-Петербургский университет), Румынии (Институт исследования и развития физики и ядерной технологии), Словакии (Институт физики).

Предлагается изучать образование протонных пар с малыми относительными импульсами $0 < q < 50$ МэВ/с, которые испускаются под углом 180° в системе центра масс, в реакции $d + p \rightarrow (pp) (180^\circ) + n$.

Будут измерены сечение и тензорная анализирующая способность T_{20} процесса с целью получения информации о спиновой структуре дейтрона на малых внутриядерных расстояниях. Измерения планируется выполнить на выведенном пучке дейтронов нуклotronа с импульсом $P_d = 0,5 \div 6,0$ ГэВ/с.

Изучаемая реакция близка к реакции упругого рассеяния дейтрона назад, но рождение нуклонной пары в синглетном состоянии 1S_0 (близкие относительные импульсы) определяется, главным образом, однонуклонным обменом [67].

Это позволяет получить более прямую информацию о структуре дейтрона на малых расстояниях, чем в случае исследования реакции упругого рассеяния дейтрона назад. Численные оценки для сечения и тензорной анализирующей способности изучаемого процесса проведены в [68]. Показано, что в области энергий нуклotronа эти величины достаточно большие и могут быть измерены в рамках предлагаемого проекта [69]. Оценки показывают, что при интенсивности дейтронного пучка 10^7 с $^{-1}$ и толщине жидколоводородной мишени 1 г/см 2 можно ожидать примерно одно событие за время сброса пучка на мишень, что обеспечивает статистическую точность измерений около 2 % за 20 часов работы ускорителя.

Установка СКАН-2 (рис. 17) включает в себя дипольный отклоняющий магнит и системы мониторирования пучка и сцинтиляционных гадоскопов, служащих для координатных и времязпролетных измерений.

Первые измерения планируется выполнить на пучке неполяризованных дейтронов в 2001 г. Программа измерений с поляризованным дейтронным пучком будет выполняться в последующие два года.

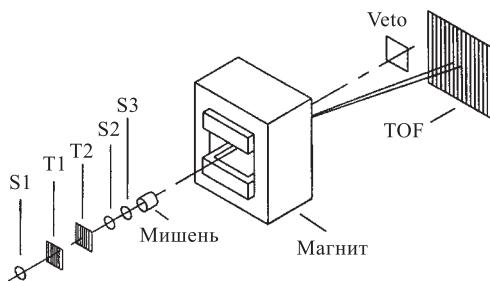


Рис. 17. Схема установки СКАН-2

В 2000 г. уже проведено опробование части аппаратуры установки СКАН-2 на выведенном пучке нуклotronа.

Проект НИС. Проект предложен совместно двумя лабораториями ОИЯИ: Лабораторией высоких энергий и Лабораторией физики частиц (ЛФЧ).

Основной целью проекта является проверка гипотезы о существовании скрытой поляризованной странности в нуклоне [70]. В случае подтверждения этой гипотезы свое естественное объяснение находят как проблема «спинового кризиса» [71], так и кажущееся нарушение правила Окубо–Цвейга–Изуки (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 дейtronного пучка даст возможность сравнить сечение рождения φ -мезона в pp - и pr -взаимодействиях при одинаковых кинематических условиях.

В обозримом будущем такие измерения возможны только в Дубне на нуклotronе, поскольку максимальная энергия другого протонного ускорителя в этой области энергий (COSY, Германия) соответствует как раз порогу рождения φ -мезона.

Реальность выполнения эксперимента не вызывает сомнения, поскольку аналогичные измерения, но при одной фиксированной энергии, были выполнены недавно коллаборацией DISTO на ускорителе SATURNE во Франции [72].

Обнаружение нарушения правила ОЦИ в протон-протонных взаимодействиях является критическим испытанием для самого представления о скрытой поляризованной странности нуклона. Это нарушение было найдено в антипротон-протонных взаимодействиях, и очень важно подтвердить его существование для случая нуклон-нуклонной системы. В эксперименте НИС будут получены данные о величине эффекта нарушения правила ОЦИ и его энергетической зависимости вблизи порога рождения φ - и ω -мезонов.

Использование дейtronного пучка даст возможность сравнить сечение рождения φ -мезона в pp - и pr -взаимодействиях при одинаковых кинематических условиях.

Проект НИС предлагается реализовать на установке СФЕРА, дополнив ее рядом детекторов, необходимых для решения данной задачи (микростриповые детекторы, аэрогельные черенковские счетчики и трековые детекторы больших размеров на основе дрейфовых трубок).

Проект ЛНС. Проект ЛНС подготовлен сотрудниками из ОИЯИ, России (Санкт-Петербургский государственный университет), Болгарии (Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, Университет химической технологии и металлургии), Словакии (Институт физики), Японии (RIKEN).

Экспериментальная программа предполагает исследование структуры дейтрана и ^3He на малых расстояниях между нуклонами.

Программа включает изучение dp -упругого рассеяния и реакции развала дейтрона в dp -взаимодействии с использованием как неполяризованного, так и поляризованного дейтронного пучка и внутренней мишени нуклotronа, измерение тензорной анализирующей способности реакций $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$ на поляризованном дейтронном пучке в RIKEN (Япония).

Эти измерения обеспечат понимание спиновой структуры многочастичных систем на расстояниях, недостижимых в настоящее время с использованием электромагнитных пробников.

Главная идея проекта состоит в расширении измерений различных наблюдаемых величин в процессах, включающих три нуклонные системы, в новой энергетической и угловой области, где техника Фаддеева все еще работает и, следовательно, сравнение эксперимента и теории может быть проведено с высокой степенью точности.

Экспериментальная программа проекта ЛНС включает три различных эксперимента:

- измерение сечения, векторной A_y и тензорных A_{yy} и A_{xx} анализирующих способностей в dp -упругом рассеянии в области кинетических энергий дейтрона от 300 до 500 МэВ,

- измерение сечения, векторной A_y и тензорной A_{yy} 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 анализирующих способностей в реакциях $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p$ до 270 МэВ.

Первые два эксперимента планируется предпринять, используя неполяризованный и поляризованный дейтронные пучки нуклотрона и внутреннюю мишень. Третий эксперимент был выполнен в RIKEN в ноябре–декабре 2000 г.

4.4. Асимптотические законы в релятивистской ядерной физике. В разделе 2 были использованы принципы симметрии и подобия для получения аналитического выражения для инклузивного сечения рождения частиц, ядерных фрагментов и антиядер в релятивистских ядерных столкновениях.

Используемые там инвариантные переменные (интервалы в пространстве 4-скоростей) выражаются через быстроту инклузивной частицы y , ее попеченную массу m_{1T} и быстроту сталкивающихся ядер в системе их центра масс следующим образом:

$$(u_I u_{II}) = \operatorname{ch} (2Y),$$

$$(u_I u_1) = \frac{m_{1T}}{m_1} \operatorname{ch} (-Y - y) = \frac{m_{1T}}{m_1} \operatorname{ch} (Y + y),$$

$$(u_{II} u_1) = \frac{m_{1T}}{m_1} \operatorname{ch} (Y - y).$$

Для центральной области быстрот рожденной инклузивной частицы $y = 0$ или $(u_I u_{II}) = (u_{II} u_I)$, что соответствует равностороннему треугольнику Лобачевского.

В этом случае можно получить аналитическое выражение для параметра подобия [7]:

$$\Pi = N \operatorname{ch} Y, \quad (17)$$

где

$$N_I = N_{II} = N = \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\Phi_\delta}{\Phi^2}} \right) \left(\frac{m_{1T}}{m_0} \operatorname{ch} Y + \frac{\Delta}{m_0} \right) \frac{1}{2 \operatorname{sh}^2 Y},$$

$$\frac{\Phi_\delta}{\Phi^2} = \frac{\Delta^2 - m_1^2}{m_{1T}^2} \left[\frac{\operatorname{sh}^2 Y}{(\operatorname{ch} Y + (\Delta/m_{1T}))^2} \right].$$

Эти формулы дают возможность сделать следующие заключения об асимптотическом поведении сечений рождения вторичных частиц в ядерных соударениях с ростом энергии.

1. При возрастании энергии сталкивающихся ядер $(u_I u_{II}) \rightarrow \infty$ существует предельная величина параметра Π :

$$\Pi_\infty = \frac{m_{1T}}{2m_0} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\Delta^2 - m_1^2}{(m_{1T})^2}} \right]. \quad (18)$$

2. Эффективное число сталкивающихся нуклонов убывает, т. е. $N \rightarrow 0$.

3. Отношение сечений рождения для нуклонов и ядер к соответствующим сечениям рождения антинуклонов и антиядер стремится к единице с ростом энергии. Это следует из того, что в случае рождения нуклонов и ядер величина $\Delta = -m_1$, а для случая рождения антинуклонов и антиядер $\Delta = m_1$ и, таким образом, из (18) следует, что Π_∞ для нуклонов и ядер описывается тем же выражением, что и для антинуклонов и антиядер.

Выражение для параметра подобия в этом случае факторизуется и Π становится пропорциональным массе инклузивной частицы. Резкое падение сечений рождения для ядер и антиядер с ростом массы является критической проверкой уравнения (17).

4. При $(u_I u_{II}) \rightarrow \infty$ относительный выход странных частиц растет. Для K^- -мезонов величина $\Delta = m_k$ (масса K^- -мезона), в то время как для K^+ -мезонов величина Δ равна разности массы лямбда-гиперона и массы нуклона. Разница сечений K^- - и K^+ -мезонов зависит от величины $(\Delta^2 - m_k^2)/(m_{kT})^2$. Для K^- она равна нулю, в то время как для K^+ она падает с ростом $(m_{kT})^2 = m_k^2 + p_T^2$. Для $p_T \geq m_k$ отношение сечений рождения для K^- и K^+ ожидается близким к единице.

Анализ полученных результатов дает возможность предсказать асимптотическое поведение сечения рождения частиц, ядерных фрагментов и антиядер [73].

Если вычислить отношение выходов античастиц к выходам частиц при взаимодействии релятивистских ядер, используя формулу (8), то эта величина будет зависеть от разностей величин параметров подобия Π для античастиц и частиц.

Из (17) параметр подобия для антинуклонов и антиядер ($\Delta = m_1$) можно записать в следующем виде:

$$\Pi_1 = \left[\frac{m_{1T}}{m_0} \operatorname{ch} Y + \frac{m_1}{m_0} \right] \frac{\operatorname{ch} Y}{\operatorname{sh}^2 Y}.$$

Параметр подобия для нуклонов и ядер ($\Delta = -m_1$)

$$\Pi_2 = \left[\frac{m_{1T}}{m_0} \operatorname{ch} Y - \frac{m_1}{m_0} \right] \frac{\operatorname{ch} Y}{\operatorname{sh}^2 Y},$$

откуда

$$\Pi_1 - \Pi_2 = 2 \frac{m_1}{m_0} \frac{\operatorname{ch} Y}{\operatorname{sh}^2 Y}.$$

Видно, что в этом случае исчезает зависимость от поперечной массы (поперечного импульса) m_{1T} и отношения сечений в зависимости от энергии легко вычисляются. Результаты этих предсказаний в области от энергий нуклонона до энергий LHC (CERN) представлены на рис. 18. Полученные результаты асимптотического поведения сечения взаимодействия релятивистских ядер находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Для оценки отношений выхода K^- - и K^+ -мезонов, как отмечалось выше, надо учитывать зависимость от поперечной массы m_{1T} .

Рис. 18. Предсказания отношений выходов антипротонов к выходам протонов и отношений выходов антидейтронов к выходам дейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях в зависимости от энергии столкновения в лабораторной системе координат с использованием представления сечений формулой (8)

Сравнение сделанных предсказаний для отношений выходов антипротонов к выходам протонов с данными экспериментов на AGS (Брукхейвен) [74], SPS (CERN) [75] и предварительными данными четырех экспериментов на RHIC [76] приведено на

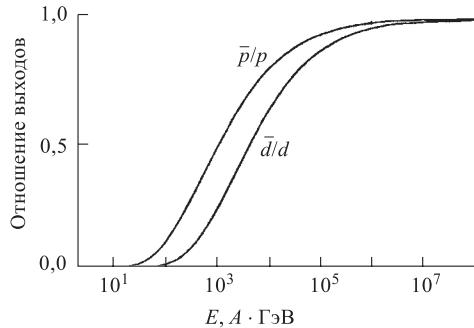


рис. 19. Видно хорошее согласие предсказаний в широком диапазоне энергий. При энергии RHIC наблюдается некоторое отклонение от предварительных данных. Эти результаты весьма интересны и требуют специального изучения.

Нарушение зависимости (8) наблюдается для $b_{11} < 1$, где важны нуклонные переменные и устанавливается переходный режим. Абсолютная величина сечений рождения нуклонов и ядерных фрагментов на порядок величины больше, чем предсказывается этой зависимостью. Зависимости от y и t_{1T} также не описываются этой формулой. Для $b_{11} < 10^{-2}$ рождение инклузивных фрагментов хорошо описывается полюсным приближением

$$\frac{d\sigma}{db_{11}} = \frac{C}{(b_{11} + \alpha)^2},$$

где $\alpha = 2\varepsilon_{11}(m_1 - m_1)/m_1 m_1$, m_1 и m_1 — массы ядер; ε_{11} — энергия связи фрагмента 1 в ядре I; C — константа. Для всех процессов ядерной фрагментации $\alpha \leq 10^{-2}$. Эта малость величины обусловлена малой энергией связи на нуклон по сравнению с массой нуклона. Зависимость сечения от массы фрагмента 1 много слабее, чем дается уравнением (8). В области коллайдерных энергий сечения рождения для дейtronов больше на 3–4 порядка величины, чем для ${}^3\text{He}$, в то время как в области $b_{11} < 10^{-2}$ эта разница существенно меньше. Кроме того, в области $b_{11} < 0,1$ наблюдаются фрагменты легких ядер вплоть до Si, которые практически невозможно наблюдать с точки зрения формулы (8). Эта формула была установлена на основе большого числа экспериментов в области $(u_1 u_{11}) \leq 10$. Был показан асимптотический характер этой закономерности. Однако ее действительность вплоть до области $(u_1 u_{11}) \sim 10^4$ (область RHIC) является экспериментальной проверкой гипотезы, основанной на интерпретации переменных $t_0 N_1$ и $t_0 N_{11}$ как массы групп квантов, участвующих в столкновении. В переходной области $0,1 \leq (u_1 u_{11}) \leq 1$, где зависимость (8) сильно нарушается, необходимы как экспериментальные, так и дальнейшие теоретические исследования.

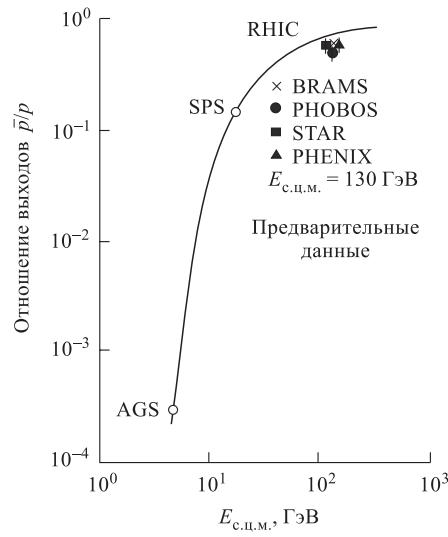


Рис. 19. Сравнение предсказаний, сделанных на основе принципа подобия, с экспериментальными данными. Данные, полученные на RHIC, являются предварительными [76]

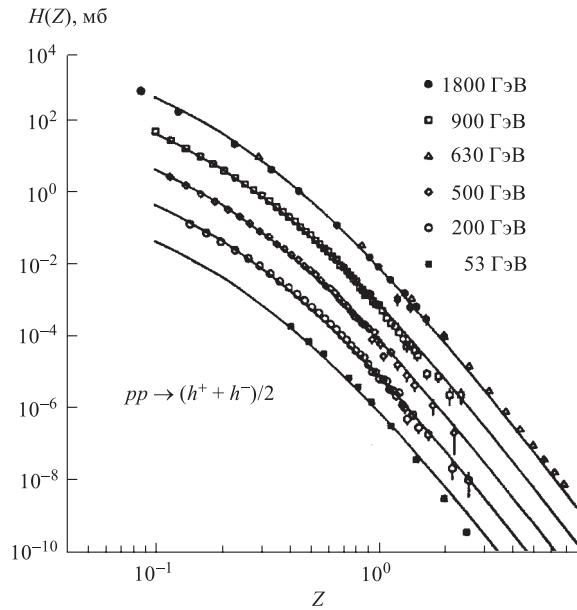


Рис. 20. Скейлинговая функция $H(Z)$ для рождения заряженных адронов в протон-протонных и антипротон-протонных взаимодействиях при $\Theta = 90^\circ$. Точки — экспериментальные данные по инклузивным сечениям, полученные на коллайдерах SPS и «Tevatron» при энергиях в системе центра масс реакции $53 \div 1800$ ГэВ

Сотрудниками ЛВЭ был проведен интересный анализ экспериментальных данных по рождению частиц в pp -, pA -, AA -взаимодействиях на коллайдерах SPS (CERN) и «Tevatron» (FNAL) в широком диапазоне энергий и переданных импульсов [76–83] и установлена новая закономерность в рождении частиц, так называемый Z -скейлинг (рис. 20).

Как оказалось, эта закономерность также отражает фундаментальные свойства симметрии взаимодействия и образования частиц, такие как самоподобие, локальность и фрактальность. Представление экспериментальных данных в зависимости от параметра Z обнаруживает свойства энергетической и угловой независимости и подтверждает универсальность механизма формирования частиц, описываемого скейлинговой функцией $H(Z)$.

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 и быстротную плотность заряженных частиц, что позволяет проводить модельно-независимый анализ экспериментальных данных.

В области больших Z , которые соответствуют большим поперечным импульсам рожденных частиц, установлен степенной закон поведения скейлинговой функции $H(Z) \sim Z^\alpha$. Эта закономерность проявляется в рождении π^0 -мезонов, прямых фотонов и струй и интерпретируется как проявление фрактальности структуры сталкивающихся адронов, взаимодействия их конституентов и механизма формирования реальных частиц.

Исследования A -зависимости рождения заряженных и нейтральных адронов в протон-ядерных взаимодействиях в области больших поперечных импульсов показали универсальный характер поведения скейлинговой функции для различного типа ядер от дейтрана до свинца. Влияние ядерной среды на спектры образования адронов описывается функцией, зависящей только от атомного номера ядра A .

Концепция Z -скейлинга используется для предсказаний сечений рождения прямых фотонов, адронов и струй на новом поколении коллайдеров, таких как RHIC и LHC, с целью поиска новых физических эффектов и явлений в тэвной области энергий сталкивающихся адронов и ядер.

4.5. Прикладные исследования на ускорительном комплексе синхрофазотрон–нуклotron. Синхрофазотрон в течение длительного времени активно используется для проведения прикладных исследований. Результаты этих исследований весьма плодотворны и их продолжение уже нашло место на нуклotronе. Более того, пучки нуклотрона предоставляют новые возможности для проведения исследований в прикладной области и их круг будет расширен.

Исследования в прикладной области, проводимые на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ, 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 и т.д.

Исследования в области радиобиологии особенно важны для длительных космических полетов. Это направление входило в программу исследований с первых полетов беспилотных и пилотируемых космических кораблей. В последние годы в рамках программы этих исследований совместно с Отделом радиобиологических и радиационных исследований (ОРРИ) ОИЯИ и Институтом медико-биологических проблем (Москва) проводятся облучения различными пучками биологических объектов и их компонентов [85].

На рис. 21 приведен пример результата облучения пучком протонов синхрофазотрона с энергией 1 ГэВ хромосомы 1, находящейся в ядре человеческого лимфоцита. В ОРРИ ОИЯИ разработана уникальная методика ана-

лиза результатов таких облучений. На рисунке отчетливо виден откололившийся фрагмент хромосомы после облучения протонным пучком.

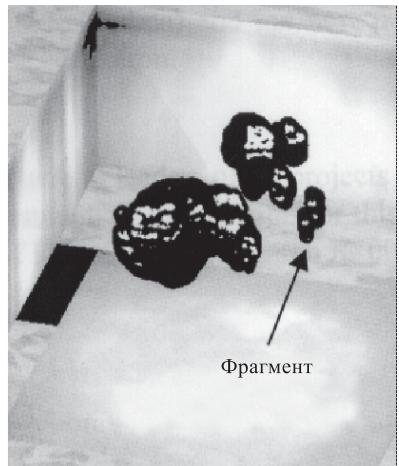


Рис. 21. Хромосома 1 с фрагментом после облучения протонами с энергией 1 ГэВ в ядре человеческого лимфоцита

В настоящее время крайне необходима информация о влиянии излучения на работу элементов электроники. Особенно это важно как для длительных беспилотных, так и для пилотируемых космических полетов. Такие облучения проводились совместно с НПО им. С. П. Королева на синхрофазotronе, а в марте 2001 г. совместно с итальянскими учеными на нуклotronе проведено облучение пучком магния микрочипов, предназначенных для использования в аппаратуре по итальянской космической программе.

В ЛВЭ длительное время проводятся исследовательские работы, связанные с изучением возможности уничтожения ядерных отходов путем облучения их пучками частиц, а также изучаются вопросы использования пучков ускорителей для управления ядерными реакторами с целью разработки более эффективных и безопасных ядерных источников энергии. Эти работы в ЛВЭ впервые инициировал еще в 1950-х годах профессор К. Д. Толстов.

Работы в этой области исследований ведутся в ЛВЭ ОИЯИ на установке ГАММА-2 в рамках большой международной коллаборации научных центров из Австралии (Университет, Сидней), Германии (Исследовательский центр, Юлих; Университет, Марбург), Греции (Университет, Тессалоники), Египта (Университет, Каир), России (ИФВЭ, Протвино), США (BNL, Беркли), Франции (Центр ядерных исследований, Страсбург).

На рис. 22 приведена схема установки ГАММА-2. Она представляет собой тяжелую мишень, окруженную замедлителем вторичных нейтронов. Имеется возможность расположить

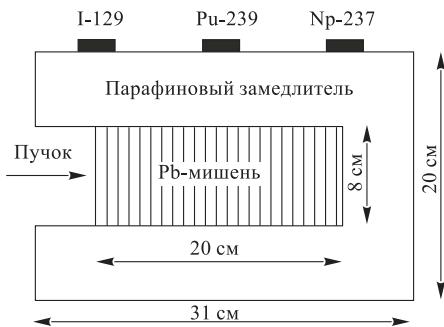


Рис. 22. Схема установки ГАММА-2

в различных точках установки детекторы нейтронов. Образцы радиоактивных изотопов, предназначенных для изучения трансмутации, устанавливаются на наружной поверхности замедлителя.

Целью исследований, проводимых на установке ГАММА-2, является измерение выхода нейтронов в зависимости от энергии пучка, сорта частиц пучка и вещества мишени.

В результате проведенных экспериментов была получена энергетическая зависимость выхода нейтронов при облучении пучками p , d , He и C с кинетической энергией $0,5 \div 7,4$ ГэВ на мишениях из Cu, Hg, Pb и U [86, 87]. Установлена сильная зависимость распределений вторичных частиц от массы налетающего ядра. Проведено облучение с использованием протонного пучка радиоактивных изотопов ^{237}Np , ^{129}I , ^{241}Am , ^{239}Pu и сделаны оценки сечений их трансмутации [88, 89].

Дальнейшее развитие эти работы найдут в новом проекте ЭНЕРГИЯ–ТРАНСМУТАЦИЯ, работы по которому планируется начать уже в 2001 г. В этом проекте предполагается участие большой международной коллегии. Схема установки приведена на рис. 23. В эксперименте планируется использовать сборку из естественного урана общей массой до 3,5 т, которая окружает мишень из тяжелого материала. В зазорах между урановыми блоками будут располагаться активационные и трековые детекторы и образцы трансмутируемых радиоактивных изотопов. Внутри урановой сборки будут помещены термометрические датчики. Уже были проведены первые облучения прототипа установки со сборкой из естественного урана массой около 100 кг и получены первые результаты по калориметрии [90].

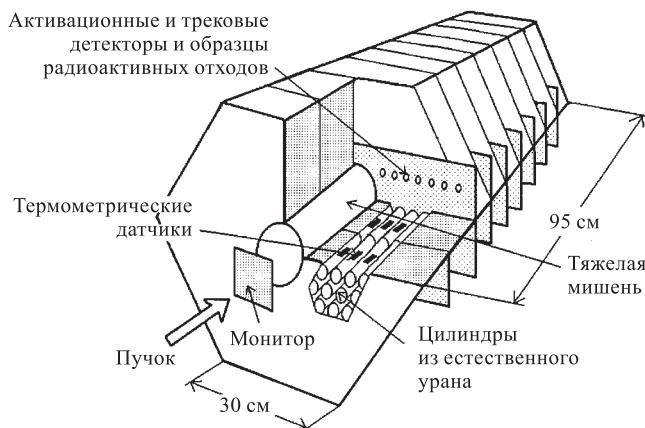


Рис. 23. Схема установки, создаваемой в рамках проекта ЭНЕРГИЯ–ТРАНСМУТАЦИЯ для исследования аспектов электроядерного метода генерации энергии и трансмутации радиоактивных отходов

В ЛВЭ также проработан вариант энергетической системы, включающей подkritический ядерный реактор с тепловой мощностью 3 ГВт и протонный ускоритель (энергия протонов 1 ГэВ, ток пучка 120 мА), создающий мощный поток первичных нейтронов, поддерживающих управляемую реакцию деления [91].

Показано, что наиболее подходящим для этой цели является циклотрон с разделенными орбитами и магнитной системой, состоящей из миниатюрных сверхпроводящих магнитов с железным ярмом [92]. С помощью этой системы удается экономно разместить в одной установке одновременно несколько (до 10) пучковых каналов. Такая многоканальная система устраняет ограничение интенсивности ускорителя, связанное с пространственным зарядом пучка, и позволяет получить достаточно однородное поле нейтронов в реакторе.

Следует отметить, что в ОИЯИ вопросу разработки энергетической системы на основе подkritического ядерного реактора уделяется большое внимание. В частности, в рамках общеинститутской темы рядом лабораторий ОИЯИ (ЛНФ, ЛЯП, ЛИТ и ЛВЭ) ведется проработка проекта экспериментальной электроядерной установки SAD с мощностью около 20 кВт на основе стандартных тепловыделяющих элементов реактора БН-600, управляемой протонным пучком фазotrona.

В настоящее время проработан проект использования пучка ядер углерода нуклotrona в медицинских целях для терапии раковых опухолей. В ряде случаев использование углеродного пучка для этих целей является высокоэффективным. Планируется создание трех кабин с соответствующим оборудованием для облучения пациентов. Малые пространственные размеры и высокая стабильность пучка нуклotrona позволяют успешно реализовать это предложение.

Необходимо отметить, что в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова ОИЯИ уже длительное время развиваются методы и средства лучевой терапии и сопутствующей диагностики на медицинских адронных пучках фазотrona. Проводятся облучения протонными пучками злокачественных опухолей. Использование углеродного пучка нуклotrona для этих целей существенно расширит имеющиеся возможности лечения онкологических заболеваний.

Кроме перечисленных выше прикладных задач с использованием непосредственно пучков ускорительного комплекса, развитие технического сопровождения работ, проводимых в ЛВЭ в области фундаментальной науки, позволило создать ряд направлений, которые имеют выход в прикладную область. Это, прежде всего, уникальные криогенные технологии, координатные детекторы для медицины и кристаллографии, сцинтилляторы различного назначения.

Так, например, опыт создания криогенных мишеней для физических экспериментов позволил нашим конструкторам разработать сосуд для топливного

бака самолета, работающего на жидким водороде. Этот самолет (Ту-155) прошел успешные летные испытания [93]. Водородное топливо является весьма перспективным с точки зрения как доступности, калорийности, так и экологической безопасности (продукт сгорания — чистая вода). Получение жидкого водорода экономически выгодно вблизи атомных электростанций.

В заключение следует отметить, что упомянутые выше прикладные исследования стали возможны только благодаря интенсивному развитию в ОИЯИ фундаментального научного направления — релятивистской ядерной физики.

5. СОВМЕСТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ В ДРУГИХ НАУЧНЫХ ЦЕНТРАХ

Физики ЛВЭ участвуют в программах исследований с тяжелыми ионами на ускорителях других научных центров, таких как CERN (Швейцария), BNL (США), GSI (Германия). Участие в этих программах дает возможность нашим ученым изучить наблюденные в ЛВЭ явления при более высоких энергиях и с другим набором сталкивающихся ядер, использовать богатый накопленный опыт в новой области энергий и находиться на самом современном уровне научных исследований.

Довольно успешно также развивается сотрудничество с физическим центром RIKEN (Япония) по программе поляризационных экспериментов. Кроме того, ведутся совместные исследования на установке WASA на ускорителе CELSIUS в Уппсале (Швеция).

5.1. Работы в CERN. *Эксперименты на SPS.* Физики ЛВЭ ОИЯИ принимают участие в следующих экспериментах с тяжелыми ионами на ускорителе SPS в CERN: NA45 (CERES), NA49 и EMU01 [94]. Ранее наша группа участвовала также в эксперименте WA98, который к настоящему времени завершен.

Сотрудниками ЛВЭ был сделан существенный вклад в создание различного типа детекторов и оборудования для этих установок.

Эксперимент NA45 ориентирован на регистрацию электрон-позитронных пар и прямых фотонов, рождаемых в адронных, адрон-ядерных и ядерных столкновениях. Главной целью этого эксперимента является систематическое изучение спектра электрон-позитронных пар в области масс от 50 МэВ/с² до 2 ГэВ/с² и рождения ρ -, ω - и φ -мезонов. Благодаря отсутствию взаимодействий в конечном состоянии регистрируемых в этом эксперименте вторичных частиц, эксперимент является уникальным для изучения динамики ультрарелятивистских взаимодействий тяжелых ионов.

В ОИЯИ для установки NA45 были созданы элементы системы быстрого триггера и изготовлен большой магнит для времязадеющей камеры (TPC).

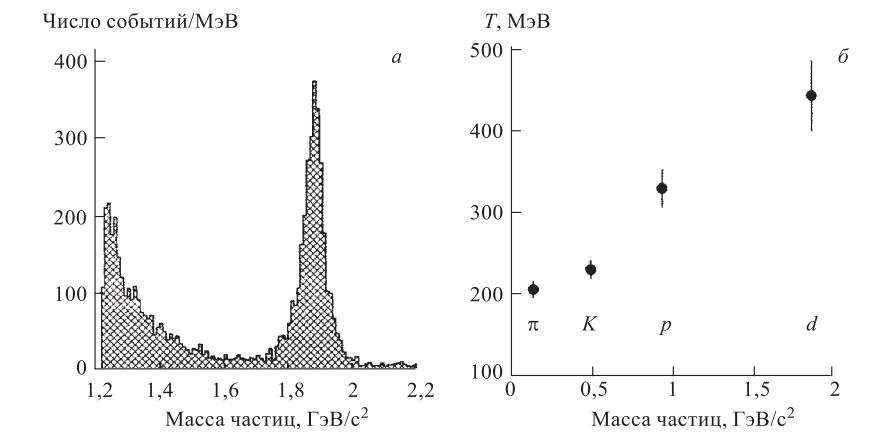


Рис. 24. Распределение по инвариантной массе в области импульсов нуклонов $3 \div 10$ ГэВ/с (а) и параметр наклона T спектра поперечных масс в зависимости от массы частиц, образующихся в Pb + Pb-столкновениях при энергии 158 ГэВ на нуклон (б)

Эксперимент NA49 предназначен для поиска фазового перехода от адронного состояния ядерной материи к состоянию деконфайнмента кварков и глюонов в Pb + Pb-столкновениях. Установка была оптимизирована для изучения образования вторичных адронов в сильных взаимодействиях нуклонов и ядер с целью получения большого акцептанса и максимально возможной идентификации частиц [95].

Главным вкладом ЛВЭ ОИЯИ в этот эксперимент является создание 900-канального времязпролетного детектора (TOF) с высоким времененным разрешением (среднее значение около 80 пс) [96]. Группой сотрудников ЛВЭ был также проведен анализ данных по рождению дейтронов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 158 ГэВ на нуклон [97]. На рис. 24 приведен массовый спектр дейтронов и зависимость параметра наклона спектра поперечных масс от массы рождаемых частиц, включая данные для дейтрана.

Некоторые результаты экспериментов NA45, NA49 и WA98 наряду с результатами других установок, работающих на свинцовом пучке с энергией 158 ГэВ на нуклон, были интерпретированы как сигналы об образовании нового состояния материи — повышенный выход странных частиц при взаимодействии ядер свинца по сравнению с неядерными процессами (NA49), усиление выхода дилептонов, который не описывается известными эффектами (NA45), и наблюдение выхода прямых фотонов (WA98).

Будущие эксперименты на LHC. В ЦЕРН в 2005–2006 гг. планируется ввести в строй новый ускоритель — большой адронный коллайдер (LHC) с энергией встречных адронных пучков 7 ТэВ. Предусматривается также уско-

рение тяжелых ядер, в частности свинца, до энергии 2,76 ТэВ на нуклон. Таким образом, открываются новые перспективы исследований по релятивистской ядерной физике в области ультравысоких энергий.

Для исследований на LHC готовится ряд крупных установок, таких как ATLAS, ALICE, CMS, в создании которых и разработке физической программы активно участвует ОИЯИ.

Проекты ALICE и, частично, CMS предусматривают проведение исследований на ядерных пучках этого коллайдера. Физики ЛВЭ активно участвуют в подготовке этих проектов.

Проект ALICE предназначен для изучения Pb + Pb-взаимодействий на LHC при энергии в системе центра масс около 5,5 ТэВ на нуклон. Целью эксперимента является изучение свойств сильновзаимодействующей материи при экстремально высоких плотностях. Основной вклад ОИЯИ в создание установки — это разработка и изготовление ярма дипольного магнита мюонного плеча установки. Рассматривается возможность участия ОИЯИ в разработке и изготовлении элементов системы идентификации частиц на основе детекторов переходного излучения (TRD). Также ведется работа по подготовке физической программы и моделированию процессов, которые планируется исследовать. Группа из Дубны прорабатывает вопросы, связанные с исследованием рождения векторных мезонов и корреляциям Бозе–Эйнштейна вторичных частиц.

Проект CMS, кроме задач на адронных пучках, содержит программу исследований Pb + Pb-взаимодействий на LHC. В разработке этой программы активное участие принимают физики ЛВЭ. В частности, в рамках модели HIJING были изучены глобальные характеристики ядро-ядерных столкновений для области энергий LHC. Интересным предсказанием модели оказалось указание на наличие широкого максимума в центральной области быстрот на фоне плато в распределении по псевдобыстроте полной поперечной энергии (рис. 25). Этот подъем вызван эффектом гашения струй в плотной ядерной материи. Показано, что калориметр с широким захватом по псевдобыстроте $-5 < \eta < 5$ позволит получить экспериментальную проверку существования такого эффекта [98].

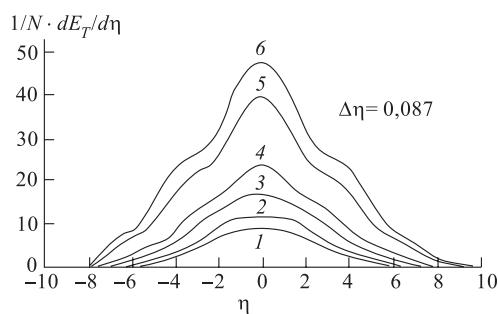


Рис. 25. Распределение полной поперечной энергии $dE_T/d\eta$ (ГэВ) по псевдобыстроте η для 10000 Pb + Pb-столкновений с минимальным триггером при энергиях в системе центра масс 0,1 (1); 0,2 (2); 0,5 (3); 1,0 (4); 3,0 (5); 5,0 (6) ТэВ на нуклон в случае наличия эффекта гашения струй

5.2. Участие в экспериментах на RHIC. В 2000 г. состоялся первый сеанс на новом ядерном коллайдере RHIC (BNL, США). Были получены встречные пучки ядер золота, каждый с энергией 60 ГэВ на нуклон. В дальнейшем планируется увеличить энергию до 100 ГэВ на нуклон в каждом пучке.

Сотрудники ОИЯИ принимают участие в исследованиях на коллайдере RHIC. Одна из групп ЛВЭ активно участвует в работах по проекту STAR, а вторая подключилась к исследованиям на установке PHENIX.

Эксперимент STAR предназначен для изучения сильновзаимодействующей материи при высокой плотности и поиска сигналов ее деконфайнментной фазы. Также планируется исследование спина как фундаментальной КХД-переменной, включая измерения спин-зависящих партонных распределений протонов (глюонов, валентных夸克ов, морских夸克ов) [99].

Основной частью установки является большая цилиндрическая времяпрекционная камера (TPC) в соленоидальном магнитном поле 0,5 Тл, перекрывающая примерно 4 единицы быстроты относительно центральной области. Установка также включает кремниевый вершинный трековый детектор и электромагнитные калориметры.

Группа из ЛВЭ ОИЯИ выполнила моделирование pp -, pA - и AA -столкновений, которое было необходимо для разработки детекторов установки. Разработан и изготовлен модуль газового детектора максимума ливня с катодным считыванием. Выполнено также моделирование по программе изучения спиновых явлений. Использован разработанный в ЛВЭ подход (Z -скейлинг) для предсказаний асимптотических свойств pp - и pA -взаимодействий при энергиях RHIC. В настоящее время ведется обработка информации, полученной в первом сеансе. Первые результаты были доложены на международной конференции «Кварковая материя-2001» [76].

5.3. Участие в экспериментальной программе GSI. Установка HADES представляет собой широкоапертурный диэлектронный спектрометр, создаваемый в GSI (Дармштадт) для изучения рождения лептонных пар в столкновениях тяжелых ядер в области кинетических энергий до 2 ГэВ на нуклон. Эта установка способна работать при интенсивностях пучка до 10^8 с^{-1} . Детектор имеет геометрический акцептанс почти 40 % для e^+e^- -пар и разрешение по массам 0,8 % для ρ - и ω -мезонов. Для восстановления треков заряженных частиц предназначены четыре системы дрейфовых камер с малой массой вещества на пути частиц. Сотрудники ЛВЭ разработали и создали 6 модулей второй системы многопроволочных дрейфовых камер. Пространственное разрешение камеры — около 70 мкм [100]. Относительная радиационная длина трековой системы не превышает 0,5 % за счет использования газовой смеси на основе гелия и алюминиевой проволоки при создании катодных и анодных плоскостей.

Группа из ЛВЭ также участвует в подготовке программы физических исследований на установке HADES.

5.4. Исследования в RIKEN. Основной целью совместного ЛВЭ–RIKEN эксперимента R308n(OA) 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 величины чувствительны к спиновому распределению нейтрона (протона) в ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) на малых расстояниях в рамках приближения одонуклонного обмена [101]. Наблюдается сильная чувствительность этих поляризационных наблюдаемых величин к использованной волновой функции трехнуклонной связанной системы, в особенности при малых углах испускания. С другой стороны, так как ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ являются зеркальными по зарядовой симметрии, 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 импульсах, могло бы обеспечить дополнительную информацию о природе нарушения зарядовой симметрии. Коллаборация ЛВЭ–RIKEN провела измерение тензорных A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} и векторной A_y анализирующих способностей на пучке поляризованных дейtronов циклотрона на установке SMART осенью 2000 г. Данные наблюдаемые были измерены со статистической погрешностью $\pm 0,02$ 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. Такая высокая точность экспериментальных данных позволит дискриминировать различные модели трехнуклонного связанного состояния до внутреннего импульса нуклона 600 МэВ/с.

Эти исследования планируется продолжить на пучках поляризованных дейtronов ускорительного комплекса ЛВЭ [102].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований подготовлена и реализуется большая программа исследований с релятивистскими ядрами, поляризованными дейtronами и нейtronами, в которой активно участвуют физики из России и других стран-участниц ОИЯИ, а также из ряда других стран. В связи с получением выведенного пучка частиц и ионов из нуклотрона открываются новые перспективы исследований в области релятивистской ядерной физики и прикладной тематики. Создание нуклотрона делает ОИЯИ ведущим международным научным центром исследований по релятивистской ядерной физике и квантовой хромодинамике с

использованием адронных систем. В мире нет других аналогичных действующих установок, играющих потенциально важную роль в этих исследованиях, особенно в переходной области от нуклонных степеней свободы в ядрах к кварк-глюонным степеням свободы.

В настоящее время на повестке дня стоит вопрос о совершенствовании нуклotronа и создании на его базе пользовательского центра для исследований по релятивистской ядерной физике и решения прикладных задач с использованием релятивистских ионов в области энергий несколько ГэВ на нуклон.

Для научной программы в этом направлении также важное значение имеют совместные исследования в других научных центрах, которые позволяют использовать накопленный опыт и осуществить проверку ряда сделанных предсказаний при более высоких энергиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим руководителей проектов на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий ОИЯИ С. В. Афанасьева, А. А. Балдина, В. В. Глаголева, П. И. Зарубина, Л. С. Золина, В. А. Карнаухова, Е. А. Красавина, В. А. Краснова, М. И. Кривопустова, Б. А. Кулакова, А. Б. Курепина, В. П. Ладыгина, А. Г. Литвиненко, Ю. Лукстиньша, Н. М. Пискунова, Л. И. Сарычеву, Л. Н. Струнова, Ю. А. Трояна, В. И. Шарова, руководителей экспериментов от ОИЯИ в CERN, BNL и GSI А. С. Водопьянова, И. А. Голутвина, Ю. В. Заневского, Г. Л. Мелкумова, Ю. А. Панебратцева, членов дирекции ЛВЭ В. Н. Пенева, Е. Б. Плеханова, А. Д. Коваленко и И. А. Шелаева за предоставление информации для обзора. Мы благодарим за большую помощь в подготовке раздела по адронным процессам с большой множественностью И. Д. Манджайдзе.

Авторы также благодарят Р. Брандта, В. В. Бурова, С. Б. Герасимова, С. Дубничку, В. Г. Кадышевского, Я. Климана, А. А. Кузнецова, Ф. Легара, В. А. Матвеева, В. А. Никитина, А. Н. Тавхелидзе, С. Таппрогга, А. И. Титова, М. В. Токарева, Э. Томази-Густавсон и Т. Холлмана за многочисленные стимулирующие обсуждения. Выражаем также благодарность руководителям коллабораций в CERN М. Делла Негра, П. Сейботу, И. Стахел, И. Церуе, Р. Штоку, Ю. Шукрафту за постоянную поддержку сотрудничества в рамках коллабораций NA45, NA49, ALICE и CMS.

Авторы выражают благодарность И. И. Мигулиной за большую помощь в подготовке рукописи к публикации.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 00-02-16580 и 00-15-96737.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

Лаборатории и подразделения ОИЯИ и российские институты:

ИТЭФ — Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.
ИФВЭ — Институт физики высоких энергий, Протвино.
ИЯИ — Институт ядерных исследований РАН, Москва.
ЛВЭ — Лаборатория высоких энергий ОИЯИ.
ЛИТ — Лаборатория информационных технологий ОИЯИ.
ЛНФ — Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.
ЛТФ — Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.
ЛФЧ — Лаборатория физики частиц ОИЯИ.
ЛЯП — Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова ОИЯИ.
МГУ — Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова.
ОИЯИ — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.
ОРРИ — Отдел радиационных и радиобиологических исследований ОИЯИ.
РНЦ «Курчатовский институт» — Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва.
ФИАН — Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва.

Установки и проекты на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ:

ГИБС — гибридный спектрометр на основе стримерной камеры.
ГАММА-2 — установка для исследования процессов трансмутации и электроядерного способа генерации энергии.
ДЕЛЬТА — установка ИЯИ для исследования спиновых явлений в реакциях рождения π^0 - и η -мезонов при рассеянии поляризованных нуклонов.
ДЕЛЬТА-СИГМА — установка для измерения энергетической зависимости разности полных pr -сечений для антипараллельной и параллельной ориентации спинов нейтронов пучка и протонов мишени, поляризованных в продольном и попечном направлениях.
ДИСК — установка для изучения кумулятивного рождения частиц и структуры легких ядер.
КАСПИЙ — установка ИЯИ для изучения рождения каонов, пионов и антiproтонов на ядрах.
ЛНС — установка для изучения спиновой структуры легких ядер (LNS — Light Nuclei Structure).

МАРУСЯ — установка для исследования переходной области от нуклонных степеней свободы к кварк-глюонным степеням свободы при взаимодействии релятивистских ядер.

MPC — спектрометр среднего разрешения (MRS — Medium Resolution Spectrometer) для исследования поляризационных явлений в ядерных реакциях.

НИС — проект для поиска скрытой странности нуклона (NIS — Nucleon Internal Strangeness).

СКАН-1 — спектрометр кумулятивных адронов на нуклotronе на внутренней мишени.

СКАН-2 — спектрометр кумулятивных адронов на нуклotronе на выведенном пучке.

СЛОН — установка для облучения эмульсий в сильном импульсном магнитном поле.

СМС — сцинтилляционный магнитный спектрометр МГУ для исследования образования лидирующих частиц.

СТРЕЛА — установка для исследования зарядово-обменных процессов в дейтрон-протонных столкновениях на выведенном пучке нуклотрона.

СФЕРА — установка для исследования множественного кумулятивного рождения частиц в 4π -геометрии.

ЭНЕРГИЯ-ТРАНСМУТАЦИЯ — новый проект для изучения процессов трансмутации радиоактивных отходов и электроядерного способа получения энергии.

ФАЗА — установка ЛЯП для изучения явления ядерной мультифрагментации под действием легких релятивистских ионов.

Другие сокращения:

AGS — ускоритель релятивистских ядер на энергию до 14 ГэВ на нуклон в BNL (США).

ATLAS — проектируемая в CERN установка для изучения протон-протонных взаимодействий на LHC.

ALICE — проектируемая в CERN установка для исследования столкновений тяжелых ионов на LHC.

BNL — Брукхейвенская национальная лаборатория (США).

CELSIUS — протонный синхроциклотрон в Уппсале (Швеция) на энергию до 1,36 ГэВ.

CERN — Европейский центр ядерных исследований (Женева).

CMS — проектируемая в CERN установка для изучения протон-протонных и Pb–Pb-взаимодействий на LHC.

COSY — ускоритель на энергию протонов 2 ГэВ в Юлихе (Германия).

EMU01 — международная эмульсионная коллaborация.

GSI — исследовательский ядерный центр в Дармштадте (ФРГ) с синхротроном для ускорения тяжелых ионов до 2 ГэВ на нуклон.

HADES — установка в GSI для изучения взаимодействий ядер с рождением дилептонов.

LBNL — Национальная лаборатория им. Лоуренса в Беркли (США).

LHC — большой адронный коллайдер на энергию протонов 7 ТэВ и ядер свинца 2,76 ТэВ на нуклон, создаваемый в CERN.

NA45 — эксперимент на ядерных пучках SPS в CERN, в котором изучается образование электрон-позитронных пар.

NA49 — эксперимент на ядерных пучках SPS в CERN для исследований фазового перехода от адронного состояния материи к кварк-глюонному.

PHENIX — установка на RHIC.

RHIC — релятивистский тяжелоионный коллайдер в BNL (Au+Au, 100 ГэВ).

RIKEN — исследовательский ядерный центр в Японии (Токио).

SMART — магнитный спектрометр на циклотроне в RIKEN для поляризационных исследований.

SPS — протонный синхротрон в CERN, на котором получены ядра свинца с энергией 158 ГэВ на нуклон.

STAR — установка на RHIC.

TEVATRON — протон-антипротонный коллайдер на энергию 1 ТэВ в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL), США.

WASA — установка для изучения околоворогового рождения легких мезонов на ускорителе CELSIUS.

WA98 — установка в CERN для исследований рождения фотонов в ядерных столкновениях на SPS (в настоящее время закрыта).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Балдин А. М.* // Краткие сообщения ФИАН. 1971. № 1. С. 35.
2. *Балдин А. М. и др.* // *ЯФ*. 1973. Т. 18, вып. 1. С. 79.
3. Research Program of the Laboratory of High Energies / Ed. A. M. Baldin et al. Dubna, 1999.
4. Proc. of the XIV Intern. Seminar on High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics», Dubna, Aug. 17–22, 1998 / Ed. A. M. Baldin, V. V. Burov. Dubna, 2000. V. 1, 2.
5. *Baldin A. M., Baldin A. A.* // Phys. Part. and Nucl. 1988. V. 29, No. 3. P. 232.
Baldin A. A. et al. // JINR Rapid Commun. 1999. No. 2[94]. P. 20.
6. *Ширков Д. В.* // ДАН СССР. 1982. Т. 263. С. 64.
7. *Baldin A. M., Malakhov A. I.* // JINR Rapid Commun. 1998. No. 1[87]. P. 5–12.
8. *Baldin A. M. et al.* // Proc. of the VIII Intern. Seminar on High Energy Physics Problem. Dubna, 1987. P. 302.
9. *Baldin A. M. et al.* // Z. Phys. C. 1987. V. 33. P. 363.
10. *Гришин В. Г.* // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. № 3. С. 595.
11. *Мамвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавлелидзе А. Н.* // ЭЧАЯ. 1971. Т. 2. С. 7.
12. *Гришин В. Г.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, № 3. С. 608;
Гришин В. Г. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15, № 1. С. 178.
13. *Сисакян А. Н., Скачков Н. Б.* // Научное сотрудничество в ядерной физике: Сб. М., 1986. С. 56.
14. *Manjavidze J., Sissakian A.* JINR Preprint E2-2000-217. Dubna, 2000; Phys. Rep. 2001. V. 346, No. 1. P. 1.
15. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 5[31]. P. 5.
16. *Chelkov G., Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1999. No. 4[96]. P. 35;
Chelkov G. et al. // JINR Rapid Commun. No. 4[96]. 1999. P. 45.
17. *Manjavidze J.* // Part. At. Nucl. 1985. V. 16. P. 101.
18. *Sissakian A. N., Slepchenko L. A.* JINR Preprint P2-10651. Dubna, 1977; *Sissakian A. N., Slepchenko L. A.* // Fizika. 1978. V. 10. P. 21; *Mavrodiev S. Ch. et al.* // Yad. Fiz. 1979. V. 30. P. 245; *Мамвеев В. А., Сисакян А. Н., Слепченко Л. А.* // ЯФ. 1976. Т. 23, вып. 2. С. 932.
19. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 2[81]. P. 13.
20. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Phys. Part. Nucl. 2000. V. 31. P. 7a.
21. *Manjavidze J., Sissakian A.* // J. Math. Phys. 2000. V. 41. P. 5710; 2001. V. 42. P. 641;
Manjavidze J., Sissakian A. // Th. Math. Phys. 2000. V. 123. P. 776.
22. *Kovalenko A. D.* // Proc. of the Intern. Symp. «The 50th Anniversary of the Discovery of Phase Stability Principle», July 12–15, 1994 / Ed. A. M. Baldin et al. Dubna, 1996. P. 44–55.
23. *Zarubin P. I.* // Phys. Part. Nucl. 1995. V. 26, No. 3. P. 221.
24. *Anisimov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 432.
25. *Afanasiev S. V. et al.* // Proc. of X Intern. Seminar on High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics», Dubna, Sept. 24–29, 1990. Singapore, 1991. P. 349–355.
26. *Afanasiev S. V.* // JINR Rapid Commun. 1993. No. 1. P. 21.

27. Anisimov Yu. S. et al. // Phys. of Atom. Nucl. 1997. V. 60, No. 6. P. 957–963.
28. Anikina M. Kh. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 397. P. 30–36.
29. Avramenko S. A. et al. JINR Preprint E1-94-311. Dubna, 1994.
30. Avramenko S. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 596. P. 355.
31. Avramenko S. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1992. V. 547. P. 95c.
32. Любощиц В. Л. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1013–1022.
33. Avramenko S. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 585. P. 91c–96c.
34. Карнаухов В. А. Препринт ОИЯИ Р1-99-193. Дубна, 1999;
Карнаухов В. А. // Природа. 2000. Т. 2. С. 5–12.
35. Belzer L. I. et al. JINR Preprint P1-87-591. Dubna, 1987.
36. Belzer L. I. et al. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 890.
37. Anoshina E. V. et al. // Phys. of Atom. Nucl. 1997. V. 60, No. 2. P. 224–229.
38. Гаспарян А. П. и др. // ПТЭ. 1977. Т. 2. С. 37.
39. Troyan A. Yu. et al. JINR Preprint D1-96-418. Dubna, 1996.
40. Бешлиу К. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 888.
41. Абдивалиев А. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1545.
42. Троян Ю. А., Печенов В. Н. // ЯФ. 1997. Т. 56. С. 201;
Троян Ю. А. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 683.
43. Troyan Yu. A. et al. // JINR Rapid Commun. 1986. No. 6[80]. P. 73.
44. Троян Ю. А. и др. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 1648.
45. Troyan Yu. A. et al. // Rev. of Part. Phys. C. 2000. V. 15. P. 405;
Troyan Yu. A. et al. // JINR Rapid Commun. 1998. No. 5[91]. P. 33.
46. Troyan Yu. A. et al. // JINR Rapid Commun. 2000. № 6[103]. С. 25.
47. Толстов К. Д., Хошумхамедов Р. А. Сообщение ОИЯИ Р1-6897. Дубна, 1973.
48. Бондаренко А. И. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-96-447. Дубна, 1996.
49. Kurepin A. B. et al. // JETP Lett. 1988. V. 47. P. 17.
50. Baldin A. A. et al. // JETP Lett. 1988. V. 48. P. 127.
51. Berlev A. I. et al. // Proc. of the Intern. Seminar «Quarks-88». Singapore, 1988. P. 679.
52. Baldin A. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 519. P. 407.
53. Pantuev V. S. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 585. P. 13.
54. Baldin A. A. et al. // Nuovo Cim. 1995. V. 108. P. 139.
55. Kurepin A. B. // Proc. of the XII Intern. Seminar on High Energy Physics Problem. Dubna, 1996.
56. Kurepin A. B. et al. // Acta Physica Polonica. B. 1996. V. 27. P. 3077.
57. Kurepin A. B. et al. // Genshikaki Kenkyu, Tokyo. 1996. V. 41. P. 177.
58. Golubeva M. B. et al. // Phys. Lett. 1989. V. 221. P. 238.
59. Golubeva M. B. et al. // JETP Lett. 1990. V. 51. P. 298.
60. Berlev A. I. et al. // Izv. AN, ser. fiz. 1990. V. 54. P. 76.
61. Afanasiev S. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 445. P. 14–19.
62. Sharov V. I. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 1. P. 255–265.

63. *Adiasevich B. P. et al.* // Zeitschrift für Physik C. 1996. V. 71. P. 65.
64. *Sharov V. I. et al.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 3[77]. P. 13.
65. *Malakhov A. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. 440, issue 2,1. P. 320–329.
66. *Анисимов Ю. С. и др.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1998. № 5[91]. С. 25.
67. *Imambekov O., Uzikov Yu. N.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 52. No. 5. P. 862.
68. *Uzikov Yu. N.* JINR Preprint E2-2000-149. Dubna, 2000.
69. *Semikh S. S. et al.* JINR Preprint P4-2000-219. Dubna, 2000.
70. *Ellis J. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 353. P. 319.
71. *Ellis J., Karliner M.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 341. P. 397.
72. *Balestra F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4572.
73. *Malakhov A. I.* // Proc. of the 29th Intern. Conf. on High Energy Physics, Vancouver, Canada, July 23–29, 1998. Singapore, 1998. V. II. P. 1497–1500.
74. *Ahle L. et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 139c.
75. *Arsenescu R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 177c.
76. Proc. of QM2001 Conference, USA, Stony Brook, 2001.
77. *Zborovsky I. et al.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 5548.
78. *Tokarev M. V.* JINR Preprint E2-97-56. Dubna, 1996.
79. *Zborovsky I. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2227.
80. *Tokarev M. V. et al.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2001. V. 16. P. 1.
81. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 3495.
82. *Tokarev M. V., Potrebenikova E. V.* // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 117. P. 229.
83. *Tokarev M. V. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2000. V. 26. P. 1671.
84. *Tokarev M. V. et al.* JINR Preprint E2-2000-90. Dubna, 2000.
85. *Timoshenko G. N. et al.* JINR Preprint E16-99-47. Dubna, 1999.
86. *Adloff J. C. et al.* // Rad. Measur. 1997. V. 28. P. 313–316.
87. *Shahzad M. I. et al.* // Rad. Measur. 1998. V. 29. P. 445–451.
88. *Wan J.-S.* // Kerntechnik. 1998. V. 63. P. 167–177.
89. *Brandt R.* JINR Preprint E1-99-251. Dubna, 1999.
90. *Кризовустов М. И. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-2000-168. Дубна, 2000.
91. *Шелает И. А. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 6[103]. С. 70.
92. *Шелает И. А.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993. № 5[62]. С. 16.
93. *Туполев А.* // Наука и жизнь. 1989. № 1. С. 33.
94. Experiments at CERN in 1999. Geneva, Nov. 1999.
95. *Afanasiev S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 430. P. 210–244.
96. *Afanasiev S. V.* // JINR Rapid Commun. 1997. No. 5[85].
97. *Afanasiev S. V. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 486, Issues 1–2. P. 22–28.
98. *Savina M. V. et al.* // JINR Rapid Commun. 1998. No. 1[87]. P. 45.
99. *Hallman T. J.* // Proc. of the XIII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1996 / Ed. A. M. Baldin, V. V. Burov. Dubna, 1998. P. 250.
100. *Черненко С. П. и др.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1999. № 5,6[97]. С. 22.
101. *Ladigin V. P. et al.* // Part. Nucl. Lett. 2000. No. 3[100]. P. 74.
102. *Ladigin V. P., Ladigina N. B.* // JINR Rapid Commun. 2000. No. 4[72]. P. 19.

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ

А. Т. Филиппов, В. И. Журавлев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Исследования, проводимые в последние годы в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, охватывают широкий круг проблем квантовой теории поля и теории элементарных частиц, математической физики, теории атомного ядра и теории конденсированных сред. Эта тематика традиционна для ЛТФ и формировалась в течение многих лет с момента создания лаборатории в 1956 году. Выбор конкретных направлений со временем, конечно, меняется с учетом их актуальности и конкурентоспособности на мировом уровне. В последние несколько лет такими основными направлениями (проектами), которые мы представим, следя структуре нашей лаборатории, были следующие:

I. Поля и частицы:

- квантовые симметрии, интегрируемые модели, суперсимметрии с применением к струнам, гравитации и космологии;
- пертурбативные вычисления и различные непертурбативные методы в калибровочных теориях;
- стандартная модель и ее расширения;
- КХД: спиновые эффекты, правила сумм и структура вакуума;
- спектроскопия легких адронов, тяжелые кварки и B -физика;
- феноменология процессов при высоких энергиях.

II. Теория атомного ядра и других конечных систем:

- структура ядра в экстремальных условиях;
- динамика и структурные эффекты в ядерных и мезоскопических системах;
- физика малочастичных систем;
- релятивистская ядерная динамика.

III. Теория конденсированных сред:

- сильно коррелированные системы;
- динамические системы: хаос, интегрируемость, самоорганизация;

- неупорядоченные структуры: стекла, топологические дефекты, на-
ноструктуры и джозефсоновские контакты;
- мезоскопические и когерентные явления в квантовых системах.

В представленных для этого выпуска небольших статьях содержатся ре-
зультаты, полученные в последние годы почти во всех перечисленных выше
направлениях (проектах). Подробную информацию можно найти в опубли-
кованных отчетах ЛТФ [1], а также в обзорах, опубликованных недавно в
ЭЧАЯ (см. выпуск [2], посвященный памяти профессора В. Г. Соловьева).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BLTP Report of Activity 1995–1996, JINR Publication 97-152. Dubna, 1997;
BLTP Report of Activity 1997–1998, JINR Publication 99-143. Dubna, 1999;
BLTP Report of Activity 1999–2000, JINR Publication 2001-94. Dubna, 2001.
2. ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 4.

УДК 539.12.01

НОВЫЕ МОТИВЫ В СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

А. П. Исаев, Д. В. Фурсаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан обзор основных тенденций в современном развитии теории поля. Обсуждаются главные подходы к исследованию непертурбативных квантовых теорий поля. Кратко сформулированы идеи концепции дуальности, суперстранных и p -бранных моделей, AdS/CFT -соответствия, не-коммутативных теорий поля и т. д.

A review of the basic tendencies in the modern development of field theory is given. Main approaches to the investigation of the nonperturbative quantum field theories are discussed. We briefly outline the ideas of duality conception, superstring and p -brane models, AdS/CFT correspondence, noncommutative field theories, etc.

В последнее время наметился значительный прогресс в понимании непертурбативных свойств квантовой теории взаимодействующих полей. Этот прогресс, в первую очередь, связан с так называемой концепцией дуальности, которая может быть установлена между, казалось бы, совершенно разными квантовыми теориями поля. Впервые, и в наиболее четкой форме, такая дуальность была установлена на примере некоторых двумерных интегрируемых квантово-полевых моделей, а именно: еще в семидесятые годы прошлого столетия было обнаружено, что знаменитая модель двумерного бозонного квантового поля «синус-Гордон» эквивалентна модели Тирринга двумерного массивного фермионного поля в том случае, когда константы взаимодействия g_{SG} и g_T в этих моделях связаны соотношением: $g_{SG} = 4\pi/(1 + g_T/\pi)$. Таким образом, предел сильной связи в модели Тирринга соответствует пределу слабой связи в модели «синус-Гордон», и vice versa. Более конкретно эта эквивалентность проявляется, например, в том, что солитоны в модели «синус-Гордон» ведут себя как фермионы, а их точная квантовая матрица рассеяния Замолодчикова может быть проверена по теории возмущений (с помощью методов, изложенных в первых пяти главах книги Боголюбова и Ширкова [1]) для элементарных возбуждений фундаментального фермионного поля в массивной теории Тирринга. Сей факт, хорошо известный специалистам по «квантовой интегрируемости», тем не менее не вызывал особого энтузиазма в среде «полевиков», во-первых, потому что был установлен для «нефизических» двумерных моделей, а во-вторых, требовал более тщатель-

ной проверки и изучения на уровне проблемы точного вычисления корреляционных функций в двумерных интегрируемых квантово-полевых моделях. Последняя проблема оказалась чрезвычайно сложной, окончательно она не решена до сих пор, хотя и атаковалась многими специалистами по математической физике с разных сторон (о применении некоторых аспектов теории (динамических) квантовых групп и симметрий к изучению двумерных точно решаемых квантово-полевых моделей см. в [2, 3]).

Мотив дуальности в квантовой теории поля зазвучал в полную силу в 1994 г. после знаменитых работ Виттена–Зайберга, в которых было сделано предположение о точной самодуальности $N = 4$ суперсимметричной модели Янга–Миллса (SYM) и так называемой эффективной дуальности для $N = 2$ SYM-модели в реальном четырехмерном пространстве–времени (сразу отметим, что эти дуальности обычно называются S -дуальностями и они родственны электромагнитной дуальности в теории магнитных монополей Дирака–Швингера). Точная самодуальность для $N = 4$ SYM означает, что солитоны (БПС(Богомольный), Прасад, Зоммерфельд)-магнитные монополи в этой модели описываются фундаментальными полями той же теории, но с константой взаимодействия g' , связанной с первоначальной g соотношением $g' = 4\pi/g$ (снова сильная связь в теории становится слабой связью в одном из ее дуальных партнеров). Таким образом, самодуальность означает, что точные квантовые вычисления в модели $N = 4$ SYM должны давать результаты, инвариантные относительно преобразования константы связи $g \rightarrow 4\pi/g$ (на самом деле группа симметрий в пространстве параметров SYM-теорий оказывается более сильной и совпадает с модулярной группой $SL(2, \mathbf{Z})$), что и позволяет, в конечном итоге, точно вычислить некоторые непертурбативные характеристики (например, низкоэнергетическое эффективное действие для $N = 4$ SYM). Для теории $N = 2$ SYM, в которой ренормгрупповая бета-функция не равна нулю и, следовательно, константа связи является бегущей (теория ренормгруппы изложена в главе 8 книги [1]), S -дуальность означает, что ренормгрупповые траектории ограничены фундаментальной областью группы $SL(2, \mathbf{Z})$ в пространстве параметров теории. Отметим, что методы гармонического суперпространства, разработанные в ЛТФ В.И. Огиевецким и его учениками, дают возможность прояснить возможновение индуцированного гипермультиплетного взаимодействия в теории Виттена–Зайберга.

Наиболее обширное применение идеи дуальности нашли в теориях релятивистских струн. Известно, что именно суперструнные теории (которые непротиворечиво формулируются только в десятимерном пространстве–времени) претендуют на корректное объединение стандартной модели и гравитации, так как только в рамках суперструнных моделей удается избавиться от гравитационных и калибровочных квантовых аномалий. Более того, именно в рамках суперструнных теорий, по-видимому, удается решить и проблему

перенормируемости квантовой гравитации. Вначале даже казалось, что суперструнная теория, описывающая все взаимодействия в природе, единственна и уникальна. Однако достаточно быстро было осознано, что приемлемых суперструнных теорий слишком много (на сегодняшний день известно пять таких теорий: типа I, IIA, IIB и $SO(32)$, $E_8 \times E_8$ гетеротеские модели) и они, казалось бы, слишком разные, чтобы говорить о некотором единстве описания картины мира. Вот здесь идеи дуальности и прозвучали в качестве главного объединительного мотива.

Было высказано предположение, что все приемлемые суперструнные теории — суть дуальные партнеры некоторой единой гипотетической теории, названной M -теорией. Тому есть множество подтверждений, но нет строгого доказательства. В качестве одного из подтверждений укажем на открытие в T -дуальных струнных теориях (в которых часть лишних пространственных измерений компактифицирована на торы) непертurbативных p -мерных протяженных конфигураций, называемых D -супербранами ($p < 10$; если $p = 1$, то супербрана выглядит как суперструна). Эти конфигурации, эволюционируя во времени, заметают $p + 1$ -мерные гиперповерхности, в которых, не отрываясь во внешнее пространство, свободно скользят точки концов открытых суперструн. Эти же конфигурации были найдены и как классические решения (типа доменных стенок и вихрей) в десятимерной полевой теории супергравитации (с антисимметричными тензорными полями материи), конструируемой из теорий суперструн в специальном низкоэнергетическом пределе, что демонстрирует единство спектра возбуждений во всех суперструнных теориях (M -теория — это теория, призванная описывать все протяженные конфигурации, включая и суперструны, единным образом).

Замечательно, что если рассмотреть модель ориентированных открытых суперструн в присутствии n -копий параллельных четырехмерных гиперповерхностей для $3D$ -бран, то оказывается, что данная модель содержит в своем спектре $U(n)$ -спонтанно нарушенную калибровочную SYM-теорию, причем калибровочное поле A_μ^{ij} (μ — пространственно-временной индекс; $i, j = 1, \dots, n$ — индексы фундаментального представления калибровочной группы) описывается открытой суперструной, которая начинается на бране с номером i и заканчивается на бране с номером j . Масштаб спонтанного нарушения определяется расстоянием между параллельными бранами. Забавно, что такая же конструкция неабелева калибровочного поля для $n = 2$ была предложена в свое время А. Коном при построении электрослабой теории в рамках некоммутативной геометрии (совершенно из других соображений и без использования технологии D -бран). Если n копий четырехмерных поверхностей для $3D$ -бран совместить, то на получившемся «слоеном» четырехмерном многообразии возникает нарушенная $N = 4$ SYM-модель с нелинейным лагранжианом, полный вид которого до сих пор неизвестен (типа неабелева обобщения лагранжиана Борна–Инфельда, о $N = 4$ модели Борна–

Инфельда см. статью Е. Иванова и С. Кривоноса «Спонтанное нарушение суперсимметрии и супербраны» в этом выпуске).

В последнее время колossalный интерес вызывала идея дуальности между низкоэнергетическим пределом в теории струн в форме классической $N = 8$ супергравитации на 10-мерном пространстве, имеющем структуру $AdS_5 \times S^5$, и $N = 4$ 4-мерной суперсимметричной квантовой теорией Янга–Миллса. Здесь AdS_5 обозначает 5-мерное пространство анти-де Ситтера, имеющее постоянную отрицательную кривизну, а S^5 — есть 5-мерная гиперсфера. $N = 4$ суперсимметричная теория Янга–Миллса является конформной теорией поля, поэтому данный тип дуальности получил название AdS/CFT -соответствия. Строго говоря, AdS/CFT -соответствие не является дуальностью в привычном смысле, поскольку связывает теории в разных измерениях. Конформная теория здесь реализуется как теория поля на конформной границе пространства анти-де Ситтера (т. е., по сути, на асимптотической бесконечности AdS_5). Поэтому об AdS/CFT -соответствии часто говорят как о голограмическом отображении, подразумевая, что конформная теория на границе является как бы голографическим «слепком» теории во внутренней области 5-мерного пространства анти-де Ситтера. Хотя само соответствие не является строго доказанным, а носит статус предположения, его следствия выглядят слишком интригующими, чтобы избежать спекуляций.

Идея о голографии впервые была сформулирована т' Хофттом в виде наблюдения о том, что в квантовой гравитации должна происходить редукция числа степеней свободы. Ключевую роль здесь играют черные дыры, которые, как считается, обладают внутренней энтропией. Мерой энтропии является площадь поверхности горизонта черной дыры и поэтому соответствующие степени свободы должны находиться на горизонте. Если подсчитывать состояния вакуума в обычной теории поля внутри некоторого объема, то нужно формально учесть и состояния со сколь угодно большой энергией. На самом деле, такие состояния не могут реализовываться физически. При определенной энергии гравитационный радиус такого состояния превышает размер рассматриваемой области и система коллапсирует с образованием черной дыры. В этой ситуации уже нельзя говорить, что степени свободы, отвечающие таким состояниям, локализованы во всем пространстве. Как и в случае черной дыры, их положение должно определяться некоторой поверхностью, выбранной подходящим образом. Исходя из этого, т' Хофт и Сасскинд сформулировали голографический принцип, согласно которому квантовая гравитация в конечной области должна иметь эквивалентное описание в терминах теории поля в пространстве-времени на единицу меньшей размерности. AdS/CFT -соответствие является возможной реализацией этой идеи.

Появление пространства анти-де Ситтера не является случайным. Дело в том, что отрицательная кривизна эффективно приводит к тому, что гравитация на AdS эквивалентна гравитации в конечном объеме с характерным

размером порядка l , где l — радиус кривизны AdS . Именно поэтому голографический принцип применим в этой ситуации, хотя AdS и является бесконечным пространством. Но это еще не все. Данное свойство AdS -гравитации можно использовать для построения механизма альтернативной компактификации Калузы–Клейна. Толчком к итенсивному изучению этой идеи (в некотором смысле этот подход реанимирует старые идеи Рубакова–Шапошникова об удержании материи на доменной стенке) послужили работы Рэндалл и Сандрума, которые показали, что новый механизм дает надежду на решение проблемы иерархии масштабов. В общих чертах идея состоит в том, что наш 4-мерный мир можно рассматривать как доменную стенку или брану в 5-мерном пространстве анти-де Ситтера. Пятое измерение имеет эффективный размер, определяемый 5-мерным радиусом кривизны l . В принципе, гравитация является 5-мерной, но в нашем мире (на бране) она выглядит как гравитация Эйнштейна, модифицированная только на расстояниях порядка радиуса компактификации l . (Некоторое обсуждение и ссылки по этой теме можно найти в [4].) Нетривиальным моментом здесь является то, что радиус компактификации в модели Рэндалл и Сандрума не обязан быть слишком малым, поэтому физические эффекты, связанные с 5-мерием, в принципе, могут быть доступны ускорителям нового поколения.

Еще одним популярным мотивом в квантовой теории поля стало изучение калибровочных моделей на некоммутативных пространствах. Сама по себе идея рассмотрения теорий поля на некоммутативных пространствах далеко не нова и восходит к работам, обсуждавшим возможность построения теории электромагнитного поля в лоренц-инвариантном квантовом пространстве-времени [5]. Те же идеи возникали и в рамках изучения некоммутативной дифференциальной геометрии и теории квантовых симметрий [6]. В теориях суперструн имеется два источника возникновения некоммутативности пространства-времени. Первый из них связан с компактификацией в матричном (дискретном) аналоге суперструнных теорий (так называемый M -атрикс-теории) лишних пространственных измерений на некоммутативные торы в присутствии неисчезающего антисимметричного тензорного поля третьего ранга $C_{\mu\nu\rho}$. Второй источник связан с изучением динамики открытых струн, концы которых движутся по мировому объему D -бран, в присутствии константного антисимметричного $B_{\mu\nu}$ -поля. В обоих случаях часть координат пространства-времени (обозначим число таких координат d) становятся некоммутативными и образуют, в первом случае, алгебру квантового d -мерного тора

$$U_\mu U_\nu = \exp(2\pi i \theta^{\mu\nu}) U_\nu U_\mu, \quad \mu, \nu = 1, \dots, d, \quad (1)$$

а во втором случае являются продольными координатами в мировом объеме

D-*p*-бранны и образуют $d = p + 1$ -мерную алгебру квантовых осцилляторов

$$[x^\mu, x^\nu] = -2\pi i \theta^{\mu\nu}. \quad (2)$$

В обоих случаях $\theta^{\mu\nu} = -\theta^{\nu\mu}$ являются константными вещественными матрицами, которые определяются, в первом случае, зарядами, связанными с напряженностью $C_{\mu\nu\rho}$, а во втором случае фиксируются константами $B_{\mu\nu}$. Алгебра (1) естественным образом (с помощью формулы $U_\mu = \exp(i x^\mu)$) вкладывается в алгебру (2), пополненную формальными рядами. Поля на квантовых пространствах (1) и (2) реализуются как соответствующие алгебры функций и также становятся некоммутативными. Однако удобно переформулировать некоммутативность полей (функций от x_μ) на языке, принятом в теории деформационного квантования, т. е. сами поля считать коммутативными, но их умножение переопределить с помощью специального некоммутативного (но ассоциативного) майловского произведения

$$A(x) * B(x) = A(x) \exp(-\overleftarrow{\partial}_\mu (\pi i \theta^{\mu\nu}) \overrightarrow{\partial}_\nu) B(x). \quad (3)$$

Это определение согласовано с (2), если считать, что $[x_\mu, x_\nu] \equiv x_\mu * x_\nu - x_\nu * x_\mu$. Отметим, что аналог произведения (3) для неконстантных пуассоновских матриц $\theta_{\mu\nu}(x)$ (что соответствует случаю неконстантного поля $B_{\mu\nu}(x)$) строится в рамках формальной теории М. Концевича и может быть получен с помощью некоторой топологической теории поля. Пользуясь произведением (3) уже легко явно предъявить некоммутативную теорию, например для $U(1)$ калибровочного поля $A_\mu(x)$, с действием

$$\mathcal{S} = \int d^d x (F_{\mu\nu} * F^{\mu\nu}), \quad F_{\mu\nu} := \partial_\mu A_\nu + A_\mu * A_\nu - (\mu \leftrightarrow \nu), \quad (4)$$

которое, как легко проверить, инвариантно относительно некоммутативного $U(1)$ -преобразования с калибровочным параметром $\Lambda(x)$:

$$\delta A_\mu(x) = A_\mu(x) * \Lambda(x) - \Lambda(x) * A_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x). \quad (5)$$

Заметим, что, несмотря на свое некоммутативное происхождение, модель с действием (4) является обычной нелокальной теорией поля с высшими производными, описывающей взаимодействие «абелева» поля A_μ с внешним полем $B_{\mu\nu}$. Более того, «абелево» поле A_μ является самодействующим, а его самодействие скорее напоминает самодействие неабелевых калибровочных полей, что является прямым следствием некоммутативности майловского произведения. Некоммутативная $U(1)$ калибровочная теория (4) обладает целым рядом замечательных как классических, так и квантовых свойств. Для этой теории можно построить монопольные и инстанционные классические решения, инфракрасное и ультрафиолетовое поведение корреляторов оказывается связанным в силу появления в вершинах специальных экспоненциальных факторов,

зависящих от импульсов. Естественно ожидать также, что эта теория является асимптотически свободной.

Возвращаясь к моделям суперстрон, следует отметить, что динамика D - p -бран, в присутствии неисчезающего поля $B_{\mu\nu}$, описывается действием некоммутативной суперсимметричной $U(1)$ -теории Борна–Инфельда, которое является нелинейным и суперсимметричным обобщением действия (4). Проблемой является то, что неабелево обобщение суперсимметричной теории Борна–Инфельда неизвестно до сих пор (такая теория могла бы привести к существенной ревизии современной стандартной модели). Один из возможных путей решения этой проблемы — это получение неабелевой $U(n)$ -калибровочной группы из некоммутативной $U(1)$ -симметрии с помощью D -бранной технологии. Для этого необходимо рассмотреть нелинейную теорию некоммутативного тахионного поля (НТНТП) (которое также содержится в спектре открытых струн), взаимодействующего с $U(1)$ -некоммутативным полем. Оказывается, что в НТНТП существуют солитонные решения, которые могут быть интерпретированы как конфигурации n копий D -бран. Эти решения замечательным образом проектируют некоммутативную $U(1)$ -калибровочную симметрию (которая, скорее, является $U(\infty)$ -калибровочной симметрией в обычном смысле) на $U(n)$ -калибровочную группу. Литературу по этой теме, а также обсуждение структуры вакуума $U(1)$ -кирального тахионного поля можно найти в работе [7].

В заключение отметим, что упомянутые в этой статье новые идеи и мотивы в современной теории поля весьма далеки от того, чтобы окончательно оформиться в некоторую законченную и строгую науку. По-видимому, предстоит еще выполнить гигантскую работу не одному поколению физиков-теоретиков и математиков для того, чтобы эти идеи представили в виде строгой теории всех фундаментальных взаимодействий в природе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1973.
2. Isaev A. P. Twisted Yang–Baxter Equations for Linear Quantum (Super)Groups // J. Phys. A. 1996. V. 29. P. 6903;
Furlan P. et al. Quantum Matrix Algebra for the $SU(n)$ WZNW Model. hep-th/0003210; to appear in «Commun. Math. Phys.» 2001.
3. LeClai A., Khoroshkin S., Pakuliak S. Angular Quantization of the Sine–Gordon Model at the Free Fermion Point // Adv. Math. Theor. Phys. 2000. V. 5. P. 1–61.
4. Fursaev D. V. Black Hole Thermodynamics, Induced Gravity and Gravity in Brane Worlds. hep-th/0009164.
5. Snyder H. S. Quantized Space-Time // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 38; The Electromagnetic Field In Quantized Space-Time // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 68.

6. Isaev A.P., Popowicz Z. Quantum Group Gauge Theories and Covariant Quantum Algebras // Phys. Lett. B. 1993 V. 307, No. 3,4. P. 353;
Isaev A.P., Vladimirov A.A. $GLq(N)$ -Covariant Braided Differential Bialgebras // Lett. Math. Phys. 1995. V. 33. P. 297;
Исаев А. П. R -матричный подход к дифференциальному исчислению на квантовых группах // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. № 3. С. 685;
Isaev A.P., Ogievetsky O.V., Pyatov P.N. On Quantum Matrix Algebras Satisfying the Cayley–Hamilton–Newton Identities // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V. 32. P. L115–L121.
7. Donets E.E. et al. Brane Vacuum as Chain of Rotators // JHEP. 2000. V. 12. P. 022; hep-th/0011090.

УДК 539.12.01

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ И СУПЕРБРАНЫ

E. A. Иванов, C. O. Кривонос

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Исходя из концепции частичного спонтанного нарушения глобальной суперсимметрии построены суперполевые уравнения движения $N = 1$, $D = 4$ супермембранны, $D2$ - и $D3$ -бран из нелинейных реализаций соответствующих суперсимметрий. Найдены суперполевые уравнения $N = 2$ и $N = 4$ теорий Борна–Инфельда в $D = 4$, открыт новый бесконечномерный линейный $N = 4$ супермультиплет, позволивший строить действие $N = 4$, $D = 4$ теории Борна–Инфельда в любом заданном порядке по полям.

The $N = 1$, $D = 4$ supermembrane and $D2$ and $D3$ branes are described within nonlinear realization approach as theories of partial supersymmetry breaking. We constructed superfields equations of motion for $N = 2$ and $N = 4$ Born–Infeld theories in $D = 4$. A new linear $N = 4$ supermultiplet was constructed.

В стандартном подходе Грина–Шварца (ГШ) лагранжианы, описывающие суперструны и супербраны, обладают дополнительными калибровочными симметриями (например репараметризациями на мировом объеме и локальной фермионной κ -симметрией). Присутствие этих калибровочных симметрий, не только неизбежное, а наоборот, абсолютно необходимое в ГШ-подходе, существенно затрудняет задачу нахождения неприводимых физических полей теории и остаточных, наиболее важных симметрий. После полного закрепления репараметризационной и κ -симметрий в теории остаются только поперечные к поверхности браны бозонные координаты и половина фермионных координат исходного пространства, в которое данная брана вложена. При этом исходная суперсимметрия реализуется спонтанно нарушенным образом. Половина суперсимметрий по-прежнему реализуется однородными (хотя в общем случае и нелинейными) преобразованиями, и по отношению к этой ненарушенной суперсимметрии оставшиеся физические степени свободы образуют неприводимые супермультиплеты. Вторая половина суперсимметрий спонтанно нарушена. Она реализована нелинейными и *неоднородными* преобразованиями, причем физические фермионные поля становятся гольстоуновскими, т. е. сдвигаются на нечетные групповые параметры при преобразованиях нарушенной суперсимметрии.

Это общее свойство всех суперсимметрических протяженных объектов легло в основу нового подхода к их описанию, основная идея которого со-

стоит в использовании концепции частичного спонтанного нарушения суперсимметрии как основного принципа построения действий супербран в терминах суперполей на мировом суперобъеме. В подходе нелинейных реализаций такие действия строятся сразу в терминах голдстоуновских суперполей и оказываются по построению инвариантными относительно нелинейно реализованных преобразований спонтанно нарушенных суперсимметрий и линейных однородных преобразований ненарушенной суперсимметрии.

Первым результатом, полученным в рамках такого подхода, явилось построение суперполевых действий скалярной супер 3-браны и «заполняющей пространство» (spacetime-filling) Дирихле 3-браны в $D = 4$ [1]. В серии работ дубненской группы (Б. М. Зупник, Е. А. Иванов, С. О. Кривонос) суперполевой подход к построению действий суперсимметричных протяженных объектов, основанный на идее спонтанного нарушения суперсимметрии, был расширен и успешно применен для построения новых действий.

Частичное спонтанное нарушение $N = 1$, $D = 10$ суперсимметрии и ее размерно-редуцированных версий было рассмотрено в [2]. Основным голдстоуновским суперполем этой системы является $N = 1$, $d = 6$ гипермультиплет, удовлетворяющий связям, нелинейно обобщающим стандартные связи для гипермультиплета. Эти обобщенные связи представляют собой ковариантную суперполевую форму уравнений движения для супер 5-браны типа I в $D = 10$.

Развивая и обобщая результаты, полученные в [2], мы установили, что стандартный формализм нелинейных реализаций оказывается весьма полезным для получения в ковариантной форме уравнений движения и условий неприводимости для голдстоуновских суперполей [3]. В работе [4] суперполевые уравнения движения $N = 1$, $D = 4$ супермембранны и так называемых «заполняющих пространство» $D2$ - и $D3$ -браны были получены наложением ковариантных связей на соответствующие 1-формы Кардана. В то же время в рамках этого формализма построение суперполевых действий довольно затруднено. Ключевой идеей построения суперполевых действий оказалось наблюдение, что базисный голдстоуновский супермультиплет совместно с лагранжевской плотностью образуют супермультиплет относительно спонтанно нарушенной суперсимметрии.

Рассмотрим, как такой подход работает в простейших случаях $N = 1$, $D = 4$ супермембранны и $D2$ -браны.

Базисным голдстоуновским суперполем, описывающим физические степени свободы $N = 1$, $D = 4$ супермембранны, является скалярное бозонное суперполе $\rho(x, \theta)$, зависящее от координат $N = 1$, $d = 3$ суперпространства $\{\theta^a, x^{ab}\}$ ($a, b = 1, 2$). Переходя для удобства к фермионному суперполю $\xi^a(x, \theta)$:

$$\xi^a = D^a \rho, \quad D^2 \xi_a = \partial_{ab} \xi^b \quad (D^2 \equiv D^a D_a), \quad (1)$$

легко найти *линейную* реализацию еще одной $N = 1$, $d = 3$ суперсимметрии на спиноре ξ^a и некотором, пока произвольном, скалярном суперполе $\Phi(x, \theta)$. Полагая, что вторая суперсимметрия спонтанно нарушена, наиболее общее линейное преобразование ξ^a можно записать в виде

$$\delta\xi_a = \eta_a + AD^2\Phi\eta_a + \partial_{ab}\Phi\eta^b, \quad (2)$$

где η_a — параметр преобразования и A — константа. Требуя замыкания этой суперсимметрии и сохранения связи (1), получаем, что $A = 1$, а бозонное суперполе Φ имеет следующий закон преобразования:

$$\delta\Phi = \frac{1}{2}\eta^a\xi_a = \frac{1}{2}\eta^aD_a\rho. \quad (3)$$

Сразу же отметим, что суперполе Φ может трактоваться как лагранжиан, поскольку действие

$$S = \int d^3x d^2\theta \Phi \quad (4)$$

инвариантно относительно преобразований (3). Ключевым моментом является наблюдение, что это суперполе может быть выражено через ξ . Действительно, легко проверить, что рекуррентное уравнение

$$\Phi = \frac{1}{4} \frac{\xi^2}{1 + D^2\Phi} \quad (5)$$

инвариантно относительно преобразований (2). Уравнение (5) может быть легко решено, и действие (4) приобретает вид

$$S = \int d^3x d^2\theta \Phi \equiv \frac{1}{2} \int d^3x d^2\theta \frac{\xi^2}{1 + \sqrt{1 + D^2\xi^2}}, \quad \xi^a = D^a \rho. \quad (6)$$

Для физической бозонной компоненты $\rho|_{\theta=0}$ действие (6) имеет вид действия Намбу–Гото, как и должно быть.

Следует подчеркнуть еще раз, что закон преобразования (2) означает, что лидирующая компонента суперполя ξ является голдстоуновским фермионом, присутствие которого неизбежно сопровождает спонтанное нарушение суперсимметрии. В принципе, голдстоуновский фермион можно поместить, кроме скалярного суперполя, также в векторный супермультиплет, который описывается $N = 1$ спинорным суперполем μ_a , подчиненным связям:

$$D^a\mu_a = 0 \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} D^2\mu_a = -\partial_{ab}\mu^b \\ \partial_{ab}D^a\mu^b = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Эти связи выделяют в μ_a первую фермионную (голдстоуновскую) компоненту вместе с бездивергентным вектором $F_{ab} \equiv D_a \mu_b|_{\theta=0}$. На суперполе μ_a и дополнительном скалярном суперполе ϕ можно реализовать еще одну суперсимметрию:

$$\delta\mu_a = \eta_a - D^2\phi\eta_a + \partial_{ab}\phi\eta^b, \quad \delta\phi = \frac{1}{2}\eta^a\mu_a. \quad (8)$$

Аналогично предыдущему случаю супермембраны можно написать ковариантное уравнение

$$\phi = \frac{1}{4} \frac{\mu^2}{1 - D^2\phi} \quad (9)$$

и решить его:

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{1 + \sqrt{1 - D^2\mu^2}}. \quad (10)$$

В силу закона преобразований ϕ (8) и базисных связей (7) действие

$$S = - \int d^3x d^2\theta \phi = - \frac{1}{2} \int d^3x d^2\theta \frac{\mu^2}{1 + \sqrt{1 - D^2\mu^2}} \quad (11)$$

оказывается инвариантным, а его бозонная часть имеет вид действия Борна–Инфельда

$$S = \int d^3x \left(\sqrt{1 + 2F^2} - 1 \right), \quad (12)$$

где

$$\partial^{ab} F_{ab} = 0 \quad \rightarrow \quad F_{ab} = \partial_{ac}G_b^c + \partial_{bc}G_a^c. \quad (13)$$

Легко проверить, что действие (11) связано с действием супермембраны (6) преобразованием дуальности.

Идея совместного использования метода нелинейных реализаций и линейной реализации спонтанно нарушенной суперсимметрии, с лагранжианом в качестве одной из компонент супермультиплета, оказалась весьма плодотворной. Среди наиболее интересных результатов, полученных в рамках предложенного подхода, необходимо отметить построение ранее неизвестных суперполевых уравнений $N = 2$ и $N = 4$ теорий Борна–Инфельда в $D = 4$ [5], открытие нового бесконечномерного линейного $N = 4$ супермультиплета, позволившего строить действие $N = 4, D = 4$ теории Борна–Инфельда в любом заданном порядке по полям [6], построение нового вектор-векторного представления $N = 2, D = 3$ суперсимметрии с нетривиально реализованным

центральным зарядом [7], вывод и анализ суперполевых действий, отвечающих различным версиям спонтанного нарушения двумерных $N = (1, 1)$, $N = (2, 0)$ и $N = (2, 2)$ суперсимметрий с центральными зарядами [8]. Наконец, заметим, что данный подход позволил также построить суперполевые действия для нестандартного нарушения суперсимметрии с сохранением 1/4 части исходных суперсимметрий [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bagger J., Galperin A.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 25; *ibid.* 1997. V. 412. P. 296; Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1091.
2. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 460. P. 348; Fortschr. Phys. 2000. V. 48. P. 19.
3. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 482. P. 233.
4. *Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 453. P. 237.
5. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 502. P. 279.
6. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* Towards the Complete $N = 2$ Superfield Born–Infeld Action with Partially Broken $N = 4$ Supersymmetry. hep-th/0101195; Phys. Rev. D (in press).
7. *Ivanov E., Lechtenfeld O., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 487. P. 192.
8. *Ivanov E. et al.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 600. P. 235.
9. *Delduc F., Ivanov E., Krivonos S.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 576. P. 196.

УДК 539.12.01

ИНТЕГРИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ ЧЕРНЫХ ДЫР И ИХ ОБОБЩЕНИЙ В ТЕОРИИ СУПЕРГРАВИТАЦИИ И СУПЕРСТРУН

A. T. Филиппов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан краткий обзор двумерных и одномерных теорий дилатонной гравитации, взаимодействующей с полями материи. Обсуждаются основные классы интегрируемых моделей, найденных и изученных за последние пять лет. Очень кратко рассмотрены новые интегрируемые модели, сводящиеся к уравнениям Лиувилля и описывающие разнообразные объекты в теориях супергравитации и суперструн.

The $1+1$ and $0+1$ dimensional dilation gravity interacting with matter fields is briefly reviewed and main classes of intergrable models, found and investigated in the last five years, are discussed. The new integrable models related to the Liouville equations and describing different objects in supergravity and superstring theory are breifly considered.

Проблема квантования гравитации, несмотря на героические усилия нескольких поколений теоретиков, не была решена в XX веке и перешла в XXI век. В теории возмущений квантованию гравитации препятствует не-перенормируемость. Однако существуют веские основания думать, что на малых расстояниях порядка планковской длины l_p трудности имеют еще более фундаментальный характер и вряд ли можно надеяться на их преодоление с помощью какого-либо улучшения теории возмущений или не слишком экстравагантной модификации теории Эйнштейна.

Тем не менее XX век оставил в наследство XXI веку не только проблемы, но и некоторые идеи для их решения. За последние 15 лет наиболее серьезные надежды на решение проблемы квантования гравитации связаны с теорией суперструн, которая естественно объединяет калибровочные теории и гравитацию. В рамках суперстренной теории возмущений возникли новые возможности вычисления квантовых однопетлевых гравитационных поправок, причем модификация теории Эйнштейна и теории возмущений с точки зрения стандартных представлений теории поля весьма экстравагантна.

Такой подход не решает, однако, фундаментальную проблему несовместимости стандартной квантовой механики с гравитацией на малых расстояниях. На достаточно наглядном уровне эта несовместимость связана с тем,

что любая попытка измерения расстояний порядка l_p требует (по соотношению неопределенностей) локализации в этой области планковской энергии $\sim 1/l_p$, что неизбежно порождает горизонт (черную дыру) с радиусом $\sim l_p$. Эти микроскопические черные дыры должны быть квантовыми объектами весьма странной, не очень понятной пока природы (М. А. Марков).

Макроскопические черные дыры, возникающие при коллапсе больших масс вещества во Вселенной, привлекали внимание с первых дней существования релятивистской теории гравитации. Соответствующие точные решения уравнений Эйнштейна (решение Шварцшильда, Райснера–Нордстрема, Керра) известны давно, но их парадоксальные квантовые и термодинамические свойства были обнаружены сравнительно недавно. Один из парадоксов состоит в том, что статическая черная дыра определяется лишь массой M , зарядом Q и спином J , и в то же время изменения ее состояния описываются термодинамическими соотношениями, в частности, энтропия $S_{BH} = A/4G_N$ (где G_N — гравитационная постоянная; A — площадь горизонта) может только возрастать (Бекенштейн). Мы знаем, что энтропия должна быть пропорциональна $\log N(M, Q, J)$, где N — число микроскопических состояний. Вопрос, что это за состояния, не имеет простого и однозначного ответа. Другие проблемы связаны с эволюцией черных дыр и их квантовым излучением (Хокинг).

Наиболее последовательные попытки решения всех этих проблем связаны с новыми идеями в теории струн, возникшими в последнее десятилетие. Это p -браны в теориях супергравитации, их интерпретация в теории струн и связь с D -бранами, различные виды размерной редукции супергравитации (компактификация, редукция по симметрии, дуальность, AdS/CFT -соответствие). Это позволило дать интерпретацию экстремальных черных дыр (которые являются суперсимметричными солитонами) на языке размерной редукции некоторых конфигураций p -бран. Связь таких черных дыр с D -бранами позволила найти статистическое истолкование энтропии некоторых экстремальных черных дыр*.

Точная квантовая теория черных дыр не может быть построена без квантовой гравитации, которой на сегодня нет. Однако существуют упрощенные модели гравитации, которые можно точно решить в классическом пределе, а в некоторых случаях их удалось точно проквантовать. Это дилатонная гравитация в $1+1$ -мерном пространстве. Достаточно общую теорию можно задать

*Простейший пример экстремальной черной дыры дает решение Райснера–Нордстрема (РН) при $M = Q$. К сожалению, черная дыра Шварцшильда, наиболее важная для астрофизики, подобному подходу пока не поддается.

следующим лагранжианом:

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g} \left[\phi R(g) + V(\phi, \psi) + \sum_{k=1}^K Z^{(k)}(\phi; \psi) g^{ij} \psi_i^{(k)} \psi_j^{(k)} \right], \quad (1)$$

где $\phi, \psi^{(k)}$ — скалярные поля (ϕ — дилатон); g^{ij} — двумерная метрика; R — скалярная кривизна; $g = g_{00}g_{11} - g_{01}$; $\psi_i^{(k)} = \partial_i \psi^{(k)}$; $V, Z^{(k)}$ — некоторые функции (потенциалы), которые определяют физическое содержание теории. К такому лагранжиану, в частности, приводит сферическая редукция d -мерной теории Эйнштейна–Максвелла (ЭМ) (со скалярными полями):

$$V = 2[\alpha\phi^{-\nu} + \Lambda\phi^\nu - \beta Q^2\phi^{\nu-2}]; \quad Z^{(k)} = -\gamma_k\phi, \quad (2)$$

где $\nu = 1/n$; $n = d-2$; $\alpha = n(n-1)$; Q — электрический заряд*; Λ — космологическая постоянная; β, γ_k — некоторые числовые постоянные. Заметим, что после редукции использовалось преобразование Вейля $g_{ij} \rightarrow \Omega(\phi)g_{ij}$, позволяющее исключить из \mathcal{L} кинетическую энергию дилатона. Она не имеет определенного знака, так как дилатон — часть d -мерной метрики

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j + \phi^{2\nu} d\Omega_n^2, \quad (3)$$

где $d\Omega_n^2$ — метрика на единичной n -мерной сфере. К двумерным теориям (1) сводится также теория Эйнштейна–Янга–Миллса (ЭЯМ).

В теории суперстрон первоначально рассматривали самую простую модель $V = g, Z^{(k)} = -\gamma$, описывающую наиболее простые конфигурации основного состояния (Виттен, Каллан и др.). Хотя черные дыры в этой простейшей теории моделируют некоторые свойства многомерных черных дыр, ее геометрические свойства слишком просты ($R \equiv 0$). В последние пять лет были изучены более сложные объекты — многомерные обобщения черных дыр (см. [1–3]) в супергравитации, которая описывает возможные основные состояния суперстрон. В результате компактификации исходной супергравитации получается теория (1), в которой V существенно зависит от ϕ и ψ , а число полей K и их взаимодействие определяются способом компактификации (для большинства изученных моделей $Z^{(k)} \sim \phi$, а V является суммой линейных экспонент по полям $\psi^{(k)}$).

Ценность двумерных моделей определяется возможностью их точного решения (интегрируемостью). Общие точные решения теории (1) с потенциалами (2) неизвестны, и они, по-видимому, неинтегрируемы. В начале 90-х годов были известны общие точные решения теорий с $V = g_0 + g_1\phi$ и

*В двумерном пространстве электромагнитное поле не распространяется и его можно исключить. Это дает Q^2 -член в потенциале.

$Z^{(k)} = -\gamma_k$ (так называемое «минимальное» взаимодействие скалярных полей с гравитацией). Однако если $Z^{(k)} = 0$ и $V = V(\phi)$, то теория интегрируема при любом $V(\phi)$ (см. [4, 5]). Более того, она сводится к 0+1-мерной калибровочной теории, и при любом потенциале $V(\phi)$ ее решение имеет один или более горизонтов. В двумерном случае горизонтом называется нуль метрики, $f(u, v) = 0$, в конформных координатах $ds^2 = -4f(u, v)dudv$, а редукция к размерности 0 + 1 означает, что $\phi(u, v) = \phi(\tau)$, $f(u, v) = h(\tau)a'(u)b'(v)$, где $\tau = a(u) + b(v)$. Это, в частности, дает точные решения для сферических черных дыр в теории ЭМ (потенциал (2) при $\Lambda = 0$). Другая область применения этих и обсуждаемых ниже точных решений — космологические модели (см., например, [6]; здесь мы эти возможности не обсуждаем).

Точные решения теории (1) с $Z^{(k)} = 0$ возможны потому, что она на самом деле есть топологическая калибровочная теория. Взаимодействие со скалярными полями превращает ее в нелинейную калибровочную теорию поля, которая в общем случае неинтегрируема. В общем случае неинтегрируемы и динамические системы, описывающие статические состояния (или космологические модели). Используя конформные координаты в теории поля (1), можно записать лагранжиан такой динамической системы в виде

$$\mathcal{L}_{\text{st}} = -\frac{1}{l(\tau)} \left[\dot{\phi} \dot{F} + \sum_{k=1}^K Z^{(k)} \dot{\psi}_{(k)}^2 \right] + l(\tau) \exp(F) V(\phi, \psi), \quad (4)$$

где точка обозначает дифференцирование по τ , а $l(\tau)$ — лагранжевский множитель.

Класс интегрируемых скалярных теорий (4) с одним скалярным полем был найден в [5] (он включает потенциал (2) при $\Lambda = 0$). Недавно автор получил обобщение этого результата на случай любого числа скалярных полей [8]. Имеются два интегрируемых класса:

$$V = \sum_{m=1}^M g_m \phi^{l_m} \exp L_m(\psi), \quad Z^{(k)} = -\gamma_k \phi, \quad (5)$$

$$V = \sum_{m=1}^M g_m \exp L_m(\psi, \phi), \quad Z^{(k)} = -\gamma_k, \quad (6)$$

где g_m — числа; L_m — линейные функции; число членов в V не должно превышать порядок системы (4) (т. е. $K + 2$, где K — число скалярных функций). При определенных ограничениях на Z , l_m и коэффициенты линейных функций, уравнения движения сводятся к $K + 2$ независимым одномерным уравнениям Лиувилля: $\ddot{\Psi} + 2g \exp(\Psi) = 0$. Выполнение этих условий легко

проверяется. Например, для потенциалов (2) эти условия всегда выполнены. С другой стороны, можно найти все потенциалы, допускающие такую редукцию. Упоминавшиеся выше компактификации и размерные редукции супергравитации также приводят к интегрируемым потенциалам типа (5).

Интегрируемые и неинтегрируемые теории, в которых $V = V(\phi)$ и $Z = Z(\phi)$, не имеют горизонтов, если хотя бы одно скалярное поле не постоянно. Это локальное обобщение теоремы об «отсутствии волос» у черных дыр было доказано в работе [5]. Недавно удалось показать, что при условии $\partial_\psi V \neq 0$ хотя бы один горизонт (при непостоянных полях ψ) обязательно существует [7]. В этой же работе построено решение вблизи горизонта в виде рядов по степеням h . В интегрируемых моделях (5) и (6) всегда существует решение с двумя горизонтами, которые могут слиться в один (экстремальная черная дыра). Общее решение определено глобально и его можно максимально расширить (до сингулярностей). Оно определено $2K + 2$ существенными интегралами движения. Решение с горизонтом зависит от $K + 2$ существенных интегралов. Все решения весьма просто выражаются через известные элементарные функции, и их свойства легко исследуются при любом K .

Теории поля (1), в которых потенциалы принадлежат к интегрируемому классу (6), сводятся к независимым двумерным уравнениям Лиувилля $\Psi_{uv} + 2g \exp \Psi = 0$. Первый пример такой теории, сводящейся к двум уравнениям Лиувилля, был построен в работе [5]. Хотя уравнения Лиувилля формально независимы, их решения должны удовлетворять двум уравнениям связи

$$\phi_i i - \phi_i F_i = \sum_{k=1}^K Z^{(k)} \psi_{(k),i}^2. \quad (7)$$

Удивительным образом эти связи можно решить в явном аналитическом виде. Тем самым можно аналитически описать эволюцию сферически-симметричных распределений материи и, в частности, коллапс черных дыр и p -ран в достаточно общей геометрии.

Во всех упомянутых двумерных интегрируемых теориях поля взаимодействие скалярных полей с гравитацией минимально ($Z^{(k)} = \text{const}$). Существует класс неминимальных интегрируемых теорий, в которых $V \equiv 0$, а функции $Z^{(n)}(\phi)$ подобраны таким образом, что уравнения для $\psi^{(k)}$ можно решить в явном аналитическом виде [12]. Хотя непосредственная связь этих теорий поля с гравитацией или суперструнами неизвестна и в них нет горизонтов, они могут быть полезными для аналитического описания достаточно реалистических космологических моделей.

В заключение кратко обрисуем состояние дел с проблемой квантования дилатонной гравитации. Еще пять лет назад оно представлялось весьма противоречивым. Наличие аномалий, казалось, приводило к тому, что даже

простейшие квантовые теории резко отличались от классических [9]. Так, в чисто дилатонной гравитации (без скалярных полей) в классическом случае после фиксации калибровки остается лишь одна степень свободы. Это позволило последовательно прокvantовать черные дыры [10]. В то же время квантование в духе «струнного квантования» приводит к большему числу степеней свободы [9]. Этот парадокс был впервые разрешен в работе [11] и позднее подтвержден в других работах. Оказалось, что в чисто дилатонной теории поля существует квантование без аномалий, при котором число физических степеней свободы такое же, как и в классической теории. К сожалению, при наличии скалярных полей материи проблема аномалий пока не решена. Возможно, что ключ к последовательному квантованию интегрируемых моделей — квантовая теория уравнения Лиувилля. Она пока не завершена, но недавно в ней наметилось существенное продвижение. Работа в этом направлении очень важна, так как теперь есть основания думать, что теория Лиувилля в гравитации может сыграть такую же роль, как теория осциллятора в обычной теории поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Maldacena J.* Black Holes in String Theory. hep-th/9607235.
2. *Stelle K.* BPS Branes in Supergravity. hep-th/9803116.
3. *Mohaupt T.* Black Holes in Supergravity and String Theory. hep-th/0004098.
4. *Banks T., O'Loughlin M.* // Nucl. Phys. B. 1991. V. 362. P. 649.
5. *Filippov A. T.* // Mod. Phys. Lett. A. 1996. V. 11. P. 1691–1704; Int. J. Mod. Phys. A. 1997. V. 12. P. 13–22.
6. *Cavagliá M., de Alfaro V., Filippov A. T.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1995. V. 10. P. 611.
7. *Filippov A., Maison D.* To be published.
8. *Filippov A. T.* To be published.
9. *Cangemi D., Jackiw R., Zwiebach B.* // Ann. Phys. 1996. V. 245. P. 408–444.
10. *Cavagliá M., de Alfaro V., Filippov A. T.* // Int. J. Mod. Phys. D. 1995. V. 4. P. 661; Int. J. Mod. Phys. D. 1996. V. 5. P. 227–250.
11. *Cavagliá M., de Alfaro V., Filippov A. T.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 424. P. 265–270.
12. *Filippov A. T., Ivanov V. G.* // Phys. Atom. Nucl. 1998. V. 61. P. 1639–1643; Yad. Fiz. 1998. V. 61. P. 1757–1761.

УДК 512.81

КОНТРАКЦИИ АЛГЕБР ЛИ И РАЗДЕЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ

П. Винтернитц

Монреальский университет, Канада

А. А. Изместьев, Г. С. Погосян, А. Н. Сисакян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Нами введена концепция «аналитических контракций групп Ли» для связи между разделением переменных в пространствах постоянной кривизны и в евклидовом и псевдоевклидовом пространствах. Данный метод является специальной реализацией контракций типа Иноню–Вигнера, в которой радиус кривизны рассматриваемого пространства представляется в качестве параметра контракции. Для проведения контракций в явном виде параметр контракции встраивается в базис самой алгебры Ли, в оператор Лапласа–Бельтрами, в полную систему коммутирующих операторов, систему координат и решения. Это позволяет получить асимптотические соотношения между специальными функциями, связанными с группами $O(n)$ и $O(n, 1)$, с одной стороны, и евклидовыми и псевдоевклидовыми группами — с другой. Построен также графический метод, иллюстрирующий аналитические контракции.

We introduce the concept of «analytic Lie group contractions» to relate the separation of variables in spaces of constant nonzero curvature to separation in Euclidean or pseudo-Euclidean spaces. These are specific realizations of Inönü–Wigner contractions in which the contraction parameter is the radius of curvature of the considered space. The parameter is introduced explicitly into the basis of the Lie algebra, the Laplace–Beltrami operator, the complete set of commuting operators, the coordinates themselves and the solutions. This enables us to obtain asymptotic formulas connecting special functions related to the groups $O(n)$ and $O(n, 1)$ to those related to Euclidean and pseudo-Euclidean groups. A graphical method of interpreting analytical contractions is introduced.

Впервые контракции алгебр Ли были введены в физику Иноню и Вигнером в 1953 г. [1] как математическое выражение философской идеи, а именно «принципа соответствия», согласно которому если новая теория обобщает старую, то должен существовать хорошо определенный предел, который восстанавливает результаты старой теории. Примерами таких предельных переходов или контракций может служить связь между релятивистскими и нерелятивистскими теориями: когда скорость света $c \rightarrow \infty$, группа Пуанкаре преобразуется в группу Галилея, а также соответствие между квантовой и классической механикой при $\hbar \rightarrow 0$.

На сегодняшний день в литературе известны два основных типа контракций алгебр Ли. Первый — это стандартные контракции Иноню–Вигнера,

которые можно интерпретировать как сингулярные преобразования базиса алгебры Ли. Ко второму типу относятся введенные позднее так называемые градуированные контракции. Это более общий тип контракций (включающий в себя как дискретные, так и непрерывные контракции), суть которого состоит во введении неких параметров, модифицирующих структурные константы алгебры Ли относительно определенной градуировки, и затем устремлении этих параметров к нулю.

Хорошо известно, что существует тесная связь между теорией специальных функций и теорией групп Ли, прекрасно изложенная в монографиях Виленкина (1965) [2], Тальмана (1968) [3] и Миллера (1968) [4]. Фактически все свойства широкого класса специальных функций можно получить из теории представлений групп Ли, используя тот факт, что специальные функции появляются как базисные функции неприводимых представлений, или как матричные элементы для матрицы преобразований, или как коэффициенты Клебша–Гордана, или в каком-нибудь другом виде.

Одним из очень полезных применений теории групп Ли в этом контексте является алгебраический подход к разделению переменных для дифференциальных уравнений в частных производных. В этом подходе системы координат, которые допускают разделение переменных в уравнениях Лапласа, Гамильтона–Якоби, Шредингера и других инвариантных уравнениях, характеризуются полным набором коммутирующих операторов второго порядка. Они лежат в обертывающей алгебре алгебры Ли группы изометрии соответствующего однородного пространства.

Вопрос, который до сих пор не был отражен должным образом в современной литературе, это связь между разделением переменных в различных пространствах или в однородных пространствах различных групп Ли. В частности, представляет интерес исследование поведения разделяющих координат, полного набора коммутирующих операторов, соответствующих собственных функций, а также межбазисных разложений при контракциях алгебры Ли.

В работах [5–12] мы представили новый аспект теории контракций групп и алгебр Ли: а именно связь между ортогональными системами координат (допускающих полное разделение переменных в уравнении Гельмгольца), определенных на пространствах постоянной кривизны и в плоском пространстве и связанных при помощи контракций их групп изометрии.

В статьях [5–7] на примере двух однородных пространств: двумерной сферы $S_2 \sim O(3)/O(2)$ и двумерного гиперболоида $L_2 \sim O(2, 1)/O(2)$ в рамках метода Ионю–Вигнера вводится концепция **аналитических контракций**, когда параметр контракции — радиус сферы R — встраивается в инфинитезимальные операторы и полный набор коммутирующих операторов, а не только в структурные константы. Используя данный метод, удается проследить контракции при $R \rightarrow \infty$ на всех уровнях: алгебры Ли, представлен-

ной векторными полями, оператора Лапласа–Бельтрами в трех однородных пространствах, операторов второго порядка в обертывающих алгебрах, характеризующих системы координат, в самих системах координат, допускающих разделение переменных, в обычных дифференциальных уравнениях, а также разделенных собственных значений инвариантных операторов. В статье [5], в частности, показано, что в пределе $R \rightarrow \infty$ сферическая система координат на сфере S_2 может перейти в полярную или декартову системы координат на двумерной евклидовой плоскости $E_2 \sim E(2)/O(2)$, а из эллиптической системы координат на сфере с помощью контракций могут быть получены все четыре системы координат на плоскости, а именно: полярная, декартова, параболическая и эллиптическая. Контракции систем координат для двухполостного гиперболоида L_2 , представляющего более «богатый» случай, прослежен в работах [6] и [7]. На основе контракций от алгебры $o(2, 1)$ к алгебрам $e(2)$ и $e(1, 1)$ найдена связь между всеми девятью системами координат на L_2 и четырьмя системами координат на двумерной евклидовой плоскости E_2 и девятью системами координат на псевдоевклидовой плоскости (двумерное пространство Минковского) $E_{1,1} \sim E(1, 1)/O(2)$. Как и в случае эллиптической системы координат на сфере, эллиптическая система координат на гиперболоиде переходит во все четыре системы координат на плоскости E_2 .

Контракции на трехмерной сфере S_3 изучены в статье [8], а в работе [9] представлены всевозможные контракции для подгрупповых типов координат на S_n в подгрупповые типы координат в E_n при любом n . Развит графический формализм, иллюстрирующий эти переходы. Контракции для неподгрупповых систем координат исследованы в работе [10].

В работах [11, 12] рассмотрены контракции в межбазисных разложениях и коэффициентах перекрытия. Коэффициенты перекрытия для различных базисов, соответствующих изоморфной подгрупповой цепочке, включают в себя матрицу вращений, а в случае неизоморфной подгрупповой цепочки выражаются через коэффициенты Клебша–Гордана и Рака. Для всех них найдены асимптотические формулы. В недавней работе [13] метод аналитических контракций был проиллюстрирован также при доказательстве известной теоремы сложения для двух функций Бесселя.

Исследованию градуированных контракций алгебры $e(2, 1)$ посвящена работа [14]. В ней показано, что соответствующая алгебра при контракциях деформируется в широкое семейство шестимерных алгебр, среди которых разрешимые, нильпотентные и неразрешимые алгебры.

Среди возможных приложений контракций алгебр Ли мы можем упомянуть следующие. В теории специальных функций контракции позволяют находить как новые асимптотические формулы, так и новые разложения. В теории конечномерных интегрируемых или суперинтегрируемых систем контракции обеспечивают связь между такими системами в кривом и плоском

пространстве. Контракции играют также существенную роль в теории квантовых групп, и возможно, что методы, используемые при описании групп Ли, могут быть обобщены также на случай квантовых групп.

Отметим, наконец, что методы, приведенные в работах [5–12], могут быть также легко адаптированы к другим проблемам контракций. К примеру, можно рассмотреть контракции от подгрупповых и неподгрупповых систем координат для группы $O(n, q)$ к системам координат на евклидовом и псевдоевклидовом пространствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Inönü E., Wigner E. P.* On the Contraction of Groups and Their Representations // Proc. Nat. Acad. Sci. (US). 1953. V. 39. P. 510–524,
2. *Виленкин Н. Я.* Специальные функции и теория представлений групп. М.: Наука, 1965.
3. *Talman J. D.* Special Functions: A Group Theoretic Approach. Benjamin; N.Y., 1968.
4. *Miller W., Jr.* Lie Theory and Special Functions. N.Y.: Academic Press, 1968.
5. *Izmost'ev A. A. et al.* Contraction of Lie Algebras and Separation of Variables // J. of Phys. A: Mathematical and General. 1996. V. 29. P. 5940–5962.
6. *Izmost'ev A. A. et al.* Contraction of Lie Algebras and Separation of Variables. Two-Dimensional Hyperboloid // Intern. J. of Modern Phys. A. 1997. V. 12(1). P. 53–61.
7. *Izmost'ev A. A., Pogosyan G. S., Sissakian A. N.* Contractions of Lie Algebras and Separation of Variables. From Two-Dimensional Hyperboloid to Two-Dimensional Minkowsky Space // Proc. of the Intern. Symposium on Quantum Theory and Symmetries, Goslar, Germany, July 18–22, 1999.
8. *Izmost'ev A. A., Pogosyan G. S.* Contraction of Lie Algebras and Separation of Variables on Three-Dimensional Sphere // Proc. of the «Physical Applications and Mathematical Aspects of Geometry, Groups, and Algebras», Singapore, 1997.
9. *Izmost'ev A. A. et al.* Contraction of Lie Algebras and Separation of Variables. N -Dimensional Sphere // J. Math. Phys. 1999. V. 40. P. 1549–1573.
10. *Kalnins E. G., Miller W., Jr., Pogosyan G. S.* Contractions of Lie Algebras: Applications to Special Functions and Separation of Variables // J. of Phys. A: Mathematical and General. 1999. V. 32. P. 4709–4732.
11. *Izmost'ev A. A. et al.* Inönü–Wigner Contractions for Interbases Expansions on 2- and 3-Dimensional Spheres // Proc. of the III Intern. Workshop on Classical and Quantum Integrable Systems / Ed. L. G. Mardoyan, G. S. Pogosyan, A. N. Sissakian. Dubna, 1998.
12. *Izmost'ev A. A. et al.* Contractions of Lie Algebras and the Separation of Variables. Interbases Expansions // J. of Phys. A: Mathematical and General. 2001. V. 34.
13. *Pogosyan G. S. et al.* Graf's Addition Theorem Obtained from $SO(3)$ Contraction // ТМФ (в печати).
14. *Patera J., Pogosyan G., Winternitz P.* Graded Contractions of the Lie Algebra $e(2, 1)$ // J. of Phys. A: Mathematical and General. 1999. V. 32. P. 805–826.

УДК 517.58

НОВЫЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА И ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ БЕТА-ИНТЕГРАЛЫ

B. П. Спиридонос

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Рассмотрены эллиптические бета-интегралы, обобщающие одномерные интегралы Аски–Вильсона и Нараллаха–Рахмана и многомерные интегралы Сельберга и Густафсона. Кратко обсуждаются специальные функции, построенные из обычных, базисных и модулярных гипергеометрических рядов и связанные с указанными интегралами.

Elliptic beta integrals, generalizing one variable Askey–Wilson and Nassrallah–Rahman integrals and multivariable Selberg and Gustafson integrals, are considered. Special functions, built from ordinary, basic and modular hypergeometric series and connected with these integrals, are briefly reviewed.

Здесь мы дадим сжатое изложение результатов недавних работ [4, 12–15] о новых специальных функциях гипергеометрического типа, построенных из эллиптических функций и модулярных форм.

Бета-функция $\int_0^1 x^{\alpha-1}(1-x)^{\beta-1}dx = \Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)/\Gamma(\alpha+\beta)$, $\operatorname{Re} \alpha, \operatorname{Re} \beta > 0$, и ее различные q -аналоги играют важную роль в теории специальных функций [1]. В [3] построены самые общие «классические» (самодуальные) ортогональные полиномы. Эти полиномы выражаются через q -гипергеометрические ряды ${}_4\Phi_3$. Соответствующее условие нормировки непрерывной весовой функции определяется q -бета-интегралом Аски–Вильсона. В [9, 16] построено семейство самодуальных биортогональных рациональных функций (БРФ), выражющихся через совершенно уравновешенные сбалансированные ${}_{10}\Phi_9$ -ряды и содержащих полиномы Аски–Вильсона в качестве частных случаев. Нормировка соответствующей непрерывной весовой функции задается q -бета-интегралом Нараллаха–Рахмана [8, 9], который считался самым общим бета-интегралом, допускающим вычисление в замкнутом виде.

Различные обобщения БРФ Вильсона–Рахмана были построены в [13, 15]. Во-первых, в [15] найдены эллиптические обобщения функций Вильсона с дискретной мерой биортогональности, выражющиеся через специальный обрывавшийся ${}_{12}E_{11}$ модулярный гипергеометрический ряд. Ряды такого типа, обладающие модулярной симметрией, были введены Тураевым и Френкелем

в [5]. Общая теория эллиптических гипергеометрических рядов сформулирована в [14] (в частности, в этой работе введены используемые здесь обозначения для E -рядов). Уникальность эллиптических БРФ следует из того, что наиболее общие БРФ, допускающие конечно-разностный оператор первого порядка в качестве понижающего оператора, обязаны быть привязанными к эллиптическим сеткам [15]. Во-вторых, эллиптическое обобщение семейства непрерывных БРФ Рахмана [9] построено в [13]. Условие нормировки соответствующей абсолютно непрерывной меры задается эллиптическим бета-интегралом, вычисленным в [12] (см. ниже).

В-третьих, широкий класс БРФ, не являющихся самодуальными и выражающими через обычные ${}_9F_8$, базисные ${}_{10}\Phi_9$ и эллиптические ${}_{12}E_{11}$ гипергеометрические ряды, построен в [15]. В этом классе уже на уровне ${}_9F_8$ -рядов возникает необходимость решения алгебраического уравнения пятой степени для представления БРФ в виде гипергеометрических рядов. Эти функции были получены с помощью некоторого эвристического подхода к специальным функциям, подробно описанного в [11]. В этом подходе специальные функции определяются как функции, ассоциированные с самоподобными редукциями цепочек спектральных преобразований для линейных спектральных задач. В случае БРФ рассматривается некоторое трехчленное рекуррентное соотношение для полиномов с варьируемой мерой ортогональности, содержащее квадратичную зависимость от аргумента полиномов. Затем находится цепочка преобразований, аналогичных преобразованиям Кристоффеля и Геронимуса для обычных ортогональных полиномов, не меняющих формы начального рекуррентного соотношения. Это приводит к нелинейной цепочке уравнений, обобщающей цепочку Тоды с дискретным временем. Анализ инволютивных симметрий этой цепочки позволяет найти самоподобную редукцию, приводящую к некоторому нелинейному функциональному уравнению. Это уравнение имеет эллиптические решения, которые приводят к явному решению начального рекуррентного соотношения в терминах ${}_{12}E_{11}$ -рядов.

Оказывается, что помимо модулярных расширений непрерывных БРФ Рахмана существует их обобщение на систему самодуальных мероморфных функций, биортогональных по двум дискретным индексам с весовой функцией, определяющейся тем же эллиптическим бета-интегралом [13]. Возможно, что эти функции представляют собой наиболее общую систему «классических» специальных функций в теории биортогональных функций с тем же статусом, который имеют полиномы Аски–Вильсона в теории ортогональных полиномов. Представим более подробно, в качестве иллюстрации, структуру эллиптического бета-интеграла — наиболее общего известного в настоящее время интеграла такого типа.

Пусть $p, q \in \mathbb{C}$ и $|p|, |q| < 1$. Обозначим $(a; p)_\infty = \prod_{n=0}^{\infty} (1 - ap^n)$, $(a; p)_s = (a; p)_\infty / (ap^s; p)_\infty$, $(a_1, \dots, a_k; p)_\infty = (a_1; p)_\infty \dots (a_k; p)_\infty$. Опре-

делим тэта-функцию Якоби как $\theta(z; p) = (z, pz^{-1}; p)_\infty$. Она обладает свойствами $\theta(pz; p) = \theta(z^{-1}; p) = -z^{-1}\theta(z; p)$. Эллиптическая гамма-функция $\Gamma(z; p, q)$ определяется с помощью двойных бесконечных произведений [10]:

$$\Gamma(z; p, q) = \prod_{j,k=0}^{\infty} \frac{1 - z^{-1}p^{j+1}q^{k+1}}{1 - zp^jq^k}, \quad \Gamma(z; 0, q) = \frac{1}{(z; q)_\infty} \quad (1)$$

и удовлетворяет уравнениям $\Gamma(qz; p, q) = \theta(z; p)\Gamma(z; p, q)$, $\Gamma(pz; p, q) = \theta(z; q)\Gamma(z; p, q)$, которые в определенных пределах сводятся к уравнению для стандартной гамма-функции. Обозначим также $\theta(a_1, \dots, a_n; p) = \prod_{i=1}^n \theta(a_i; p)$, $\Gamma(a_1, \dots, a_n; p, q) = \prod_{i=1}^n \Gamma(a_i; p, q)$.

Теорема 1. Эллиптическое расширение контурного q -бета-интеграла Нараллаха–Рахмана [8, 9] или эллиптическая бета-функция имеет вид

$$\frac{1}{2\pi i} \int_T \Delta(z) \frac{dz}{z} = \frac{2 \prod_{0 \leq m < s \leq 4} \Gamma(t_m t_s; p, q)}{(q; q)_\infty (p; p)_\infty \prod_{m=0}^4 \Gamma(A t_m^{-1}; p, q)}, \quad (2)$$

где $A = \prod_{m=0}^4 t_m$ и

$$\Delta(z) = \frac{\prod_{m=0}^4 \Gamma(z t_m, z^{-1} t_m; p, q)}{\Gamma(z^2, z^{-2}, zA, z^{-1}A; p, q)}. \quad (3)$$

Здесь T обозначает положительно ориентированную единичную окружность, а комплексные параметры t_m удовлетворяют ограничениям $|t_m| < 1$, $|pq| < |A|$.

Равенство (2) доказывается методом функциональных уравнений, примененным в [2] для вычисления q -бета-интеграла [8, 9], получающегося из (2) при $p = 0$. Для общего положения параметров p, q и t_m функция $\Delta(z)$ содержит внутри T только простые полюсы, находящиеся в точках $t_m p^j q^k$, $A^{-1} p^{j+1} q^{k+1}$ при $j, k \in \mathbb{N}$. Аналитичность $\Delta(z)$ позволяет заменить T на любой контур C , охватывающий тот же параметрический набор полюсов. При этом значение интеграла не меняется, даже если часть указанных полюсов будет лежать вне T . Пусть $f_{l,r}(t_0, t_1)$ — левая и правая части (2) как функции выделенных параметров t_0, t_1 .

Теорема 2. Функции $f_{l,r}(t_0, t_1)$ удовлетворяют q -разностному уравнению

$$\begin{aligned} t_1 \theta(t_1 A, t_1^{-1} A; p) f_{l,r}(qt_0, t_1) - t_0 \theta(t_0 A, t_0^{-1} A; p) f_{l,r}(t_0, qt_1) = \\ = t_1 \theta(t_0 t_1^{-1}, t_0 t_1; p) f_{l,r}(t_0, t_1) \end{aligned} \quad (4)$$

и уравнению, получающемуся из него перестановкой p и q . При этом параметры t_m ограничены только условием несингулярности функций $f_{l,r}$, входящих в уравнения.

Уравнения для $\Gamma(z; p, q)$ позволяют проверить, что функция $\Delta(z)$ (3) удовлетворяет (4) для произвольных z благодаря известному трехчленному тождеству

$$\theta(xw, x/w, yz, y/z; p) - \theta(xz, x/z, yw, y/w; p) = yw^{-1}\theta(xy, x/y, wz, w/z; p).$$

Поэтому $f_l(t_0, t_1)$ как интеграл от $\Delta(z)$ по z также удовлетворяет (4). Аналогично проверяется, что уравнение для $f_r(t_0, t_1)$ также сводится к указанному тождеству. Таким образом, осталось проверить, что $f_{l,r}$ представляют одно и то же решение (4). Отметим, что перестановочная симметрия позволяет заменить t_0 и t_1 в уравнении (4) на произвольную пару параметров t_m .

Положим $t_2 = q^{1/2}, t_4 = -q^{1/2}$ и $t_1 \rightarrow 1, t_3 \rightarrow -1$. При этом $A \rightarrow qt_0, |p| < |t_0| < 1$, и равенство (2) редуцируется к интегралу

$$\frac{1}{2\pi i} \int_T \frac{\theta(pz^2; p^2)}{\theta(zt_0, z^{-1}t_0; p)} \frac{dz}{z} = \frac{1}{(p; p)_\infty^2 \theta(t_0^2; p^2)}. \quad (5)$$

Этот интеграл вычисляется так. Подставим $z = e^{i\varphi}$ и найдем нулевой коэффициент разложения 2π -периодической функции $\Delta(e^{i\varphi})$ в ряд Фурье по φ . С помощью суммы Рамануджана для двустороннего q -гипергеометрического ряда ${}_1\Psi_1$ отношение θ -функций под знаком интеграла в (5) разлагается в двойной лорановский ряд по степеням z . После взятия интеграла по φ этот ряд становится однократным и представляет собой частный случай суммируемого ${}_2\Psi_2$ -ряда [12].

Используя (4), можно показать (аналогично [2]), что равенство (2) выполняется для произвольного $t_0, |p| < |t_0| < 1$ и $t_1 = q^{k_1}, t_2 = q^{k_2+1/2}, t_3 = -q^{k_3}, t_4 = -q^{k_4+1/2}$ при некоторых положительных целых числах k_i . Разложения в ряды Тейлора по p и аналитические продолжения по k_i показывают, что равенство (2) выполняется для произвольных допустимых значений параметров t_m [12].

В [4] предложены два типа многомерных обобщений эллиптического бета-интеграла (2), определяющих эллиптическое расширение интеграла Сельберга [1]. Эти интегралы обобщают различные тождества Макдональда–Морриса, играющие важную роль в теории ортогональных полиномов многих переменных [7], и многомерные q -бета-интегралы Густафсона [6]. Естественно предположить, что они определяют также меру для некоторого семейства биортогональных функций многих переменных, включающих в себя как функции [13, 15], так и полиномы Макдональда [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Andrews G.E., Askey R., Roy R. Special Functions // Encyclopedia of Mathematics and its Applications. Cambridge, 1999. V. 71.

2. Askey R. Beta Integrals in Ramanujan's Papers, His Unpublished Work and Further Examples // Ramanujan Revisited / Eds. G. E. Andrews et al. Boston, 1988. P. 561–590.
3. Askey R., Wilson J. Some Basic Hypergeometric Orthogonal Polynomials that Generalize Jacobi Polynomials // Mem. Amer. Math. Soc. 1985. V. 319.
4. van Diejen J. F., Spiridonov V. P. An Elliptic Macdonald–Morris Conjecture and Multiple Modular Hypergeometric Sums // Math. Res. Lett. V. 7. 2000. P. 729–746; Elliptic Selberg Integrals // Internat. Math. Res. Notices 2001. No. 20. P. 1083–1110; Modular Hypergeometric Residue Sums of Elliptic Selberg Integrals // Lett. Math. Phys. (to appear).
5. Frenkel I. B., Turaev V. G. Elliptic Solutions of the Yang–Baxter Equation and Modular Hypergeometric Functions // The Arnold–Gelfand Mathematical Seminars. Boston, 1997. P. 171–204.
6. Gustafson R. A. Some q -Beta Integrals on $SU(n)$ and $Sp(n)$ that Generalize the Askey–Wilson and Nassrallah–Rahman Integrals // SIAM J. Math. Anal. 1994. V. 25. P. 441–449.
7. Macdonald I. G. Constant Term Identities, Orthogonal Polynomials, and Affine Hecke Algebras // Doc. Math. 1998. DMV Extra Volume ICM I. P. 303–317.
8. Nassrallah B., Rahman M. Projection Formulas, a Reproducing Kernel and a Generating Function for q -Wilson Polynomials // SIAM J. Math. Anal. 1985. V. 16. P. 186–197.
9. Rahman M. An Integral Representation of a $10\phi_9$ and Continuous Bi-Orthogonal $10\phi_9$ Rational Functions // Can. J. Math. 1986. V. 38. P. 605–618.
10. Ruijsenaars S. N. M. First Order Analytic Difference Equations and Integrable Quantum Systems // J. Math. Phys. 1997. V. 38. P. 1069–1146.
11. Spiridonov V. P. The Factorization Method, Self-Similar Potentials and Quantum Algebras // Proc. of the NATO ASI Special Functions-2000. Tempe, USA, May 29 – June 9, 2000 / Eds. J. Bustoz, M. E. H. Ismail, S. K. Suslov. Dordrecht, 2001. P. 335–364.
12. Spiridonov V. P. An Elliptic Beta Integral // Proc. of the Fifth Intern. Conf. on Difference Equations and Applications, Temuco, Chile, Jan. 3–7, 2000 / Eds. S. Elaydi, J. Fenner-Lopez, G. Ladas. Gordon and Breach (to appear); Спиридонов В. П. Об эллиптической бета-функции // Успехи мат. наук. 2001. Т. 56(1). С. 181–182.
13. Spiridonov V. P. Elliptic Beta Integrals and Special Functions of Hypergeometric Type // Proc. of the NATO ARW Integrable Structures of Exactly Solvable Two-Dimensional Models of Quantum Field Theory, Kiev, Ukraine, Sept. 25–30, 2000 / Eds. G. von Gehlen, S. Pakuliak. Dordrecht, 2001. P. 305–313.
14. Spiridonov V. P. Theta Hypergeometric Series // Proc. of the NATO ASI Asymptotic Combinatorics with Applications to Mathematical Physics, St. Petersburg, July 9–23, 2001 (to appear).
15. Spiridonov V. P., Zhedanov A. S. Spectral Transformation Chains and Some New Biorthogonal Rational Functions // Commun. Math. Phys. 2000. V. 210. P. 49–83; Classical Biorthogonal Rational Functions on Elliptic Grids // C. R. Math. Rep. Acad. Sci. Canada. 2000. V. 22(2). P. 70–76; Generalized Eigenvalue Problem and a New Family of Rational Functions Biorthogonal on Elliptic Grids // Proc. of the NATO ASI Special Functions-2000. Tempe, USA, May 29–June 9, 2000. / Eds. J. Bustoz, M. E. H. Ismail, S. K. Suslov. Dordrecht, 2001. P. 365–388; Спиридонов В. П., Жеданов А. С. Гипергеометрические биортогональные рациональные функции // Успехи мат. наук. 1999. Т. 54(2). С. 173–174.
16. Wilson J. A. Orthogonal Functions from Gram Determinants // SIAM J. Math. Anal. 1991. V. 22. P. 1147–1155.

УДК 539.12.01

ПЕРЕНОРМИРОВКИ
В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ
СО СПОНТАННО НАРУШЕННОЙ
СУПЕРСИММЕТРИЕЙ

Д. И. Казаков, Л. В. Авдеев, В. Н. Велижанин, И. Н. Кондрашук

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан обзор результатов по перенормировкам в калибровочных теориях со спонтанно нарушенной суперсимметрией. Показано, что перенормировки в нарушенных теориях полностью определяются точной теорией и могут быть получены из нее с помощью разложения по гравитационной переменной. Получены новые точные, а также удобные приближенные, аналитические решения уравнений ренормгруппы в ряде моделей: минимальная суперсимметрическая стандартная модель, суперсимметрические теории великого объединения, мягко нарушенные конечные теории, $N = 2$ суперсимметрическая теория Сайберга–Виттена.

A review of recent results on renormalizations in gauge theories with spontaneously broken supersymmetry is given. It is shown that the renormalizations in a broken theory are completely defined by those in a rigid theory and may be obtained with the help of expansion over the Grassmannian variables. New exact as well as suitable approximate analytic solutions of the renormalization group equations are obtained in some particular models: the Minimal Supersymmetric Standard Model, supersymmetric Grand Unified Theories, softly broken finite theories, and $N = 2$ supersymmetric Seiberg–Witten theory.

1. Суперсимметрия, если она реализована в природе, должна быть нарушенной. Для нарушения суперсимметрии с сохранением всех преимуществ суперсимметрических теорий, таких как сокращение квадратичных расходимостей, теорем о неперенормировке и т. д., используется метод спонтанного нарушения симметрии, аналогичного спонтанному нарушению калибровочной инвариантности. Это достигается за счет ненулевых вакуумных средних вспомогательных полей, так называемых D - или F -компонент соответствующих суперполей. В результате в лагранжиане возникают так называемые мягкие слагаемые, т. е. операторы размерности ≤ 3 , которые нарушают суперсимметрию, не затрагивая основных свойств точной теории. Это массы калибринно, суперпартнеров калибровочных полей, массы сквартов и слептонов, суперпартнеров кварков и лептонов, а также тройные и билинейные по скалярным полям слагаемые. Так как соответствующие операторы имеют размерность 3 или 2, то они не участвуют в перенормировке безмассовых

параметров и не влияют на уравнения ренормгруппы (РГ). В то же время сами они перенормируются и возникает задача нахождения соответствующих перенормировок и уравнений РГ.

Несколько лет назад было обнаружено, что перенормировки в мягко нарушенной теории не являются независимыми, а полностью определяются точной теорией [1–3]. В дальнейшем был развит эффективный метод их вычисления, основанный на разложении по грассманову параметру в исходной точной теории [4]. Этот метод исходит из того, что мягко нарушенная теория может быть записана как точная, но в некотором внешнем поле, в данном случае суперполе, если использовать суперполевой формализм. Если это поле приобретает ненулевое вакуумное среднее, происходит спонтанное нарушение суперсимметрии. При вычислении эффективного действия ключевым является тот факт, что сингулярная часть зависит только от внешних полей, но не их производных, и поэтому может быть вычислена для постоянного внешнего поля, т. е. в точной теории

$$S_{\text{eff}}^{\text{sing}}(g) \Rightarrow S_{\text{eff}}^{\text{sing}}(\Phi_0, \cancel{D}^2 \cancel{\Phi}_0, \cancel{\bar{D}}^2 \cancel{\Phi}_0, D^2 \cancel{\bar{D}}^2 \cancel{\Phi}_0).$$

2. Лагранжиан $N = 1$ суперсимметричной калибровочной теории в терминах суперполей имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \int d^2\theta \frac{1}{4g^2} \text{Tr } W^\alpha W_\alpha + \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \bar{\Phi}^i (e^V)_i^j \Phi_j + \\ & + \int d^2\theta \frac{1}{6} \lambda^{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k + \int d^2\theta \frac{1}{2} M^{ij} \Phi_i \Phi_j + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1)$$

Во внешнем поле константы связи g и λ_{ijk} становятся, соответственно, вещественным и киральным суперполями, зависящими от грассмановых переменных. Еще одним источником мягкого нарушения суперсимметрии является D -член, возникающий при взаимодействии киральных полей с внешним векторным полем V' :

$$\bar{\Phi} e^{V'} \Phi \rightarrow \bar{\Phi} V'_D \theta^2 \bar{\theta}^2 \Phi = \bar{\Phi} m^2 \theta^2 \bar{\theta}^2 \Phi.$$

Это приводит к умножению кирального пропагатора на множитель $(1 + m^2 \theta^2 \bar{\theta}^2)^{-1}$, что эквивалентно модификации юкавских констант связи.

Таким образом, мягкое нарушение суперсимметрии достигается добавлением к (1) следующих слагаемых:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{soft-breaking}} = & \\ = & \left[\frac{M}{2} \lambda \lambda + \frac{1}{6} A^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + \frac{1}{2} B^{ij} \phi_i \phi_j + \text{h.c.} \right] + (m^2)_j^i \phi_i^* \phi^j, \end{aligned} \quad (2)$$

где λ — калибринго, а ϕ_i — скалярные компоненты киральных суперполей (скварки и слептоны), и мягко нарушенная теория оказывается эквивалентной точной теории с модифицированными зарядами [3–5]:

$$\tilde{g}^2 = g^2(1 + M\eta + \bar{M}\bar{\eta} + (M\bar{M} + \Sigma_g)\eta\bar{\eta}), \quad \eta = \theta^2, \quad \bar{\eta} = \bar{\theta}^2, \quad (3)$$

$$\tilde{\lambda}^{ijk} = \lambda^{ijk} - A^{ijk}\eta + \frac{1}{2}(\lambda^{njk}(m^2)_n^i + \lambda^{ink}(m^2)_n^j + \lambda^{ijn}(m^2)_n^k)\eta\bar{\eta}, \quad (4)$$

$$\tilde{\bar{\lambda}}_{ijk} = \bar{\lambda}_{ijk} - \bar{A}_{ijk}\bar{\eta} + \frac{1}{2}(\bar{\lambda}_{njk}(m^2)_i^n + \bar{\lambda}_{ink}(m^2)_j^n + \bar{\lambda}_{ijn}(m^2)_k^n)\eta\bar{\eta}. \quad (5)$$

Эти модификации параметров справедливы не только в классическом лагранжиане, но и в квантовом*. Как было показано в [3], справедливо следующее утверждение.

Если точная теория (1) перенормируется с помощью констант перенормировки Z_i , определенных в некоторой безмассовой минимальной схеме, то мягко нарушенная теория перенормируется путем введения суперполей \tilde{Z}_i , которые связаны с исходными константами Z_i заменой аргументов:

$$\tilde{Z}_i(g^2, \lambda, \bar{\lambda}) = Z_i(\tilde{g}^2, \tilde{\lambda}, \tilde{\bar{\lambda}}). \quad (6)$$

Указанная процедура подстановки модифицированных зарядов работает на всех стадиях. Ее можно производить на уровне констант перенормировки, РГ-уравнений точной теории, решений этих уравнений, приближенных решений, фиксированных точек, условий конечности теории, даже в непертурбативных решениях. Разлагая по грассмановой переменной, мы получаем соответствующие выражения в мягко нарушенной теории. Таким образом были получены новые решения РГ-уравнений для мягких параметров, исходя из решений в точной теории исследованы фиксированные точки, изучена зависимость от начальных условий, получены условия, обеспечивающие конечность нарушенной теории, и т. д. Ниже мы представим ряд примеров.

3. Важное и весьма эффективное применение данного метода было реализовано для получения результатов в одной из самых популярных моделей теории фундаментальных взаимодействий — в минимальном суперсимметричном расширении стандартной модели. Спектр масс частиц в этой теории обычно определяется заданием начальных значений масс и констант связи на шкале великого объединения и последующей их эволюцией до низких энергий с использованием РГ-уравнений и их решений. В сценарии с малым $\tan\beta$ (отношение вакуумных средних двух хиггсовских дублетов) система уравнений существенно упрощается и их можно решить явно. Однако в случае большого тангенса необходимо решать всю систему уравнений целиком, и даже только

*Мы предполагаем наличие некоторой суперсимметрично-инвариантной регуляризации.

для одних калибровочных и юкавских констант связи найти эти решения удалось лишь недавно. Использование грассманова разложения позволило, зная эти решения, впервые получить аналитические выражения для решений РГ-уравнений для мягких параметров и исследовать фиксированные точки этих решений и зависимость от изменения начальных условий [6]. Были получены также удобные приближенные решения РГ-уравнений и исследованы фиксированные точки этих приближенных решений [7].

Для конечных теорий, т. е. теорий, состав полей которых подобран таким образом, чтобы сократить все ультрафиолетовые расходимости в низших петлях, грассманово разложение позволяет получить связи между мягкими параметрами, аналогичные связям для констант точной теории, необходимые для устранения расходимостей, появляющихся в высших петлях [4, 8].

Применяя грассманово разложение к решению Сайберга–Виттена для $N = 2$ суперсимметричной калибровочной теории, учитывающему какperturbативные, так и непертurbативные эффекты, можно получить аналогичные точные аналитические решения для параметров, мягко нарушающих $N = 2$ и $N = 1$ суперсимметрию [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamada Y. // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 3537.
2. Jack I., Jones D. R. T. // Phys. Lett. B. 1997. V. 415. P. 383.
3. Avdeev L.A., Kazakov D. I., Kondrashuk I. N. // Nucl. Phys. B. 1998. V. 510. P. 289.
4. Kazakov D. I. // Phys. Lett. B. 1999. V. 448. P. 201.
5. Kazakov D. I., Velizhanin V. N. // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 393.
6. Kazakov D. I., Moultsaka G. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 577. P. 121.
7. Codoban S., Kazakov D. I. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 13. P. 671.
8. Kazakov D. I. // Phys. Lett. B. 1998. V. 421. P. 211.

УДК 539.12.01

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Д. В. Ширков, И. Л. Соловцов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Предложен ренорминвариантный аналитический подход к выполнению вычислений в квантовой хромодинамике, в котором ренормгрупповое суммирование коррелируется с аналитичностью. Выражения для инвариантного заряда и матричных элементов модифицируются таким образом, что нефизические особенности типа призрачного полюса не появляются вообще. В рамках новой схемы демонстрируется устойчивость результатов расчетов для ряда физических процессов по отношению к высшим петлевым эффектам и выбору ренормализационного предписания. Показано, что аналитический подход позволяет самосогласованным образом определить инвариантный заряд во временнеподобной области. Проанализирована роль так называемых π^2 -членов. Для неупругого лептон-адронного рассеяния развит метод изучения эффектов, обусловленных массой мишени, основанный на интегральном представлении для структурных функций, которое акумулирует общие свойства локальной квантовой теории поля. Показано, что полученные таким образом выражения для структурных функций находятся в согласии со спектральным свойством.

A renormalization invariant analytic approach of performing calculations in quantum chromodynamics, in which the renormalization group summation is correlated with the analyticity is suggested. The expressions for the invariant charge and matrix elements are modified such that the unphysical singularities of the ghost pole type do not appear at all. Using the new scheme, the results of calculations for a number of physical processes are shown to be stable with respect to higher-loop effects and the choice of the renormalization prescription. It is argued that the analytic approach allows us to give a self-consistent definition of the running coupling in the timelike region. A role of the so-called π^2 -terms is analyzed. A method of studying target mass effects based on the integral representation for structure functions of the inelastic lepton-hadron scattering, which accumulates general properties of local quantum field theory, is developed. It is shown that expressions obtained for the structure functions have a correct spectral property.

Неотъемлемой частью современной квантовой теории поля (КТП) является сформулированный в середине 50-х гг. [1] метод ренормализационной группы (РГ). Сегодня рассмотрение практически всех адронных процессов на основе квантовой хромодинамики (КХД) немыслимо вне ренормгруппового анализа. Хорошо известно, что непосредственное решение РГ-уравнения для инвариантного заряда в теории возмущений (ТВ) приводит к нефизическим особенностям, например — в однопетлевом приближении — к призрачному полюсу. Учет следующих, многопетлевых, поправок не меняет сути дела, а лишь генерирует дополнительные разрезы. Существование такого рода особенностей противоречит общим принципам локальной КТП [2].

Еще в конце 50-х гг. Н. Н. Боголюбовым, А. А. Логуновым и Д. В. Ширковым [3] в контексте квантовой электродинамики был предложен способ разрешения этой проблемы, состоящий в объединении метода РГ с требованием аналитичности.

Развитие идеи объединения ренорминвариантности и аналитичности в случае КХД [4] обнаружило новые важные свойства аналитического подхода [5–8]. К их числу относится наличие у инвариантного аналитического заряда $\bar{\alpha}_{\text{an}}(Q^2)$ инфракрасно-стабильной точки, которая оказывается универсальной в том смысле, что ее значение $\bar{\alpha}_{\text{an}}(0) = 4\pi/\beta_0$ определяется уже однопетлевым вкладом, т. е. не изменяется при учете многопетлевых поправок и, следовательно, является инвариантным относительно выбора схемы перенормировки. Это значение не зависит от экспериментально определяемого масштабного параметра Λ , а набор кривых $\bar{\alpha}_{\text{an}}(Q^2/\Lambda^2)$, отвечающих различным значениям Λ , представляет собой пучок с общей точкой $\bar{\alpha}_{\text{an}}(0)$. Инвариантная аналитическая формулировка существенно модифицирует поведение $\bar{\alpha}_{\text{an}}(x)$ в инфракрасной области, делая ее устойчивой к высшим петлевым поправкам. Двухпетлевое приближение отличается от однопетлевого не более чем на $\simeq 10\%$ в области малых Q^2 , а трехпетлевое отличается от двухпетлевого лишь на $\simeq 1\%$. Такая ситуация кардинально отличается от ситуации в обычной РГ-теории возмущений, для которой характерна сильная неустойчивость по отношению к последующим петлевым поправкам в области малых $Q^2 \simeq \Lambda^2$. Отметим также, что поддержка корректных аналитических свойств по Q^2 оказывается существенной для самосогласованного определения эффективного заряда во времениподобной области [9]. Кроме того, при описании конкретных процессов, например инклузивного распада τ -лептона, непротиворечивое рассмотрение возможно только лишь при наличии отмеченных выше аналитических свойств.

В аналитической теории возмущений (АТВ) рассматриваемая величина аппроксимируется нестепенным рядом. Вместо степеней параметра разложения в ТВ — пертурбативного инвариантного заряда $\bar{\alpha}_s$ — возникают новые несингулярные функции, различные для пространственно- и времениподобной областей. Анализ таких процессов, как e^+e^- -аннигиляция в адроны и инклузивный τ -распад, а также правил сумм неупругого лептон-адронного рассеяния, проведенный по АТВ-алгоритму, показал, что, помимо петлевой стабильности, получаемые результаты обладают, по сравнению с обычным подходом, весьма слабой чувствительностью к выбору схемы перенормировок.

Аналитический инвариантный заряд $a(Q^2) = \alpha_s(Q^2)/(4\pi)$ определяется спектральной функцией $\rho(\sigma, a)$ через представление Челлена–Лемана:

$$\bar{\alpha}_{\text{an}}(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\sigma \frac{\rho(\sigma, a)}{\sigma + Q^2 - i\epsilon}. \quad (1)$$

Вычисляя эту функцию в приближении главных логарифмов, находим [4]:

$$\bar{a}_{\text{an}}^{(1)}(Q^2/\Lambda^2) = \frac{1}{\beta_0} \left[\frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2} + \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - Q^2} \right]. \quad (2)$$

Первое слагаемое в правой части сохраняет обычное ультрафиолетовое поведение бегущего заряда и обеспечивает свойство асимптотической свободы теории. Второе слагаемое, которое появляется из спектрального представления, гарантирует правильные аналитические свойства заряда, компенсируя призрачный полюс при $Q^2 = \Lambda^2$. Зависимость этого слагаемого от исходной константы связи такова, что при разложении в ряд ТВ след от него теряется. Таким образом, требование выполнения правильных аналитических свойств приводит к появлению степенных по Q^2 вкладов, невидимых в исходном пертурбативном разложении. Отметим также, что, в отличие от электродинамики, в КХД, благодаря свойству асимптотической свободы, проявление таких не-пертурбативных вкладов в эффективном заряде становится ощутимым не при фантастически высоких энергиях (недоступных экспериментально), а в области энергий и передач импульса, вполне реальных в современных опытах.

Таким образом, синтез ренормгрупповой инвариантности и аналитичности приводит к аналитическому инвариантному заряду без логарифмического полюса и с конечным ИК-значением* $\bar{\alpha}_{\text{an}}(0) = 4\pi/\beta_0 \simeq 1,396$. Это предельное значение не зависит от экспериментальной информации, связанной с точкой нормировки $a = a(\mu^2)$ или параметром Λ , а определяется лишь коэффициентом β -функции, связанным с общей групповой структурой лагранжиана. На рис. 1 изображен пучок кривых $\bar{\alpha}_{\text{an}}(Q^2)$, отвечающих различным значениям Λ , а также соответствующие тем же Λ обычные ТВ-решения. Изучение высших поправок к аналитическому заряду** показало удивительную стабильность результатов. Этот факт*** демонстрируется на рис. 2.

Свойства аналитичности важны для корректного определения эффективного заряда во времениподобной области. Его выражение через спектральную функцию имеет следующий вид [9]:

$$\bar{a}_s(s) = \frac{1}{\pi} \int_s^\infty \frac{d\sigma}{\sigma} \rho(\sigma). \quad (3)$$

*Для численных оценок при малых Q^2 мы используем число активных夸克ов $f = 3$.

**В этом случае восстановление правильных аналитических свойств происходит не только путем устранения призрачного полюса, но и за счет вычитания нефизических разрезов, обусловленных двойной логарифмической зависимостью в пертурбативном заряде. Для получения количественных результатов в высших порядках можно использовать как непосредственный численный расчет, так и выражение решений РГ-уравнений в терминах функции Ламберта [10]. Имеющиеся приближенные формулы (см. [6]) удобны для численных оценок.

***Трехпетлевая $\overline{\text{MS}}$ -функция практически совпадает с двухпетлевой с точностью порядка 1 % и на рисунке не приводится.

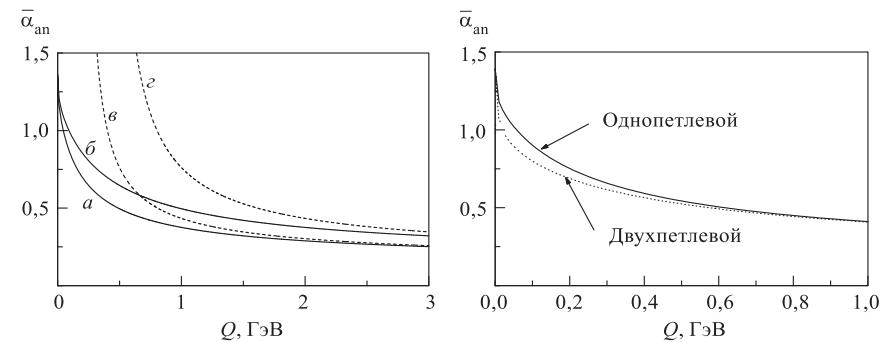


Рис. 1. Поведение аналитического инвариантного заряда $\bar{\alpha}_{an}(Q^2)$ для $\Lambda = 200$ (а) и 400 МэВ (б). Кривые (δ) и (ε) соответствуют теории возмущений для тех же значений параметра Λ

Рис. 2. Стабильность аналитического инвариантного заряда по отношению к высшим петлевым поправкам. Использована нормировка $\bar{\alpha}_{an}(M_\tau^2) = 0,34$ для $f = 3$

В работах Ю. Швингера для случая квантовой электродинамики была выдвинута гипотеза о возможной пропорциональности ренормгрупповой функции Гелл-Манна–Лоу и спектральной плотности. В последующем это предположение подтвердилось на двухпетлевом уровне. Однако трехпетлевые вклады привели к нарушению такой взаимосвязи. Закон эволюции заряда (3), определенного во времениподобной области, будет отличаться от закона эволюции бегущего заряда в евклидовой области, что ведет к иной β -функции. Именно эта β -функция, отвечающая эффективному заряду во времениподобной области, и оказывается пропорциональной спектральной плотности. Таким образом, гипотеза Ю. Швингера оказалась справедливой для β -функции, соответствующей эффективному заряду, определенному во времениподобной области.

Ряды АТВ выгодно отличаются от пертурбативных разложений в смысле свойств сходимости. Этот факт демонстрируется в таблице, где в качестве примера взяты правила сумм Гросса–Льюиссона Смита для неупругого лептон-нуклонного рассеяния при $Q^2 = 3,1$ ГэВ² (пространственноподобная область) и процесс инклузивного распада τ -лептона ($M_\tau = 1,777$ ГэВ, времениподобная область).

Неизбежный обрыв ряда теории возмущений, то есть аппроксимация физической величины некоторой его частичной суммой, приводит к известной проблеме зависимости результата от выбора ренормализационного предписания. Этот факт служит источником теоретической неопределенности в описании экспериментальных данных. Для решения вопроса об устойчивости получаемых результатов недостаточно исследовать лишь петлевую стабиль-

Вклады различных порядков при анализе экспериментальных данных по теории возмущений и в аналитическом подходе

Процесс	Метод	Первый порядок, %	Второй порядок, %	Третий порядок, %
Правила сумм Гросса–Льюиссона Смита	ТВ	65,1	24,4	10,5
	АТВ	75,7	20,7	3,6
Инклюзивный распад τ -лектона	ТВ	54,7	29,5	15,8
	АТВ	87,9	11,0	1,1

ность; находясь в рамках какой-либо одной из схем перенормировок, следует рассмотреть также их схемную устойчивость. В работе [5] исследован вопрос о схемной зависимости результатов аналитической аппроксимации. В качестве примера проанализируем схемную зависимость КХД-вклада $r(s)$ в R -отношение для процесса e^+e^- -аннигиляции в адроны, возникающую при открытии рядов ТВ и АТВ. Рассмотрим две схемы: традиционную \overline{MS} и так называемую схему т'Хоффта (Н). Обе эти схемы имеют примерно один и тот же индекс сокращений и в этом смысле близки друг к другу. Результаты расчета, выполненного в третьем порядке в рамках ТВ и АТВ, показаны на рис. 3. Как видно из этого рисунка, применение аналитического подхода позволяет

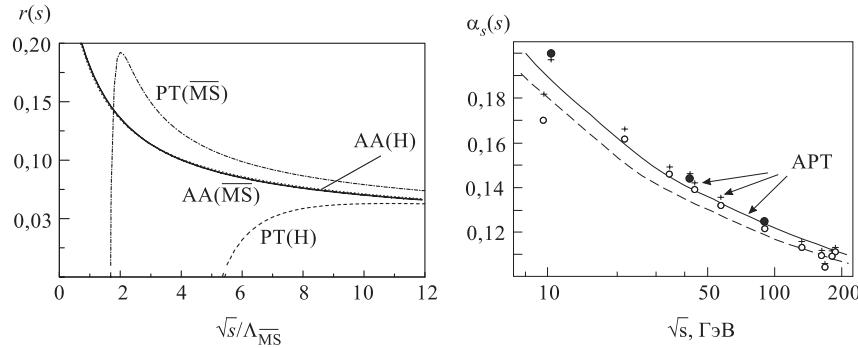


Рис. 3. График функции $r(s)$, вычисленной в теории возмущений (ПТ) и в аналитическом подходе (АА) для двух схем перенормировки: \overline{MS} и Н

Рис. 4. Новый анализ пятикварковой времениподобной области. Различие в положении точек, обозначенных (+) и (○, ●), обусловлено π^2 -поправками. Сплошная АТВ-кривая соответствует $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 270$ МэВ и $\alpha_s(M_Z) = 0,124$. Для сравнения приведена стандартная кривая, обозначенная точками и соответствующая $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 213$ МэВ и $\alpha_s(M_Z) = 0,118$.

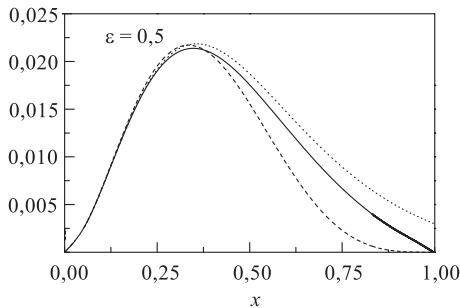


Рис. 5. Структурные функции для $\varepsilon = M^2/Q^2 = 0,5$. Штриховая кривая соответствует исходному партонному распределению $F(x)$. Функции $W(x, \varepsilon = M^2/Q^2)$ содержат зависимость от массы мишени и получены двумя способами: на основе метода ξ -скейлинга (соответствующая кривая обозначена точками) и на основе представления ЙЛД (сплошная линия)

кардинальным образом снизить теоретическую неопределенность, связанную со схемным произволом*.

Во времениподобной области наблюдаемые представляются в виде нестепенных разложений по функциям, которые суммируют так называемые π^2 -члены. Анализ s -канальных наблюдаемых, выполненный в [11], привел к следующим выводам. В области энергий ≥ 50 ГэВ и $f = 5$, по сравнению со стандартным NLO-анализом, у константы связи α_s возникает эффективный положительный сдвиг на величину $\Delta\bar{\alpha}_s \simeq +0,002$. При энергиях $10 \div 50$ ГэВ ($f = 5$) величина этого сдвига возрастает: $\Delta\bar{\alpha}_s \simeq +0,003$. В результате возникает новое значение инвариантного заряда на масштабе массы Z -бозона: $\bar{\alpha}_s(M_Z^2) = 0,124$. Полученные результаты приведены на рис. 4.

В случае неупругого лептон-адронного рассеяния общие принципы КТП, такие как эрмитовость, ковариантность, спектральность и причинность [2], аккумулирует интегральное представление Йоста–Лемана–Дайсона (ЙЛД). Это представление было использовано в [12] для изучения эффектов, связанных с массой мишени. Обычно применяемый для этой цели метод ξ -скейлинга приводит к противоречию со спектральным условием** при $x = 1$. Использование представления ЙЛД позволяет получить корректное выражение. Соответствующий результат иллюстрируется на рис. 5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. // ДАН СССР. 1955. Т. 103. С. 203; ДАН СССР. 1955. Т. 103. С. 391; ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 77; Nuovo Cim. 1956, V. 3. P. 845.
- Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1986.

*Значительное уменьшение схемной зависимости в АТВ имеет место и для других процессов, таких, как, например, инклузивный распад τ -лентона и правила сумм Бъеркена и Гросса–Льюислина Смита для неупругого лептон-адронного рассеяния.

**Структурная функция, зависимость от массы мишени которой получена на основе ξ -подхода с использованием вклада лидирующего твиста, не исчезает при $x = 1$.

3. *Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Ширков Д. В.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 805.
4. *Shirkov D. V., Solovtsov I. L.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 2[76]. P. 5; hep-ph/9604363; Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1209.
5. *Solovtsov I. L., Shirkov D. V.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 442. P. 344.
6. *Соловцов И. Л., Ширков Д. В.* // ТМФ. 1999. Т. 120. С. 482.
7. *Shirkov D. V.* // Nucl. Phys. (Proc. Suppl.). 1998. V. 64. P. 106; Lett. Math. Phys. 1999. V. 48. P. 135; ЯФ. 1999. Т. 62. С. 2082; ТМФ. 1999. Т. 119. С. 55; JINR Preprint E2-2000-46. Dubna, 2000; hep-ph/0003242; JINR Preprint E2-2000-298. Dubna, 2000; hep-ph/0012283.
8. *Milton K. A., Solovtsov I. L., Solovtsova O. P.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 415. P. 104; Phys. Lett. B. 1998. V. 439. P. 421; Proc. of the XXIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Vancouver, B.C., Canada, July 23–29, 1998. V. II. P. 1608; Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 016001; *Milton K. A. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 495;
Соловцова О. П. // Письма ЖЭТФ. 1996. Т. 64. С. 664;
Milton K. A., Solovtsova O. P. // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 5402.
9. *Milton K. A., Solovtsov I. L.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 5295.
10. *Magradze B. A.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 2715; JINR Preprint E2-2000-222. Dubna, 2000; hep-ph/0010070; *Kourashev D. S.* hep-ph/0010072.
11. *Shirkov D. V.* JINR Preprint E2-2000-211. Dubna, 2000; hep-ph/0009106.
12. *Solovtsov I. L.* // Part. and Nucl., Letters. 2000. No. 4[101]. P. 10.

УДК 539.12.142

ИЗМЕРИМА ЛИ ПОЛЯРИЗАЦИЯ КВАРКА?

A. B. Ефремов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Рассмотрены два новых метода измерения поляризации кварка: закрученность (handedness) струй и асимметрия Коллинза. Использование последней дало возможность оценить распределение поперечного спина кварков в нуклоне (transversity) из азимутальной асимметрии в ГНР.

Two new methods of quark polarization measurement are considered: the jet handedness and the Collins asymmetry. Use of the latter enables one to estimate the proton transversity distribution from azimuthal asymmetry in DIS.

В случае кварков физики впервые столкнулись с необычной формой квантов материи, существующей не в форме частиц с определенной жесткой связью энергии с импульсом, а в форме струй адронов, где эта связь отсутствует. Несмотря на это, изучение струй позволяет с определенной точностью получать все другие квантовые характеристики кварков и глюонов, такие как импульс и энергия, электрический и барионный заряд, спин и др., кроме, конечно, цвета, поскольку наши приборы лишены «цветового зрения». Заряд, например, определяется по среднему заряду струи, а спин — по угловому распределению струй.

До последнего времени исключение составляла такая важная характеристика, как поляризация, определенная как средняя проекция спина на какое-то направление. Какие свойства струй отражают эту характеристику кварков? Возможны несколько проявлений его поляризации.

1. Поляризованный кварк может фрагментироваться в самоанализируемый поляризованный адрон (например, Λ -гиперон) и по его поляризации можно судить о степени поляризации родительского кварка. Такая фрагментация, однако, явление довольно редкое ($\approx 2\%$), кроме того, Λ -гиперон чувствителен в основном к поляризации s -кварка.

2. Поляризация кварка может привести к определенной корреляции импульсов частиц струи, к ее закрученности [1] (так бы я перевел термин «handedness», за неимением более точного русского эквивалента). Для этого необходимо выделение трех частиц в струе, чтобы построить псевдовектор (нормаль к плоскости тройки \mathbf{n} в ее системе покоя), коррелирующий (в силу

сохранения четности) с псевдовектором поляризации кварка \mathbf{P} :

$$H_i = \frac{N(n_i > 0) - N(n_i < 0)}{N(n_i > 0) + N(n_i < 0)} = \alpha_i P_i . \quad (1)$$

Подобная закрученность недавно была обнаружена в данных, полученных коллаборациями МИС и VES по процессу дифракционного рождения тройки пионов $\pi^-(40\text{ ГэВ}) + A \rightarrow (\pi^-\pi^+\pi^-) + A$ в направлении, перпендикулярном плоскости ее рождения [2, 3].

Наиболее интересна зависимость закрученности от инвариантной массы тройки, представленная на рис. 1. Она демонстрирует явную динамическую природу этого явления с четкими трехпионными резонансами, невидимыми в полном сечении.

3. Поперечная поляризация кварка может приводить к лево-правой асимметрии его одночастичной фрагментации по отношению к плоскости спин-импульса при ненулевом значении поперечного по отношению к кварку импульса адрона (так называемая «асимметрия Коллинза»). Значение анализирующей способности A этого метода можно извлечь из процесса $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow 2 \text{ jets}$. Дело в том, что, несмотря на отсутствие поперечной поляризации夸ков в этом процессе, стандартная модель предсказывает большую корреляцию поперечных спинов. Благодаря коллинзовской асимметрии это приводит к определенной азимутальной корреляции адронов из разных струй одного и того же события. Эта корреляция была измерена [4] для данных коллаборации DELPHI в 1991–1995 гг. с предварительным результатом $|A| = (6,3 \pm 2,0)\%$.

Это значение анализирующей способности и полученные недавно спино-вые азимутальные асимметрии в полуинклузивном рождении пионов в процессе глубоконеупругого рассеяния на продольно-поперечных (коллаборация HERMES) и поперечно-поляризованных (коллаборация SMC) мишнях дали возможность оценить [5] распределение поперечного спина夸ков в нуклоне («transversity» $\Delta_T q(x)$) — последней из трех основных ($q(x)$, $\Delta q(x)$ и $\Delta_T q(x)$) характеристик夸кового распределения, остававшейся неизвестной. Его величина оказалась сравнимой с распределением неполяризованных валентных夸ков и близкой к предсказаниям киральной кварк-солитонной модели (рис. 2). В частности, величина тензорного заряда нуклона, в отличие от аксиального, $a_0 \approx 0,3$, оказалась близка к единице.

Таким образом, можно заключить, что измерение распределения поперечного спина夸ков вполне возможно проводить как на поперечно-, так и на продольно-поляризованных мишнях, одновременно с измерением распределения спина глюонов $\Delta g(x)$, например, в эксперименте COMPASS.

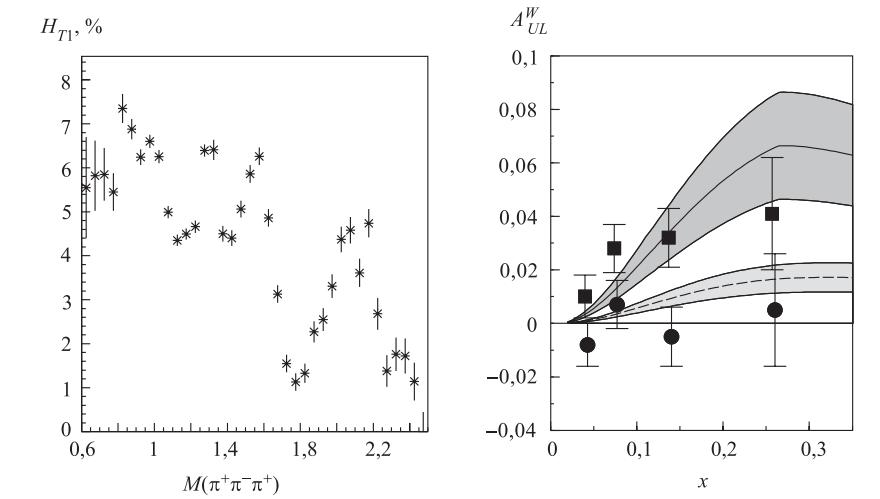


Рис. 1. Зависимость поперечной закрученности H_{T1} пионной тройки от ее инвариантной массы. Данные коллаборации VES

Рис. 2. Азимутальная асимметрия π^+ в полуинклюзивном ГНР (данные HERMES) в зависимости от x . Заштрихованная область — погрешность в величине A ; квадраты — $W = \sin \phi$; кружки — $W = \sin 2\phi$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efremov A., Mankiewicz L., Törnqvist N. // Phys. Lett. B. 1992. V. 284. P. 394.
2. Efremov A.V. // JINR Rapid Commun. 1997. No. 3[83]. P. 5; Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 445; nucl-th/9901005.
3. Efremov A.V. JINR Preprint E1-2000-322. Dubna, 2000.
4. Efremov A.V., Smirnova O.G., Tkatchev L.G. // Nucl. Phys. (Proc. Suppl.). 1999. V. 74. P. 49; 1999. V. 79. P. 554; hep-ph/9812522.
5. Efremov A.V. // Phys. Lett. B. 2000. V. 478. P. 94; hep-ph/0001119.

УДК 539.12.01

НЕЛОКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ВАКУУМА КХД В ИНСТАНТОННОЙ МОДЕЛИ

A. E. Дорохов, С. В. Михайлов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Предложен новый калибровочно-инвариантный подход к анализу нелокальных свойств夸克ов и глюонов в вакууме КХД, основанный на модели вакуума как жидкости инстантонов. Найдено новое топологически нетривиальное решение уравнений Янга–Миллса в физическом вакууме КХД, который представляется как длинноволновое фоновое поле. Это решение есть модифицированный инстантон с экспоненциально убывающей на больших расстояниях асимптотикой. Модифицированный инстантон стабилен, если взаимодействие с фоновым полем слабое и на систему наложены дополнительные условия (связи). Даны оценки виртуальностей夸克ов и глюонов в вакууме КХД. Показано, что инстантонная модель удовлетворительно объясняет нелокальную структуру вакуума КХД. В эффективной модели инстантонного вакуума вычислен двухточечный вакуумный коррелятор напряженности глюонного поля.

New gauge invariant approach to analyze nonlocal properties of quarks and gluons in the physical QCD vacuum is suggested. It is based on the instanton liquid model. The topologically nontrivial solution of the classical Yang–Mills equations in the physical QCD vacuum is found. This solution, called constrained instanton, decays exponentially at large distances. It is stable only if the interaction of the instanton with the background vacuum field is small and additional constraints are introduced. The estimates of the averaged virtualities of quarks and gluons in the QCD vacuum are given. It is shown that the instanton model is satisfactory in description of the nonlocal structure of the QCD vacuum. The two-point vacuum correlator of gluon field strengths is calculated in the framework of the effective instanton vacuum model.

Непертурбативный вакуум КХД насыщен интенсивными длинноволновыми флуктуациями глюонного и夸克ового полей. Параметры порядка этого сложного состояния характеризуются вакуумными матричными элементами (конденсатами) различных синглетных комбинаций, составленных из полей夸克ов и глюонов: $\langle : \bar{q}q : \rangle$, $\langle : F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a : \rangle$, $\left\langle : \bar{q} \left(\sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \frac{\lambda^a}{2} \right) q : \right\rangle$ и т. д. Ненулевой конденсат夸克ов $\langle : \bar{q}q : \rangle$ отвечает за спонтанное нарушение киральной симметрии, его величина была оценена много лет назад из алгебры токов. Ненулевой глюонный конденсат $\langle : F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a : \rangle$ через конформную аномалию задает масштаб адронных масс. Величины глюонного конденсата и некоторых других конденсатов наименшей размерности были определены феноменологически из анализа различных наблюдаемых адронов методом правил сумм (ПС) КХД.

Нелокальные вакуумные конденсаты (или корреляторы) [1] характеризуют распределение夸克ов и глюонов в непертурбативном вакууме. Физически это означает, что в вакууме夸克и и глюоны имеют ненулевой среднеквадратичный импульс (виртуальность). Рассмотрим коррелятор напряженности глюонного поля

$$D^{\mu\nu,\rho\sigma}(x-y) \equiv \left\langle : \text{Tr} F^{\mu\nu}(x)\hat{E}(x,y)F^{\rho\sigma}(y)\hat{E}(y,x) : \right\rangle, \quad (1)$$

который может быть записан в форме, согласованной с требованиями калибровочной и лоренц-симметрии:

$$\begin{aligned} D^{\mu\nu,\rho\sigma}(x) \equiv & \frac{1}{24} \left\langle : F^2 : \right\rangle \left\{ (\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma}\delta_{\nu\rho})[D(x^2) + D_1(x^2)] + \right. \\ & \left. + (x_\mu x_\rho \delta_{\nu\sigma} - x_\mu x_\sigma \delta_{\nu\rho} + x_\nu x_\sigma \delta_{\mu\rho} - x_\nu x_\rho \delta_{\mu\sigma}) \frac{\partial D_1(x^2)}{\partial x^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где упорядоченный по контуру фазовый фактор (интегрирование выполняется вдоль *прямой* линии) $\hat{E}(x,y) = P \exp(i \int_x^y A_\mu(z) dz^\mu)$ гарантирует калибровочную инвариантность и $A_\mu(z) = A_\mu^a(z) \frac{\lambda^a}{2}$, $F_{\mu\nu}(x) = F_{\mu\nu}^a(x) \frac{\lambda^a}{2}$, $F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + f^{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x)$.

В (2) $\langle : F^2 : \rangle = \langle : F_{\mu\nu}^a(0)F_{\mu\nu}^a(0) : \rangle$ — глюонный конденсат, а $D(x^2)$ и $D_1(x^2)$ — инвариантные функции, которые характеризуют нелокальные свойства конденсата в различных направлениях. Нормировка формфакторов в нуле, $D(0) = \kappa$, $D_1(0) = 1 - \kappa$, существенно зависит от рассматриваемой динамики. Так, для самодуальных полей имеем $\kappa = 1$, в то время как в абелевой модели без монополей выполнено $\kappa = 0$. Отметим также, что стандартные вакуумные средние типа $\langle : \bar{q}q : \rangle$, $\langle : \bar{q}D^2q : \rangle$, $\langle : g^2F^2 : \rangle$, … возникают как коэффициенты разложения корреляторов夸克ов $M(x) = \langle : \bar{q}(0)\hat{E}(0,x)q(x) : \rangle$ и глюонов $D^{\mu\nu,\rho\sigma}(x)$ в ряд Тейлора по переменной $x^2/4$.

В [2] было показано, что инстанционная модель вакуума КХД приводит к способу построения нелокальных конденсатов. В эффективном одноинстанционном приближении были получены выражения для конденсатов глюонов $D_I^{\mu\nu,\rho\sigma}(x)$ и夸克ов $M_I(x)$, а также найдены их средние виртуальности λ_q^2 , λ_g^2 . Поведение корреляционных функций демонстрирует, что в одноинстанционном приближении модель нелокальных конденсатов хорошо воспроизводит поведение корреляторов夸克ов и глюонов на *малых расстояниях*. Действительно, средние виртуальности夸克ов и глюонов определяются как первые производные корреляторов $M_I(x^2)$, $D_I(x)$ в нуле:

$$\lambda_q^2 \equiv -\frac{8}{M_I(0)} \frac{dM_I(x^2)}{dx^2} \Big|_{x=0} = 2 \frac{1}{\rho_c^2}, \quad \lambda_g^2 \equiv -8 \frac{dD_I(x^2)}{dx^2} \Big|_{x=0} = \frac{24}{5} \frac{1}{\rho_c^2} \quad (3)$$

и связаны с вакуумными ожиданиями, которые параметризуют ПС КХД:

$$\lambda_q^2 \equiv \frac{\langle : \bar{q} D^2 q : \rangle}{\langle : \bar{q} q : \rangle}, \quad \lambda_g^2 \equiv \frac{\langle : F_{\mu\nu}^a \tilde{D}^2 F_{\mu\nu}^a : \rangle}{\langle : F^2 : \rangle} = 2 \frac{\langle : f F^3 : \rangle}{\langle : F^2 : \rangle} - 2 \frac{\langle : g^4 J^2 : \rangle}{\langle : F^2 : \rangle}, \quad (4)$$

где $\langle : f F^3 : \rangle = \langle : f^{abc} F_{\mu\nu}^a F_{\nu\rho}^b F_{\rho\mu}^c : \rangle$, $J^2 = J_\mu^a J_\mu^a$ и $J_\mu^a = \bar{q}(x) \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu q(x)$. Значение $\lambda_q^2 \approx 0,5$ ГэВ², оцененное в ПС КХД, воспроизводится при $\rho_c \approx 2$ ГэВ⁻¹. Это число близко к оценке, полученной из феноменологии вакуума КХД в модели инстантонной жидкости. Тем не менее одноинстанционное приближение перестает работать в области больших расстояний.

В качестве решения возникшей проблемы в [3] было предложено рассмотреть инстанционное поле $A_\mu^{CI}(x)$ в физическом вакуумном поле $b_\mu(x)$, которое интерполирует длинноволновые вакуумные флуктуации. Было показано, что инстантон, взаимодействующий со слабым внешним полем, имеет экспоненциально спадающую асимптотику. Такое решение называется модифицированным инстантоном (МИ). Длинноволновое вакуумное поле $b_\mu(x)$ задается корреляционной функцией $\tilde{B}(x^2)$, определяемой ее интенсивностью $\langle F_b^2 \rangle_b$ и корреляционной длиной R . В такой системе, усреднив эффективное действие, рассмотренное в [3], по случайным ориентациям внешнего поля в пространстве цветов по отношению к фиксированной ориентации инстантона, мы получили уравнение движения

$$D_\mu^{ab} [A^{CI}] F_{\mu\nu}^{CI,b}(x) - \frac{N_c \langle F_b^2 \rangle_b}{24(N_c^2 - 1)} x^2 \Phi(x^2) A_\mu^{CI,a}(x) + \text{constraint term} = 0, \quad (5)$$

определяющее деформацию инстантона под воздействием слабого внешнего вакуумного поля. В уравнение (5) добавлено дополнительное условие, которое предотвращает инстантон от схлопывания. В уравнении (5)

$$\Phi(x^2) = 4 \int_0^1 d\alpha \int_0^1 d\beta \alpha \beta \tilde{B}[(\alpha - \beta)^2 x^2], \quad \Phi(0) = 1, \quad (6)$$

и N_c — число цветов. Из уравнения найдем асимптотики модифицированного инстанционного решения, которые не зависят от дополнительного условия:

$$A_{\mu, \text{asympt}}^{CI,a}(x) = \bar{\eta}_\nu^\mu \frac{2x_\nu}{x^2} a_{4/3} (\rho \eta_g)^2 K_{4/3} \left[\frac{2}{3} (\eta_g |x|)^{3/2} \right], \quad (7)$$

где $a_{4/3} = \frac{2}{\Gamma(1/3) 3^{1/3}}$ — нормировочный коэффициент; $K_{4/3}(z)$ — функция Макдональда и $\Gamma(z)$ — гамма-функция. Модифицированное решение экспоненциально падает на больших расстояниях $\sim \exp \left[-\frac{2}{3} (\eta_g |x|)^{3/2} \right]$ в отличие

от степенного поведения инстантона. Важно отметить, что вид асимптотики не зависит от модели для фонового поля, а параметр

$$\eta_g \sim \left(\frac{N_c}{9(N_c^2 - 1)} R \langle F_b^2 \rangle_b \right)^{1/3}$$

лишь слабо зависит от модели. В предположении, что фоновое поле слабое, профильная функция МИ оказывается близкой к профильной функции инстантона на расстояниях меньших, чем ρ_c , и спадает экспоненциально на расстояниях больших, чем η_g^{-1} . Зная независимые от дополнительного условия куски МИ, можно построить полное решение в форме anzata

$$A_{\mu}^{CI,a}(x) = \bar{\eta}_{\nu\mu}^a \frac{x_{\nu}}{x^2} \varphi_g(x^2), \quad \varphi_g(x^2) = \frac{\bar{\rho}^2(x^2)}{x^2 + \bar{\rho}^2(x^2)}, \quad (8)$$

где использованы обозначения

$$\bar{\rho}^2(x^2) = a_{4/3} \eta_g^2 x^2 K_{4/3} \left[\frac{2}{3} (\eta_g x)^{3/2} \right], \quad \bar{\rho}^2(0) = \rho^2.$$

Усредняя по ориентациям МИ в пространстве цветов, найдем инвариантные функции коррелятора глюонных напряженностей $D(x^2)$ и $D_1(x^2)$. Удобно определить следующие комбинации:

$$\begin{aligned} A(x^2) &= \delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} \frac{D^{\mu\nu, \rho\sigma}(x)}{\langle 0 | F_{\mu\nu}^2 | 0 \rangle^{CI}} = D(x^2) + D_1(x^2) + \frac{1}{2} x^2 \frac{\partial D_1(x^2)}{\partial x^2}, \\ B(x^2) &= 4 \frac{x_{\mu} x_{\rho}}{x^2} \delta_{\nu\sigma} \frac{D^{\mu\nu, \rho\sigma}(x)}{\langle 0 | F_{\mu\nu}^2 | 0 \rangle^{CI}} = D(x^2) + D_1(x^2) + x^2 \frac{\partial D_1(x^2)}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Функции $D(x^2)$ удовлетворяют граничным условиям в нуле: $D(0) + D_1(0) = 1$ и на бесконечности: $D(\infty) = D_1(\infty) = 0$. Окончательная форма комбинаций A и B приведена в работе [3].

Таким образом, модель вакуума КХД, построенная в терминах модифицированного инстантонного решения, удовлетворительно описывает поведение непертурбативной части глюонного коррелятора как на малых, так и на больших расстояниях. Нелокальные характеристики вакуума КХД имеют универсальный характер и играют принципиальную роль при построении реалистических моделей адронов [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikhailov S. V., Radyushkin A.V. // JETP Lett. 1986. V.43. P.712; Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V.49. P.494; Phys. Rev. D. 1992. V.45. P. 1754.*

2. *Dorokhov A. E., Esaibegyan S. V., Mikhailov S. V.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 4062.
3. *Dorokhov A. E., Esaibegyan S. V., Mikhailov S. V.* // Eur. J. Phys. C. 2000. V. 13. P. 331; hep-ph/9903450.
4. *Dorokhov A. E., Tomio L.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 014016.

УДК 539.12.01; 539.17.01

ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ С ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ

И. Д. Манджавидзе, А. Н. Сисакян*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Рассмотрен статус программы исследования процессов с очень большой множественностью, когда неупругость близка к единице. Приведено определение изучаемых процессов, обсуждаются мотивация исследований и экспериментально наблюдаемые предсказания.

The status of the programme of studying processes with high multiplicity, when inelasticity is close to unity, is considered. The definition of the processes under study is given, and the motivation of investigations and the experimentally observed predictions are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Будем рассматривать процессы с множественностью

$$n \gg \bar{n}(s), \quad (1)$$

где $\bar{n}(s)$ — средняя множественность рожденных частиц [1]. Мы не будем различать их по заряду, массе и т. д. При этом, чтобы избавиться от влияния границ фазового объема, будем считать, что

$$n \ll n_{\max} = \sqrt{s}/m, \quad (2)$$

где $m = 0,2$ ГэВ — типичная масса адрона. Более детальное определение области очень больших множественностей (ОБМ) зависит от конкретной модели [2].

Если ввести коэффициент неупругости $\kappa = 1 - \epsilon_{\max}/E$, где ϵ_{\max} — энергия самой быстрой из рожденных частиц в данной системе координат и E — полная энергия в той же системе, то область ОБМ можно также определить условием

$$1 - \kappa \ll 1. \quad (3)$$

*Постоянное место работы: Институт физики, Тбилиси, Грузия.

Фактически это означает, что в процессах ОБМ рождаются относительно медленные частицы. Это свойство предполагается положить в основу триггера по отбору интересующих нас событий. Следует отметить, что неупругие сечения с ОБМ крайне малы, $\leq 10^{-7} \sigma_{\text{tot}}$. По этой причине процессы с ОБМ могут наблюдаться, если остальные каналы рождения частиц соответствующим образом подавлены триггером [3].

1. ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ ПРОЦЕССОВ С ОБМ

Мотивацией для изучения ОБМ могут служить следующие соображения.

— Известно, что доминирующая в полных сечениях периферическая картина, отвечающая взаимодействию адронов на больших расстояниях $\sqrt{\ln s}$, справедлива лишь до $n \sim \bar{n}(s)^2$. Таким образом, мы намерены исследовать область применимости периферической картины [1].

— Имея ОБМ в конечном состоянии, естественно предположить, что при этом возбуждается максимально достижимое число степеней свободы сталкивающихся частиц, среди которых могут быть «новые», не наблюдавшиеся в обычных процессах [4].

— Если множественность рожденных частиц полагать мерой диссиpации первичной энергии, то в области ОБМ диссиpация и, соответственно, энтропия, достигают своего максимума. Тогда, исходя из общих положений, можно ожидать, что в области ОБМ система «равновесна». Здесь равновесие следует понимать, следя Н. Н. Боголюбову, как состояние с ослабленными корреляциями, когда спектры энергии частиц $\sim e^{-\beta \epsilon}$ описываются формулой Больцмана, где температура $1/\beta$ совпадает со средней энергией рожденных частиц [5].

— Вообще говоря, амплитуда процесса рождения n частиц должна зависеть, по крайней мере, от $(3n - 4)$ переменных. Это слишком большое число: при энергиях современных ускорителей $\bar{n}(s) \sim 100$. Тогда, если в области ОБМ имеет место термализация, система может быть достаточно полно описана всего лишь с несколькими параметрами. Подобное «грубое» описание лежит в основе термодинамики равновесных состояний [2, 6].

— Как достоверно известно из эксперимента, в адронных процессах полная термализация отсутствует: средняя множественность $\bar{n}(s) \sim \ln^2 s \ll n_{\text{max}}$. Это явление объясняется высокой группой симметрии теории, лежащей в основе физики адронов, которая, через соответствующие законы сохранения, ограничивает динамику. Выбирая канал с ОБМ, мы искусственно подавляем влияние этих законов сохранения, что, естественно, должно упростить динамику рассматриваемых процессов [2].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОГРАММА

Мы полагаем, что экспериментально, в первую очередь, необходимо изучить следующие наши утверждения.

— С ростом множественности процесс должен стать «жестким». Это утверждение следует понимать как неравенство для отношения среднего значения поперечного импульса к среднему продольному:

$$R = \frac{\bar{q}_\perp}{\bar{q}_\parallel} > \frac{\pi}{4}. \quad (4)$$

Напомним, что равенство означает изотропное распределение, а мультипериферическая кинематика предполагает, что $R < \pi/4$ [7].

— С ростом множественности система должна « успокаиваться ». Количественно это означает, что если энергетические многочастичные корреляторы малы:

$$\frac{|K_l(s, n)|^{2/l}}{K_2(s, n)} \ll 1, \quad (5)$$

то канонически-сопряженная энергии величина, а именно температура, полностью описывает систему [2, 5].

— Если неравенства (4) и (5) выполняются при ОБМ, то тогда, например, при условии

$$\left. \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \sigma_n \right|_{n_h=\text{const}} \neq \left. \frac{\partial}{\partial n_h} \sigma_n \right|_{n_\gamma=\text{const}}, \quad l = 2, 3, \dots, \quad (6)$$

процесс связывания цветного заряда в адроны можно считать фазовым переходом. В неравенстве (6) n_γ — число фотонов и n_h — число адронов.

— Мы предсказываем, что

$$\frac{\partial \mu(s, n)}{\partial n} \leq 0, \quad (7)$$

т. е. начальное состояние процесса рождения адронов становится неустойчивым относительно рождения адронов в области ОБМ. Здесь мы использовали, что в области ОБМ такая величина, как

$$-\frac{1}{n} \ln \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{\text{tot}}} = \mu(s, n) + O(1/n), \quad (8)$$

совпадает, с точностью до $O(1/n)$, с химпотенциалом $\mu(s, n)$, который определяет работу, затраченную на рождение одной частицы [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические исследования показали [1, 2], что

- идеология главного логарифмического приближения неприемлема в области ОБМ;
- реджевское описание имеет ограниченную область применимости в области ОБМ;
- теоретико-полевые схемы вычисления не позволяют выйти за область квазиклассического приближения;
- процессы множественного рождения относятся к классу сильнонеравновесных процессов, где обычные представления канонического формализма неприемлемы.

Поэтому была разработана новая схема [8], которая может быть использована на любых расстояниях, включая те, на которых стандартная теория возмущений КХД неприменима; она способна описывать наблюдаемые (сечения, корреляционные функции и т.д.).

Исследования по построению генератора событий, основанного на этой теории возмущений, интенсивно ведутся в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 5[31]. P. 5.
2. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Phys. Rep. 2001. V. 346. P. 1.
3. *Chelkov G., Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1999. No. 4[96]. P. 35;
Chelkov G. et al. // JINR Rapid Commun. 1999. No. 4[96]. P. 45.
4. *Сисакян А. Н., Слепченко Л. А.* Препринт ОИЯИ Р2-10651. Дубна, 1977;
Sissakian A. N., Slepchenko L. A. // Fizika. 1978. V. 10. P. 21;
Mavrodiev S. Ch. et al. // Sov. Yad. Phys. 1979. V. 30. P. 245.
5. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Proc. of N. N. Bogolyubov Memorial Conf. Dubna, 2000.
6. *Manjavidze J.* // El. Part. At. Nucl. 1985. V. 16. P. 101.
7. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 2[81]. P. 13.
8. *Manjavidze J., Sissakian A.* // J. Math. Phys. 2000. V. 41. P. 5710; 2001. V. 42. P. 641;
Manjavidze J., Sissakian A. // Th. Math. Phys. 2000. V. 123. P. 776; to be published. 2002.

УДК 539.17.01

ПРОЦЕССЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НА e^+e^\pm -, ep -, $\gamma\gamma$ -КОЛЛАЙДЕРАХ

А. Б. Арбузов, Э. А. Кураев, Б. Г. Шайхатденов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан обзор современного состояния теоретического описания процессов глубоконеупругого лептон-нуклонного и электрон-позитронного рассеяний на большие углы с учетом радиационных поправок в лидирующем и следующем за лидирующим приближениях. Рассмотрены также принципы создания и физическая программа для фотон-фотонных коллайдеров.

The present status of theoretical description of deep-inelastic lepton-nucleon as well as large angle Bhabha scattering with account for radiative corrections in the leading and next-to-leading approximations are reviewed. Also considered is a build-up principle and physical programme of the photon-photon colliders.

Прецизионные измерения на современных электрон-позитронных и электрон-протонных коллайдерах требуют достаточно точного описания сечений нормирующих процессов, необходимых для определения светимости.

Для электрон-позитронных установок таким процессом является процесс (квази)упругого рассеяния (процесс Баба) на большие и малые углы. На установках LEP1, LEP2 детально изучались свойства промежуточных W -, Z -бозонов. Точность, предъявляемая к теоретически рассчитанному сечению, составляла менее десятой доли процента. Знания сечения процесса в борновском приближении оказывается недостаточно, вклады радиационных поправок (РП) высших порядков теории возмущений (ТВ), связанные с излучением виртуальных и реальных фотонов и e^+e^- -пар, оказываются существенными вплоть до слагаемых 3-го порядка ТВ. В цикле работ [1], выполненных в течение нескольких лет, были рассчитаны РП к сечению в случае рассеяния на малые и большие углы. Результаты этих работ были использованы в числе других подходов для прецизионного измерения светимости на коллайдере ЦЕРН [2].

При вычислении дифференциального сечения жесткого тормозного излучения на большой угол нами было обнаружено отклонение от дрэлл-янновской формы сечения даже в лидирующем приближении — сечение с учетом РП не выражается в терминах борновского. В работе [3] дан анализ этого явления.

Для процессов 4-го порядка ТВ нами были вычислены сечения излучения двух жестких фотонов и жесткой пары в коллинеарной и неколлинеарной

кинематике, сделана оценка нелидирующих вкладов (не содержащих степеней большого логарифма отношения энергии электронов к их массе) [4].

Не менее актуальна задача вычисления РП к сечениям процессов глубоко-неупругого рассеяния. В работе [5] было вычислено сечение в упругой по протону мишени кинематике. Для этого случая получено сечение в лидирующем и нелидирующем приближениях для кинематических условий экспериментов, проводимых в DESY.

В работе [6] исследован вопрос об обобщенном эйкональном представлении амплитуд рассеяния на малые углы. Для этой цели вычислены РП к сечению e^+e^- -рассеяния на малые углы в двухпетлевом приближении. Показано, что представление амплитуды в виде произведения формфактора на амплитуду в эйкональном приближении нарушается за счет вклада непланарных диаграмм Фейнмана. Для амплитуд получены явные выражения.

В работе [7] вычислены спиральные амплитуды для процессов e^-e^\pm -рассеяния на малые углы с излучением двух фотонов на малый угол вдоль оси пучков. Проанализировано поведение амплитуд с сохранением и нарушением спиральности. Рассмотренная кинематическая область дает главный вклад в сечение, что является мотивацией для нашего анализа.

С целью определения степени поляризации линейно-поляризованных фотонов на опыте используется процесс фоторождения лептонной пары на электроне (веществе). В работе [8] сделан анализ ведущих (не исчезающих в пределе высоких энергий фотона) и неведущих вкладов в сечение процесса, приведены данные численного расчета и дано сравнение с результатами предыдущих работ и данными опыта.

В обзоре [9] рассмотрены принципы создания и физическая программа для фотон-фотонных коллайдеров. Уделено внимание нелинейным эффектам в процессе комптоновского рассеяния назад как механизму, определяющему светимость коллайдеров. Рассмотрены некоторые калибровочные процессы, которые можно использовать для оперативного определения светимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arbuzov A., Kuraev E., Shaikhatdenov B. // Mod. Phys. Lett. A. 1998. V. 13. P. 2305;
Arbuzov A. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 394. P. 218.
2. Arbuzov A. et al. CERN 95-03. 1995. P. 369.
3. Arbuzov A., Kuraev E., Shaikhatdenov B. // ZhETP. 1999. V. 88. P. 213.
4. Antonelli V., Kuraev E., Shaikhatdenov B. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 568. P. 40.
5. Akushevich I., Kuraev E., Shaikhatdenov B. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 053016.
6. Kuraev E., Lipatov L., Shishkina T. // ZhETP. 2001. V. 119. P. 1.
7. Schiller A. et al. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 570. P. 359.
8. Akushevich I. A. et al. // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 032703.
9. Galynski M., Kuraev E., Levchuk M. // Part. and Nucl. 2000. V. 31, No. 4. P. 157.

УДК 539.12

О НАБЛЮДАЕМЫХ ЭФФЕКТАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С КВАРК-ГЛЮОННОЙ ($gQ\bar{Q}$) И МУЛЬТИКВАРКОВОЙ ($6q$) ВАЛЕНТНОЙ СТРУКТУРОЙ

С. Б. Герасимов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Рассмотрены некоторые экспериментально наблюдаемые следствия существования экзотических гибридных ($gQ\bar{Q}$) и шестиварковых ($6q$)-резонансов. Вычислены характеристики лептонного распада низшего векторного ($gc\bar{c}$)-чармония и двухфотонного механизма образования и распада низшего ($6q$)-резонанса, образованного в протон-протонных столкновениях и не распадающегося на пару нуклонов, которые помогают идентифицировать и затем изучать экзотическую природу этих состояний.

Some experimental signatures of exotic hybrid ($gQ\bar{Q}$) and six-quark ($6q$)-resonances are discussed. The characteristics of the lowest ($gc\bar{c}$) hybrid vector charmonium leptonic decay and the two-photon mechanism of the production and subsequent decay of the NN -decoupled ($6q$)-resonance in proton-proton collisions are indicated that facilitate the identification and further study of the exotic nature of these resonances.

Идентификация и исследование экзотических мультиварковых и гибридных $gQ\bar{Q}$ -состояний могут дать принципиально важную и существенно новую информацию о непертурбативной КХД и кварк-глюонных взаимодействиях в несинглетных цветовых состояниях. Кроме того, гибридные кварк-глюонные конфигурации, присутствующие в тяжелых кваркониях, могут заметно влиять на взаимодействия тяжелых мезонов с легкими адронами (пионами, нуклонами) в ядерной среде и, следовательно, на надежность диагностики образования кварк-глюонной плазмы по ожидаемому уменьшению сечения образования тяжелых кваркониев в ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновениях.

Для включения в явной форме глюонных степеней свободы в спектроскопию тяжелых кваркониев мы рассмотрели в рамках предложенных нами ранее релятивистских уравнений шредингеровского типа и адабатического подхода, аналогичного подходу Борна-Оппенгеймера, свойства низших гибридных $\bar{Q}Qg$ -мезонов ($Q = c, b$) и оценили эффекты их смешивания с низколежащими векторными состояниями $c\bar{c}$ -чармония. Полученные при этом отношения лептонных ширин J/Ψ^- , Ψ'^- , $\Psi(4,04)^-$ и $\Psi(4,16)$ -резонансов

хорошо согласуются с экспериментом. Удивительный факт приближенного равенства лептонных ширин $\Psi(4, 04)$ - и $\Psi(4, 16)$ -резонансов объясняется в рамках нашего подхода посредством когерентного сложения по отдельности малых примесных амплитуд $(1S)-(3S)$ -состояний чармония векторе состояния $\Psi(4, 16)$ -резонанса, являющегося доминантно-гибридным состоянием. В этом состоит качественное отличие результата нашего подхода от широко обсуждавшейся в литературе гипотезы случайной близости масс «теоретически чистых» состояний 3S_1 -чармония и гибридного мезона, которая приводила бы к равным по модулю амплитудам $(3S)$ - и гибридной $\bar{c}cg$ -конфигурации в векторах состояния физических $\Psi(4, 04)$ - и $\Psi(4, 16)$ -резонансов [1].

В качестве предпосылки к расчетам амплитуд каскадных адронных распадов тяжелых кваркониев и их взаимодействий с легкими адронами (пионами, нуклонами), был выполнен расчет коэффициентов цветовой поляризуемости пионов глюонным полем, которое формируется примесью умеренно-жестких «валентных» глюонов в низших по массе связанных состояниях чармониев. Амплитуда $\pi\pi gg$ -взаимодействия, пропорциональная коэффициентам глюонной поляризуемости пионов, дает, таким образом, определенный вклад в полную амплитуду взаимодействия пионов с тяжелыми кваркониями. В линейной σ -модели, включающей пионы, легкий (изо)скалярный $\sigma(\sim 600 \text{ МэВ})$ -мезон и конституентные u - и d -кварки, были вычислены хромоэлектрическая (α_g) и хромомагнитная (β_g) поляризуемости пиона, и в пределе нулевых энергий (т. е. в приближении эффективного радиуса) сечение $\pi J/\Psi$ -взаимодействия найдено равным $\sigma(\pi J/\Psi) \simeq 1,9$ [1]. Отметим, что реакция пионов на приложенное хромоэлектрическое и хромомагнитное поле подобна реакции среды с «диэлектрическими» ($\alpha_g \leq 0$) и «парамагнитными» ($\beta_g \geq 0$) свойствами. При этом амплитуда пион-кваркониевого (например, пион-чармониевого) взаимодействия, обусловленная присутствием гибридной примеси, в области малых энергий имеет гладкое поведение и не проявляет быстрого падения при стремлении энергии к нулю, в отличие от механизма обмена мягкими глюонами, ответственного за взаимодействие ван-дер-ваальсовского типа.

В ряде работ, посвященных построению моделей киральных солитонов в секторе с барионным квантовым числом $B \geq 2$, была отмечена возможность существования нестранных дифарионов с массами ниже порога образования пионов и со строгим или приближенным запретом распадов на пару нуклонов. Доминирующей модой их распада тогда должны быть радиационные распады. Вычисление масс и ширин этих теоретически чрезвычайно интересных состояний на основе релятивистских волновых уравнений выглядит, однако, крайне ненадежным из-за отсутствия в настоящее время сколько-нибудь разработанных и обоснованных способов аналитического представления кваркового взаимодействия в 6-кварковых системах. Поэтому основной акцент в разработке этой темы на данном этапе был нами сделан на феноменологическом рассмотрении и обосновании наиболее адекватного имеющимся

экспериментальным возможностям и условию надежной интерпретации метода поисков такого рода дигардионов. В этой связи нами был предложен новый способ поиска экзотически-узких низколежащих дигардионов в реакциях с испусканием двух фотонов при взаимодействии нуклонов промежуточных энергий [2, 3], который свободен от внутренне присущих трудностей всех использовавшихся ранее реакций с участием или образованием мультиадронных состояний. На основе этого метода сотрудничеством ДИБ2 γ (ОИЯИ) был выполнен эксперимент, обнаруживший характерную структуру в энергетическом спектре фотонов и свидетельствующий о существовании экзотического узкого дигардиона с массой $\simeq 1950$ МэВ [4]. Этот результат демонстрирует новые возможности исследования ранее неизвестных мультиварковых состояний в физике адронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gerasimov S. B. On Valence Gluons in Heavy Quarkonia // Proc. of XI Intern. Conf. «Problems of Quantum Field Theory», Dubna, July, 13–17, 1998 / Ed. by B. M. Barbashov, G. V. Efimov, A. V. Efremov. 1999. P. 487–491; Proc. of Intern. Workshop on Hadron Physics: Effective Theories of Low Energy QCD, Coimbra, Portugal, Sept. 10–15, 1999 / Ed. by A. H. Blin et al. AIP, 2000. P. 265–272.*
2. *Gerasimov S. B. Two-Photon Processes in Two-Nucleon Systems as a Tool of Searching for Exotic Six-Quark Resonances // Proc. of the 14th Intern. Seminar on HEP Problems: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics / Ed. by A. M. Baldin, V. V. Burov. Dubna, 2000. V. 1. P. 98–106.*
3. *Gerasimov S. B. Possible Exotic Resonance Effects in Two-Photon — Two-Nucleon Processes // Czech. J. Phys. 2001. V. 51.*
4. *Boreiko V. F. et al. Search for NN -Decoupled Dibaryons in the $pp \rightarrow \gamma\gamma X$ Reaction Below the Pion Production Threshold // Subm. to «Phys. Rev. C»; e-Print Archive: nucl-ex/0012011.*

УДК 539.12

РАДИАЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫЕ МЕЗОННЫЕ НОНЕТЫ И ГЛЮБОЛ

M. K. Волков, В. Л. Юдичев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Показано, что 19 экспериментально наблюдаемых скалярных мезонных состояний в интервале масс от 0,4 до 1,7 ГэВ могут быть интерпретированы как глюбол с массой 1500 МэВ и два noneta скалярных мезонов. Первый nonet состоит из основных состояний мезонов с массами меньше 1 ГэВ, а второй является nonetом их первых радиальных возбуждений, тяжелее 1,3 ГэВ и легче 1,7 ГэВ. Для описания глюболя и двух nonetов используется $U(3) \times U(3)$ киральная кварковая модель типа Намбу–Юна–Лазинио.

It is shown that 19 experimentally observed scalar meson states in the mass range from 0.4 to 1.7 GeV can be interpreted as a glueball with the mass 1500 MeV and two nonets of scalar mesons. The first nonet consists of the ground meson states with masses less than 1 GeV, and the second one is the nonet of their first radial excitations, heavier than 1.3 GeV and lighter than 1.7 GeV. For the description of the glueball and the two meson nonets, a $U(3) \times U(3)$ chiral quark model of the Nambu–Jona–Lasinio type is used.

Описание основных и возбужденных состояний скалярных, псевдоскалярных и векторных мезонов (включая скалярный глюбол) является актуальной и сложной проблемой, привлекающей внимание многих физиков в последние годы (см., например, [1]). При этом наиболее сложные проблемы возникают при описании скалярных мезонов. Действительно, в интервале масс от 0,4 до 1,7 ГэВ экспериментально обнаружено 19 скалярных мезонных состояний, и до сих пор для них не существует однозначной интерпретации (см. [1]). Различные авторы по-разному идентифицируют эти состояния, при этом никто не дает полной классификации всех 19 состояний. Проблема усложняется тем, что в упомянутом выше интервале масс кроме основных и радиально-возбужденных скалярных кваркониев существует также и скалярный глюбол, который сильно смешивается с другими скалярными изоскалярными состояниями. В настоящее время глюбол не идентифицирован однозначно. Наиболее вероятными претендентами на роль скалярного глюболя, по мнению многих авторов, являются состояния $f_0(1500)$ и $f_0(1710)$. В наших работах мы показали, что все вышеупомянутые 19 скалярных мезонных состояний можно рассматривать как два noneta скалярных кваркониев и скалярный глюбол ($f_0(1500)$).

Несколько проще ситуация в случае псевдоскалярных мезонов (в рассматриваемом интервале масс), где нет необходимости вводить дополнительное состояние (глюбол). Однако здесь, так же, как и в случае скалярных мезонов, следует учитывать синглет-октетное смешивание для основных и возбужденных состояний псевдоскалярных изоскалярных мезонных нонетов.

Еще более простая ситуация имеет место в случае векторных мезонных нонетов, где возникает идеальное синглет-октетное смешивание при описании как основных, так и возбужденных состояний.

Ряд работ, опубликованных нами за последние несколько лет, был посвящен решению указанных выше проблем [2–7]. Для этого нами была использована нелокальная киральная кварковая модель типа Намбу–Иона–Лазинио [2–4]. В этой модели для описания возбужденных состояний были использованы простые формфакторы полиномиального вида в лоренц-ковариантной форме. Для исследования первых радиальных возбуждений оказалось достаточно полиномов второго порядка по относительному импульсу кварков. В этом случае каждый формфактор содержит два параметра: внешний и внутренний. Внешний параметр определяет массу возбужденного состояния, в то время как внутренний не является произвольным, а фиксируется из условия, что уравнения щели не меняют своей формы после введения возбужденных состояний мезонов в лагранжиан. Тогда составляющие массы кварков и кварковые конденсаты также не изменяются. В результате воспроизводятся все низкоэнергетические теоремы в киральном пределе и механизм спонтанного нарушения киральной симметрии. Благодаря этому, а также киральной симметрии, позволившей использовать одни и те же формфакторы как для скалярных, так и для псевдоскалярных мезонов, число параметров в модели заметно сокращается: для описания спектра масс радиально-возбужденных скалярных и псевдоскалярных мезонных нонетов оказывается достаточно 4 произвольных (внешних) параметров. Для описания векторных мезонных нонетов нужно добавить еще 3 параметра. При этом для вычисления всех констант сильного взаимодействия основных и возбужденных состояний мезонов эти параметры не требуются.

Для описания синглет-октетного смешивания мы включили в модель 6-кварковое взаимодействие т'Хоффта, индуцированное инстантонными взаимодействиями. Это взаимодействие позволяет описать синглет-октетное смешивание как в скалярном, так и в псевдоскалярном секторах [4, 5].

Для введения глюболов в эффективный мезонный лагранжиан была использована дилатонная модель, основанная на приближенной масштабной инвариантности. Как и в КХД, масштабная инвариантность нарушена членами, которые содержат токовые массы кварков, а также членами, индуцированными глюонными аномалиями. Такая модель, описывающая только основные состояния скалярных кваркониев и глюболов, была построена в работе [6]. Наши вычисления показали, что состояние $f_0(1500)$ в основном состоит из

глюбola, в то время как $f_0(1710)$ является возбужденным состоянием кваркония $f_0(980)$.

В работе [7] мы объединили методы, использованные ранее в [5] и [6], для построения окончательного варианта расширенной нелокальной $U(3) \times U(3)$ -модели с глюболом, позволяющей описать все 19 скалярных и 18 псевдоскалярных мезонных состояний в интересующем нас интервале масс. Здесь мы учли смешивание между 5 скалярными изоскалярными состояниями, а также между 4 псевдоскалярными изоскалярными состояниями.

На основе приближенной киральной симметрии нам удалось по массам возбужденных псевдоскалярных мезонных состояний предсказать спектр масс радиально-возбужденных состояний скалярных мезонов [4, 5, 7]. Сравнение его с экспериментальными данными позволило нам интерпретировать 19 скалярных мезонов как глюболов и два нонета кваркониев: нонет основных состояний (с массами ниже 1 ГэВ) и нонет первых радиальных возбуждений (с массами выше 1 ГэВ) [7]. Были также описаны все основные сильные распады радиально-возбужденных скалярных и псевдоскалярных мезонов [4, 7]. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными подтвердило нашу интерпретацию этих состояний. Было показано, что глюбол, оказывается, заметно смешивается с состояниями $f_0(400\text{--}1200)$ и $f_0(1370)$, в основном состоящими из u - и d -кварков, и слабо смешивается с состояниями $f_0(980)$ и $f_0(1710)$, состоящими в основном из s -кварков.

Помимо скалярных мезонов нами были описаны радиально-возбужденные псевдоскалярные и векторные мезоны. В псевдоскалярном секторе был описан спектр масс первых радиальных возбуждений с учетом синглет-октетного смешивания и основные моды сильных распадов. Были также вычислены константы слабого распада $F_{\pi'}$ и $F_{K'}$ [2–4]. Показано, что в киральном пределе они обращаются в нуль, что соответствует теореме ЧСАТ.

В работах [3, 4] был также описан спектр масс и основные моды сильных распадов первых радиальных возбуждений векторных мезонов.

Таким образом, наша модель позволила с помощью дополнительных 8 параметров (7 параметров связаны с формфакторами, а 8-й — с введением глюбola) описать спектры масс трех возбужденных мезонных нонетов и скалярного глюбola, дать полную интерпретацию всех экспериментально известных скалярных мезонных состояний в интервале от 0,4 до 1,7 ГэВ и описать основные сильные распады этих мезонов. При этом модель удовлетворяет всем низкоэнергетическим теоремам в киральном пределе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dmitrašinović V.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1383;
Amsler C., Close F. // Phys. Lett. B. 1995. V. 353. P. 385;
Palano A. // Nucl. Phys. C. (Proc. Suppl. B.) 1995. V. 39. P. 287;

- Jaminon M., Van den Bosche B. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 619. P. 285;*
Anisovich V. V., Bugg D. V., Sarantsev A. V. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 111503;
Narison S. // Nucl. Phys. B. 1998. V. 509. P. 312.
2. *Volkov M. K., Weiss C. // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 221.*
 3. *Волков М. К. // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 2094.*
 4. *Волков М. К., Юдичев В. Л. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. С. 576.*
 5. *Volkov M. K., Yudichev V. L. // Int. J. Mod. Phys. A. 1999. V. 14. P. 4621.*
 6. *Volkov M. K., Yudichev V. L. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 109.*
 7. *Volkov M. K., Yudichev V. L. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 223.*

УДК 539.143

ЭФФЕКТЫ АНГАРМОНИЧНОСТИ И ДВОЙНЫЕ ГИГАНТСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

B. B. Воронов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан краткий обзор результатов микроскопических расчетов характеристик двойных гигантских дипольных резонансов. Особое внимание уделено исследованию ангармонических эффектов и их влияния на свойства двойных резонансов. Найдено, что отклонение энергий двойных гигантских дипольных резонансов от гармонического предела имеет зависимость A^{-1} .

A brief review of recent results of the microscopic calculations to describe characteristics of the double giant dipole resonances (DGDR) is presented. A special attention is paid to a microscopic study of the anharmonic properties of the DGDR. It is found that the deviation of the energy centroid of the DGDR from the harmonic limit follows A^{-1} dependence.

Открытие двойных гигантских дипольных резонансов (ДГДР) в атомных ядрах [1–5] и наблюдение небольших отклонений от предсказаний гармонической модели для энергий возбуждения и ширин ДГДР с одновременно заметным отклонением от гармонической картины для сечений кулоновского возбуждения при столкновении релятивистских тяжелых ионов [4] требуют более глубокого понимания роли ангармонических эффектов в спектрах ДГДР. Существует несколько факторов влияния ангармоничности на сечения электромагнитного возбуждения. Энергетические сдвиги ДГДР из-за ангармоничности влияют на сечения из-за их экспоненциальной зависимости от энергии [6]. Кроме того, изменяются матричные элементы дипольных переходов и из-за смешивания конфигураций с различным числом фононов появляется множество путей по сравнению с гармонической картиной для электромагнитного возбуждения ДГДР. Вышеупомянутые вопросы инспирировали большое число теоретических работ [7–16], и одной из нерешенных проблем до недавнего времени оставался вид зависимости от массового числа для энергетических сдвигов ДГДР от гармонических значений.

Первые систематические исследования ангармонических сдвигов ДГДР для ядер в широкой массовой области с учетом смешивания одно- и двухфононных конфигураций (влияние трехфононных состояний на эти сдвиги мало [11]) были проведены недавно в [17, 18]. В данной работе мы обсудим результаты микроскопического исследования ангармоничности ДГДР.

Гамильтониан, использовавшийся в расчетах, включает протонное и нейтронное среднее поле в форме потенциала Саксона–Вудса, монопольное спаривающее взаимодействие и остаточные мультипольные силы, силовые константы которых подбирались так, чтобы описывались низколежащие колебательные состояния и гигантские резонансы [19, 20].

Так как мы исследуем ангармонические свойства двухфононных возбужденных состояний с угловым моментом J и его проекцией M , волновые функции для них можно записать в виде суперпозиции одно- и двухфононных конфигураций:

$$|\Psi_{JM}^{\nu}\rangle = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{Ji}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \leq \lambda_2 i_2} P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) \frac{[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM}}{\sqrt{1 + \delta_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2}}} \right\} |\rangle_{ph}, \quad (1)$$

где $|\rangle_{ph}$ — фононный вакуум. Связь двухфононных состояний с трехфононными ведет к фрагментации силы последних и рассматривалась в нашей предыдущей работе [11]. Использовано обозначение:

$$[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} = \sum_{\mu_1 \mu_2} C_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{JM} Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+,$$

где C — коэффициент Клебша–Гордана.

Мы учитываем фермионную структуру фононных операторов. Оператор рождения фонона $Q_{\lambda \mu i}^+$ с мультипольностью λ , проекцией μ и порядковым номером i является линейной комбинацией двухквазичастичных операторов рождения α_{jm}^+ и уничтожения α_{jm} с оболочечными квантовыми числами $j \equiv (n, l, j)$ и m :

$$Q_{\lambda \mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau} \sum_{jj'}^{n,p} \left\{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_j^+ \alpha_{j'}^+]_{\lambda \mu} - (-1)^{\lambda - \mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'}^- \alpha_j]_{\lambda - \mu} \right\}. \quad (2)$$

Энергии однофононных состояний $\omega_{\lambda i}$ находятся путем решения уравнений приближения случайных фаз. Эти уравнения позволяют найти величины прямых $\psi_{jj'}^{\lambda i}$ и обратных $\varphi_{jj'}^{\lambda i}$ фононных амплитуд в уравнении (2). Для сепарируемых остаточных сил с радиальным формфактором $f_{\lambda}(r)$ они имеют вид

$$\begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix}_{jj'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{Y}_{\tau}^{\lambda i}}} \frac{f_{jj'}^{\lambda}(\tau)(u_j v_{j'} + v_j u_{j'})}{\varepsilon_j + \varepsilon_{j'} \mp \omega_{\lambda i}},$$

где $f_{jj'}^{\lambda} = \langle j' || f_{\lambda}(r) || j \rangle$; u_j и v_j — коэффициенты преобразования Боголюбова; ε_j — одноквазичастичная энергия, а \mathcal{Y}_{τ} — нормировочный коэффициент [20]. Квазичастичные энергии и коэффициенты u_j , v_j определяются при решении уравнений БКШ.

Чтобы найти энергии $E_\nu(J)$ состояний (1) и коэффициенты R и P , мы диагонализуем следующую матрицу:

$$\begin{aligned} & \left\| \langle \Psi_J^{\nu'} | H | \Psi_J^\nu \rangle - E \langle \Psi_J^{\nu'} | \Psi_J^\nu \rangle \right\|_{[\nu \times \nu']} = \\ &= \begin{vmatrix} \langle [Q_{\lambda_4 i_4} Q_{\lambda_3 i_3}]_J | H | [Q_{\lambda_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 i_2}]_J \rangle & U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) \\ U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_4 i_4}(Ji) & \omega_{Ji} - E \end{vmatrix} = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

для данного значения J .

Наш модельный гамильтониан может быть переписан в терминах квазичастичных и фононных операторов:

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i i'} \sum_{\tau} \frac{X_{\tau}^{\lambda i} + X_{\tau}^{\lambda i'}}{\sqrt{\mathcal{Y}_{\tau}^{\lambda i} \mathcal{Y}_{\tau}^{\lambda i'}}} Q_{\lambda \mu i}^+ Q_{\lambda \mu i'} + H_{\text{int}}, \quad (4)$$

где

$$X_{\tau}^{\lambda i} = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'}^{\tau} \frac{[f_{jj'}^{\lambda}(\tau)(u_j v_{j'} + v_j u_{j'})]^2 (\varepsilon_j + \varepsilon_{j'})}{(\varepsilon_j + \varepsilon_{j'})^2 - \omega_{\lambda i}^2}$$

и H_{int} отвечает за взаимодействие между квазичастицами и фононами. Если пренебречь этим членом, то гамильтониан становится диагональным в пространстве однофононных состояний.

Явный вид для матричных элементов взаимодействия между одно- и двухфононными состояниями, выражаемых через величины, входящие в гамильтониан, и фононные амплитуды можно найти, например, в [18]. При этом учитывается фермионная структура фононных операторов и их точные коммутационные соотношения, что гарантирует выполнение принципа Паули.

Для того чтобы исследовать ангармонические сдвиги в чистом виде и исключить энергетическую зависимость, которая содержится в сечениях двухступенчатого возбуждения ДГДР в реакциях столкновения релятивистских тяжелых ионов и также изменяет энергию центроида ДГДР по отношению к удвоенной энергии одиночного гигантского дипольного резонанса (ГДР), мы рассчитывали энергетически независимую величину:

$$\begin{aligned} B_\nu([E1 \times E1]_J) &= \left| \sum_i \langle \Psi_J^\nu | E1 | \Psi_{1-}^i \rangle \langle \Psi_{1-}^i | E1 | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle \right|^2 = \\ &= \frac{2J+1}{3} \left| 2 \sum_{i_1 \leq i_2} P_{1-i_1}^{1-i_2}(J\nu) \frac{M_{i_1}(E1) M_{i_2}(E1)}{\sqrt{1 + \delta_{i_1, i_2}}} \right|^2, \quad (5) \end{aligned}$$

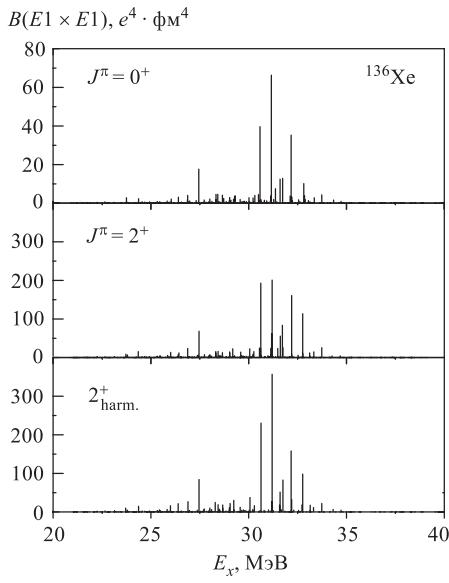


Рис. 1. Энергетические распределения величин $B(E1 \times E1)$, связанных с возбуждением компонент 0^+ и 2^+ ДГДР в ^{136}Xe , в сравнении с той же величиной для компоненты 2^+ в гармоническом пределе. Шкалы выбраны пропорциональными ($2J + 1$)

где $M_i(E1) = \langle 1_i^- | E1 | 0_{\text{g.s.}}^+ \rangle$ — приведенный матричный элемент $E1$ -возбуждения i -го однофононного 1^- -состояния из основного состояния ядра. Промежуточные состояния Ψ_{1-}^i , формирующие ГДР, описываются в однофононном приближении. Рассчитанные величины должны сравниваться с величинами, соответствующими гармонической картине возбуждения, когда коэффициенты $P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) = \delta_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2, 1-i_1 1-i_2}$, а энергия возбуждения двухфононной конфигурации $[1^{-}i_1 \times 1^{-}i_2]_J$ точно равна $(\omega_{1-i_1} + \omega_{1-i_2})$.

В расчетах учитывались все однофононные состояния с мультипольностью λ от 0 до 4 и энергией возбуждения до 50 МэВ. Базис двухфононных конфигураций формировался из состояний, дающих вклад более 0,2 % в классическое энергетически взвешенное правило сумм (ЭВСП) для дипольных фононов и более 1,0 % для фононов остальных мультипольностей.

На рис. 1 показана величина $B_\nu([E1 \times E1]_J)$ для различных состояний ν с угловыми моментами и четностями 0^+ и 2^+ в ядре ^{136}Xe .

Результаты расчетов представлены в таблице.

Во второй колонке показано исчерпывание классического дипольного ЭВПС. Третья колонка содержит исчерпывание правила сумм для ДГДР $S_2^{(1)}$ для суммы компонент 0^+ и 2^+ ДГДР. Эта величина определена следующим образом [21]:

$$S_2^{(1)} = 4S_1^{(0)}S_1^{(1)},$$

где $S_1^{(1)}$ — классическое ЭВПС для ГДР и величина

$$S_1^{(0)} = \sum_i |\langle 1_i^- | E1 | \text{g.s.} \rangle|^2$$

Процент исчерпывания ЭВПС для ГДР и ДГДР в ядрах, указанных в первой колонке. В колонках 4 и 5 представлены ангармонические сдвиги $\Delta E_c(J^\pi)$ энергетических центроидов компонент $J^\pi = 0^+$ и 2^+ ДГДР по сравнению с гармоническим пределом

<i>A</i> Ядро	ЭВПС, %		$\Delta E_c(J^\pi)$, кэВ	
	ГДР	ДГДР	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$
^{40}Ca	104	103	-643	-740
^{58}Ni	104	103	-476	-495
^{86}Kr	106	105	-309	-271
^{120}Sn	106	105	-199	-194
^{136}Xe	103	102	-203	-179
^{208}Pb	94	94	-108	-158

рассчитывается при описании ГДР в однофононном приближении. В последних колонках таблицы приведены ангармонические сдвиги энергетического центриода ДГДР

$$E_c(J) = \frac{\sum_\nu B_\nu([E1 \times E1]_J) E_\nu(J)}{\sum_\nu B_\nu([E1 \times E1]_J)}$$

по сравнению с гармоническим пределом, т. е. удвоенной величиной энергетического центриода для ГДР. Поправки, возникающие при учете принципа Паули, ответственны за появление таких сдвигов.

Зависимость от массового числа ангармонических сдвигов для компонент 0^+ и 2^+ ДГДР показаны на рис. 2. Линиями показаны предсказания макроскопических подходов для A -зависимости сдвигов: A^{-1} (сплошная линия) из [19] и $A^{-5/3}$ (штриховая линия) из [13].

Результаты наших расчетов очень хорошо совпадают со сплошной кривой для всех ядер. Складывая с одинаковыми весами компоненты 0^+ и 2^+ ДГДР и используя метод наименьших квадратов, мы получаем зависимость от массового числа для сдвига $|\Delta E| \sim A^{-\alpha}$ с $\alpha = 1,08 \pm 0,06$. Следует подчеркнуть, что наши расчеты сдвигов не содержат свободных параметров, так как дипольные

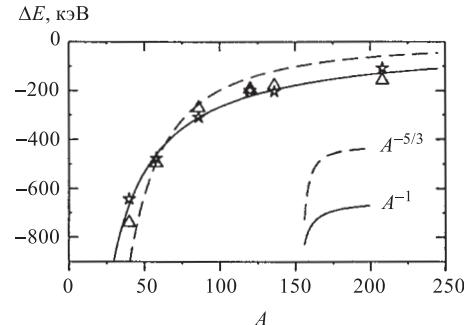


Рис. 2. Сдвиги энергетического центриода ДГДР (0^+ — звездочки; 2^+ — треугольники) от гармонического предела. Сплошная и штриховая линии представляют A^{-1} - и $A^{-5/3}$ -зависимости макроскопических моделей соответственно

силовые константы были зафиксированы по экспериментальным значениям энергий ГДР.

На основании проведенных исследований можно заключить, что отклонение энергетического центроида двойного гигантского дипольного резонанса от гармонического предела имеет зависимость от массового числа, характерную для зависимостей, связанных с глобальными свойствами системы, подобно, например, зависимости энергии возбуждения ГДР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mordechai S., Moore C. F.* // Int. J. Mod. Phys. E. 1994. V. 3. P. 39.
2. *Emling H.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 33. P. 729.
3. *Chomaz P., Frascaria N.* // Phys. Rep. 1995. V. 252. P. 275.
4. *Aumann T. et al.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 351.
5. *Bertulani C. A., Ponomarev V. Yu.* // Phys. Rep. 1999. V. 321. P. 139.
6. *Winther A., Adler K.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 319. P. 518.
7. *Catara F., Chomaz Ph., Van Giai N.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 233. P. 6.
8. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1168.
9. *Nishizaki S., Wambach J.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1515.
10. *Volpe C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 521; ibid. 1999. V. 647. P. 246.
11. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 251.
12. *Bortignon P. F., Dasso C. H.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 574.
13. *Bertsch G. F., Feldmeier H.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 839.
14. *Lanza E. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 613. P. 445.
15. *Hamamoto I.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054320.
16. *Bertsch G. F., Bortignon P. F., Hagino K.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 657. P. 59.
17. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1400.
18. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 687. P. 170c.
19. *Bohr A., Mottelson B. R.* Nuclear Structure. N. Y.; Benjamin, 1975. V. 2.
20. *Soloviev V. G.* Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles, Phonons. Bristol, 1992.
21. *Kurasawa H., Suzuki T.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 374.

УДК 539.172; 539.173

КЛАСТЕРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СЛИЯНИЯ И КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, Р. В. Джолос, А. К. Насиров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Предложена новая модель слияния ядер, которая позволяет описывать сечения образования сверхтяжелых элементов и выходы продуктов квазиделения. Кластерная интерпретация позволяет обосновать предпочтительность движения двойной ядерной системы к составному ядру по координате массовой асимметрии. Подбарьерные процессы рассматриваются на основе теории открытых квантовых систем.

New model of nuclear fusion is suggested to describe the formation cross sections of superheavy nuclei and the yields of quasifission products. Cluster interpretation allows us to prove the preference of the dinuclear system motion in mass asymmetry coordinate to the compound nucleus. Subbarrier processes are considered with the theory of open quantum systems.

1. НОВАЯ МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Интерес к изучению механизма слияния тяжелых ядер в настоящее время вызван экспериментальными результатами по синтезу сверхтяжелых элементов. Сверхтяжелые ядра с $Z = 106 \div 112$ были получены в реакциях холодного слияния $X + ^{208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi [1]. Реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U , $^{242,244}\text{Pu}$ и ^{248}Cm использовались для синтеза ядер с $Z = 110, 112, 114$ и 116 [2].

Существующие модели слияния ядер различаются выбором коллективной координаты, вдоль которой происходит слияние. В первых теоретических расчетах сечения слияния динамика образования составного ядра не рассматривалась, а просто постулировалось, что после захвата налетающей частицы ядром-мишенью слияние происходит неизбежно. Многие модели, появившиеся позже, предполагали слияние вдоль координаты относительного расстояния R между центрами ядер. Однако в рамках двухцентровой оболочечной модели было показано, что такой адиабатический сценарий слияния приводит к сильной переоценке и противоположной изотопической зависимости вероятности слияния.

Предложенная принципиально новая модель слияния ядер основывается на концепции двойной ядерной системы (ДЯС) [3]. ДЯС формируется в столкновениях ядер при значениях кинетической энергии на нуклон ниже энергии Ферми и затем эволюционирует к равновесному состоянию составного ядра или разваливается на два фрагмента. В модели ДЯС [4–10] слияние представляется как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое, т. е. как движение по массовой асимметрии $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$, где A_1 и A_2 — массовые числа ядер в ДЯС, и относительному расстоянию соответственно. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС, т. е. движение к большим R . Из-за квазиделения сечение слияния в реакциях с тяжелым ядром сильно уменьшается. Модель ДЯС дает возможность обнаружить новые важные особенности полного слияния: 1) появление специфического внутреннего барьера слияния по координате массовой асимметрии при $\eta = \eta_{BG}$; 2) конкуренция между полным слиянием и квазиделением в эволюции ДЯС к составному ядру.

2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ

В соответствии с моделью ДЯС сечение испарительных остатков в реакциях, ведущих к сверхтяжелым элементам, записывается в виде произведения трех множителей [7, 8]:

$$\sigma_{ER}(E_{cm}) = \sigma_c(E_{cm}) P_{CN}(E_{cm}, J = 0) W_{sur}(E_{cm}, J = 0). \quad (1)$$

Здесь σ_c — эффективное сечение захвата налетающего ядра ядром-мишеню; P_{CN} — вероятность полного слияния, зависящая от конкуренции между полным слиянием и квазиделением, и W_{sur} — вероятность выживания составного ядра по отношению к делению в процессе девозбуждения.

$$\sigma_c(E_{cm}) \approx \pi \lambda^2 (J_{\max} + 1)^2 T(E_{cm}, J = 0),$$

где T описывает вероятность прохождения кулоновского барьера, $J_{\max} \approx 10–20$ ограничивается зависимостью W_{sur} от углового момента J . Для расчета P_{CN} используется уравнение Фоккера–Планка [5] или выражение [6]:

$$P_{CN} \approx \frac{\lambda_{\eta}^{Kr}}{\lambda_R^{Kr} + \lambda_{\eta}^{Kr}}, \quad (2)$$

где для квазистационарных потоков вероятности через барьеры слияния ($B_{\eta} = B_{fus}^*$) λ_{η}^{Kr} и квазиделения ($B_R = B_{qf}$) λ_R^{Kr} используются известные формулы Крамерса. В случае $B_{fus}^* \gg B_{qf}$ в (2) вводится поправка для учета переходного времени установления квазистационарного режима. Благодаря конкуренции между полным слиянием и квазиделением вероятность слияния сильно

уменьшается с уменьшением асимметрии η во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментом.

Вероятность выживания составного ядра при испарении x нейтронов вычисляется по формуле [10]:

$$W_{\text{sur}}(E_{CN}^*) \approx P_{xn}(E_{CN}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_{CN_i}^*)}{\Gamma_n(E_{CN_i}^*) + \Gamma_f(E_{CN_i}^*)}, \quad (3)$$

где P_{xn} — вероятность реализации xn -канала при энергии $E_{CN}^* = E_{cm} - Q$; i — номер испарительного шага; Γ_n и Γ_f — парциальные ширины для эмиссии нейтрона и деления соответственно. Γ_n/Γ_f можно найти, используя либо простые формулы, как в [7], либо имеющиеся статистические программы [11].

Барьеры слияния по η и квазиделения определяются из расчета потенциальной энергии ДЯС, определяемой через сумму энергий связи B_i ($i = 1, 2$) ядер ДЯС и ядро-ядерного потенциала $V(R, \eta)$:

$$U(R, \eta) = B_1 + B_2 + V(R, \eta). \quad (4)$$

Оболочечные эффекты включены в энергию связи. В модели ДЯС энергетический порог для полного слияния меньше, чем порог, предсказанный в макроскопических моделях. Изотопическая зависимость σ_{ER} в основном определяется P_{CN} и W_{sur} [8]. В реакциях холодного слияния с ростом числа нейтронов в ядре-снаряде W_{sur} увеличивается, а P_{CN} может уменьшаться настолько, что зависимость σ_{ER} от числа нейтронов в системе становится слабой. В реакциях же слияния, приводящих к актинидам, увеличение числа нейтронов в налетающем ядре заметно увеличивает σ_{ER} .

В модели ДЯС успешно объяснены экспериментальные данные по слиянию тяжелых ядер [4–10] и наблюдаемое быстрое падение сечения слияния в

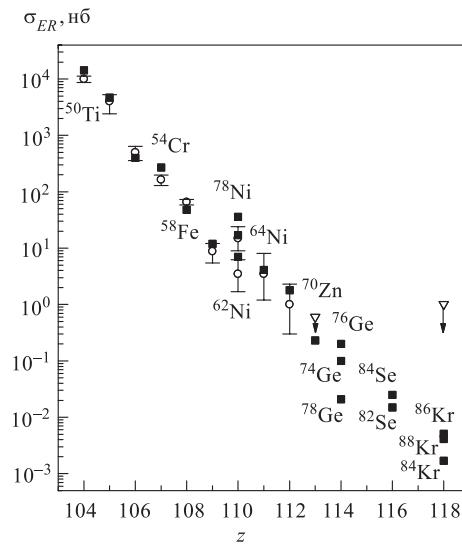


Рис. 1. Рассчитанные сечения испарительных остатков (квадратики) в реакциях холодного слияния $X + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$ сравниваются с экспериментальными данными (кружки). Треугольники со стрелками обозначают достигнутый предел сечения в экспериментах GSI, в которых продукты полного слияния не были зафиксированы

реакциях $X + {}^{208}\text{Pb}, {}^{209}\text{Bi}$ с увеличением заряда составного ядра (рис. 1) [8]. Предсказательная сила модели заключается в возможности описать сечения слияния в реакциях, для которых экспериментальные значения отличаются на несколько порядков величины.

3. ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЯС

Для обоснования сохранения индивидуальности ядер, которая предполагается в эволюции ДЯС к составному ядру, мы использовали концепцию структурного запрета слияния ядер. С помощью этого метода учитывается оболочечная структура ядер и принцип Паули при нахождении энергетического порога для слияния по R при фиксированном η . Найденные величины порогов для ДЯС с малым η оказались слишком большими, чтобы надеяться на слияние тяжелых ядер по R [12]. Благодаря этому длительное время сохраняется индивидуальность ядер в ДЯС. Величина структурного запрета уменьшается с ростом массовой асимметрии во входном канале и при $|\eta| > |\eta_{BG}|$ быстро стремится к нулю. Большой структурный запрет обеспечивает также бинарность реакции до энергии порядка 30 МэВ/нуклон.

Временной переход между диабатическим (входной канал реакции) и адиабатическим режимами — достаточно медленный процесс, который не успевает завершиться за время слияния [13, 14]. Сливающаяся система не имеет достаточно времени для разрушения «памяти» о структурном запрете на движение к составному ядру по R . Даже при выборе параметров, при котором вероятность слияния по R максимальна, P_{CN}^R намного меньше P_{CN}^η (табл.).

Двухцентровая оболочечная модель использовалась при изучении адиабатического механизма слияния, который связан с быстрым ростом шейки

Сравнение вероятностей слияния $P_{CN}^{R,\eta}$ по координатам R и η с экспериментальными значениями P_{CN}^{\exp} . Параметры были выбраны так, чтобы получить максимальную величину P_{CN}^R

Реакции	P_{CN}^R	P_{CN}^η	P_{CN}^{\exp}
${}^{90}\text{Zr} + {}^{90}\text{Zr} \rightarrow {}^{180}\text{Hg}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$\sim 10^{-1}$
${}^{100}\text{Mo} + {}^{100}\text{Mo} \rightarrow {}^{200}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
${}^{110}\text{Pd} + {}^{110}\text{Pd} \rightarrow {}^{220}\text{U}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$
${}^{56}\text{Cr} + {}^{164}\text{Er} \rightarrow {}^{220}\text{U}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-1}$	
${}^{76}\text{Ge} + {}^{170}\text{Er} \rightarrow {}^{246}\text{Fm}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
${}^{86}\text{Kr} + {}^{160}\text{Gd} \rightarrow {}^{246}\text{Fm}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$

при переходе ДЯС к составному ядру. Считается, что адиабатическое слияние происходит через долину деления. Для оценки вероятности слияния использовалась формула Крамерса. Полученные вероятности [15] оказались на несколько порядков больше экспериментальных значений. Например, в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ вероятность слияния вблизи кулоновского барьера через долину деления равна 10^{-2} , а эксперимент дает лишь $5 \cdot 10^{-5}$. Причина такого несогласования — в отсутствии запретов на рост шейки и движение к меньшим R в адиабатической модели.

Используя двухцентровую оболочечную модель и метод принудительного вращения, мы рассчитали массовый параметр для шейки и исследовали его зависимость от различных характеристик ДЯС. По сравнению с гидродинамическим расчетом массовый параметр и коэффициент трения являются очень большими, препятствуют росту шейки и обеспечивают относительно большое время жизни ДЯС [15, 16].

4. КВАЗИДЕЛЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЯС

Для описания зарядовых и массовых распределений продуктов квазиделения мы впервые учли распад ДЯС в уравнении для вероятности $P_Z(t)$ найти систему в момент времени t в состоянии, когда легкий фрагмент имеет заряд Z :

$$\frac{\partial P_Z(t)}{\partial t} = \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) - (\Delta_Z^{(+)} + \Delta_Z^{(-)} + \Lambda_Z^{qf}) P_Z(t), \quad (5)$$

где транспортные коэффициенты $\Delta_Z^{(\pm)}$ вычисляются микроскопически, и вероятность распада в единицу времени Λ_Z^{qf} определяется формулой Крамерса, когда известен барьер квазиделения как функция Z . Пример расчета зарядового рас-

пределения $Y_Z(t_0) = \Lambda_Z^{qf} \int_0^{t_0} P_Z(t) dt$, где

t_0 — время реакции, показан на рис. 2 для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}\text{112}$. Из проведенных вычислений следует, что $t_0 \approx (3-4) \cdot 10^{-20}$ с, и модель достаточно хорошо описывает эксперимент, демонстрируя важность учета структуры ядер при рассмотрении динамики ДЯС.

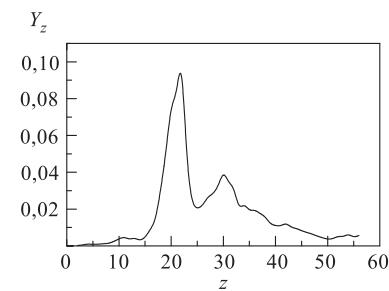


Рис. 2. Рассчитанное зарядовое распределение продуктов квазиделения в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}\text{112}$ при энергии, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 33 МэВ

5. ДИФФУЗИОННЫЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ДЯС

На основе общей формы мастер-уравнения для открытых квантовых систем рассмотрено туннелирование через потенциальный барьер [17, 18]. Получено простое выражение замкнутой формы для потока через параболический барьер с помощью техники интегралов по путям. Туннелирование в открытых квантовых системах сильно зависит от связи со средой. Мы обнаружили, что при определенных обстоятельствах трение способствует туннелированию через барьер, но уменьшает прохождение через барьер для энергий выше барьера. В качестве приложения рассчитан распад метастабильного ядерного состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами получены следующие результаты.

— Создана принципиально новая модель слияния ядер, которая хорошо описывает экспериментальные данные и демонстрирует решающую роль квазиделения в уменьшении сечения слияния тяжелых ядер. Рассчитаны сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях холодного и горячего слияния.

— Предложен метод для расчета зарядовых и массовых распределений продуктов квазиделения.

— Исследована зависимость проницаемости барьера от трения в ядерных системах.

— Модель ДЯС успешно используется в описании сильнодеформированных ядерных состояний [19] и октупольных колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hofmann S., Münzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
2. Oganessian Yu. Ts. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 63; Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154.
3. Волков В. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1879.
4. Antonenko N. V. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.
5. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 176.
6. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 627. P. 361.
7. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409; Nuovo Cim. A. 1997. V. 110. P. 1143.
8. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24.
9. Jolos R. V., Nasirov A. K., Muminov A. I. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 4. P. 245.
10. Cherepanov E. A. JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
11. Adamian G. G. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.

12. Adamian G. G., Antonenko N. V., Tchulvil'sky Yu. M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 289.
13. Diaz-Torres A. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 481. P. 228.
14. Diaz-Torres A., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 652. P. 61.
15. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 646. P. 29.
16. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 245.
17. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Lett. A. 1998. V. 244. P. 482; Phys. Lett. A. 1999. V. 260. P. 39.
18. Palchikov Yu. V. et al. // J. Phys. A. 2000. V. 33. P. 4265.
19. Shneidman T. M. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 119.

УДК 539.172

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ

A. I. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан краткий обзор основных направлений исследования физики векторных мезонов. В частности, обсуждается модификация свойств векторных мезонов в ядерной среде в условиях высокой температуры и плотности, фотогорождение ϕ -мезонов и скрытая странность в нуклонах, образование ϕ -, ω -мезонов и проблема нарушения правила OZI в адронных процессах, образование ω -мезонов как метод исследования свойств нуклонных резонансов.

We give a brief review of the topical problems related to the dynamics of vector meson. In particular, we discuss in-medium modification of the vector meson properties in hot and nuclear matter, photoproduction of the ϕ -mesons as a probe for hidden strangeness in a nucleon, ϕ -, ω -production and OZI-rule violation, ω -production as a tool for studying the baryon resonance properties.

1. Актуальность исследования процессов образования векторных мезонов в ядерных взаимодействиях имеет ряд фундаментальных аспектов. Один из них связан с надеждой получить ясный сигнал о возможном восстановлении киральной симметрии в ядерном веществе при высоких температурах и плотностях. Дело в том, что при соответствующем «киральном» фазовом переходе предсказывается существенное изменение свойств (масс, ширины распадов) векторных мезонов [1, 2], которые можно увидеть в спектрах инвариантных масс электрон-позитронных пар, образующихся в ядерных столкновениях при высоких энергиях. Оказалось, что для конкретной реализации этой, довольно ясной на первый взгляд, идеи потребовалось решить несколько взаимосвязанных проблем, каждая из которых имеет самостоятельный научный интерес: это механизм образования векторных мезонов в ядерной среде [3–5], природа резонансных и нерезонансных источников излучения виртуальных и реальных фотонов в адронных и ядерных взаимодействиях [6–10], свойства поляризационных операторов векторных мезонов в сильновзаимодействующей среде [11]. Особое значение имеет выбор наблюдаемых, чувствительных к эффектам поляризации векторных мезонов в ядерной среде. Одна из таких переменных, связанная с измерением асимметрии распада $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\rho \rightarrow e^+ e^-$, предложена в [12]. Эти исследования сейчас особенно важны в связи с получением первых экспериментальных указаний на аномалии в спектрах инвариантных

масс диэлектронов, обнаруженных в коллаборациях CERES (CERN) [13] и HELIOS (BNL) [14], и скорым запуском детектора HADES (GSI) [15].

2. Особое место в физике векторных мезонов принадлежит процессам образования ϕ -мезонов, которые могли бы пролить свет на проблему скрытой странности в нуклонах. Известно, что ϕ -мезон состоит преимущественно из $s\bar{s}$ -кварков. Примесь u -, d -кварков у него мала и по порядку величины равна $\sin^2 \Delta\Theta$, где $\Delta\Theta \simeq 3,7^\circ$ есть отклонение от идеального угла $\omega\phi$ -смешивания. Поэтому если в начальном состоянии какого-либо процесса отсутствуют частицы с открытой странностью, то образование ϕ -мезонов должно быть подавлено по сравнению с образованием ω -мезонов, в соответствии с правилом Окубо, Цвейга, Иизуки (OZI). Так, отношение вероятностей образования ω - и ϕ -мезонов должно быть $R_{\omega/\phi}^2 \simeq \text{ctg}^2 \Delta\theta_V \simeq 2,4 \cdot 10^2$. Если в распадах $\omega \rightarrow \pi\gamma$ - и $\phi \rightarrow \pi\gamma$ -мезонов это отношение близко к нему, то в адронных процессах, например $\pi N \rightarrow VN$, $NN \rightarrow VNN\bar{p}p \rightarrow V\dots$ ($V = \omega\phi$), оно значительно меньше, что может быть интерпретировано как указание на большую величину скрытой странности в нуклонах. Если предположить, что скрытая странность в нуклоне может быть на уровне одного или нескольких процентов, то проблема поиска скрытой странности разбивается на два направления: можно ли (i) извлечь информацию о скрытой странности из фотогорждения ϕ -мезонов и (ii) понять причину сильного нарушения правила OZI в адронных процессах.

Первое направление детально исследуется в работах [16–19], где с использованием релятивистской кварковой модели рассмотрено образование ϕ -мезонов в процессах выбивания $s\bar{s}$ - и uud -конфигураций из нуклонов ($s\bar{s}$ - и uud -«knockout», соответственно, в s - и u -каналах). Кроме того, детально исследованы амплитуды других («не странных») процессов — померонный обмен, вклад мезонных диаграмм и т. д. На рис. 1 приведен пример расчета дифференциального сечения реакции $\gamma p \rightarrow \phi p$ [18]. Сплошная кривая — это вклад всех фоновых процессов, штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют образованию ϕ -мезонов в процессах выбивания $s\bar{s}$ - и uud -конфигураций соответственно, при условии, что вероятность скрытой странности в нуклоне соста-

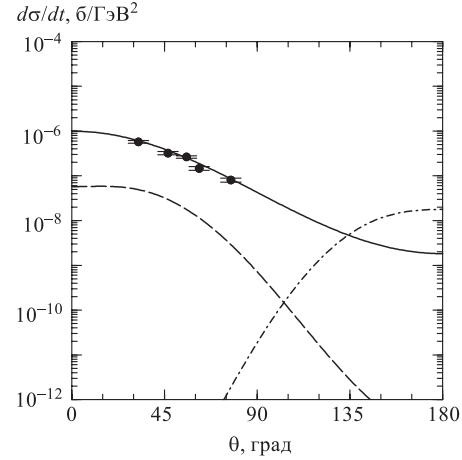


Рис. 1.

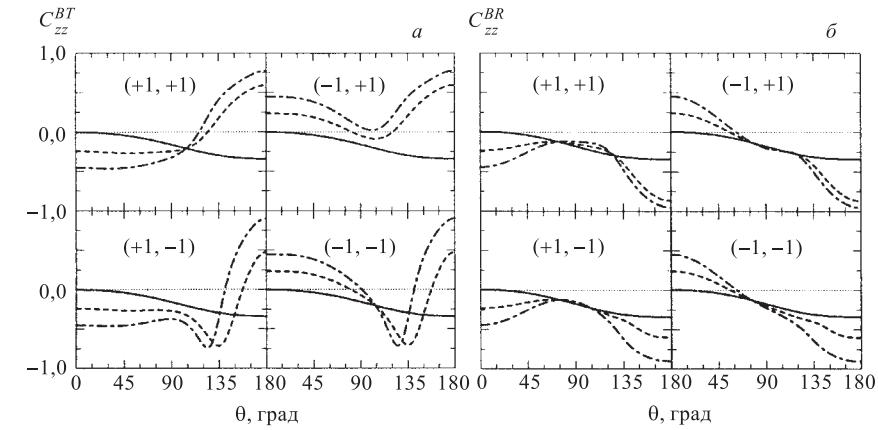


Рис. 2.

вляет 1 %. Видно, что полное сечение практически полностью описывается фоновыми процессами. Ситуация резко меняется, когда мы переходим к спиновым переменным. В качестве примера на рис. 2 приведен расчет спиновых асимметрий: пучок–мишень C_{zz}^{BT} (рис. 2, *a*) и пучок–нуклон отдачи C_{zz}^{BR} (рис. 2, *б*) как функция от угла образования ϕ -мезона:

$$C_{zz'}^{BT,BR} = \frac{d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\uparrow\uparrow)}{d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\uparrow)}, \quad (1)$$

где стрелки указывают направление спиральностей соответствующих частиц. Сплошные кривые предсказывают асимметрию без учета скрытой странности, штриховые и штрихпунктирные соответствуют расчету с учетом скрытой странности на уровне 0,25 и 1 % соответственно. Символы $(\pm 1, \pm 1)$ соответствуют фазам синглетной и триплетной амплитуд $s\bar{s}$ -конфигураций в нуклоне. Видно, что учет даже небольшой примеси скрытой странности приводит к большому эффекту, особенно при малых углах образования ϕ -мезонов, т. е. там, где сечение максимально. Таким образом, фото/электророждение ϕ -мезонов может быть реальным инструментом исследования скрытой странности в адронах и ядрах.

3. Как уже отмечалось, еще одной важной проблемой является относительно малая величина отношения выхода ω - к ϕ -мезонам в адронных процессах вблизи порога. В качестве примера приведем простейшую адронную реакцию $\pi^- p \rightarrow pV$, $V = \phi, \omega$. Здесь измеренное отношение амплитуд образования ω - и ϕ -мезонов $R_{\omega/\phi} = 8,7 \pm 1,8$ почти в два раза меньше ожидаемого $R_{\omega/\phi}^{\text{OZI}} = 15,43$. Объяснение этого эффекта состоит в следующем [20]. В амплитуду процесса наряду с t -канальным мезонным обменом дают вклад s - и

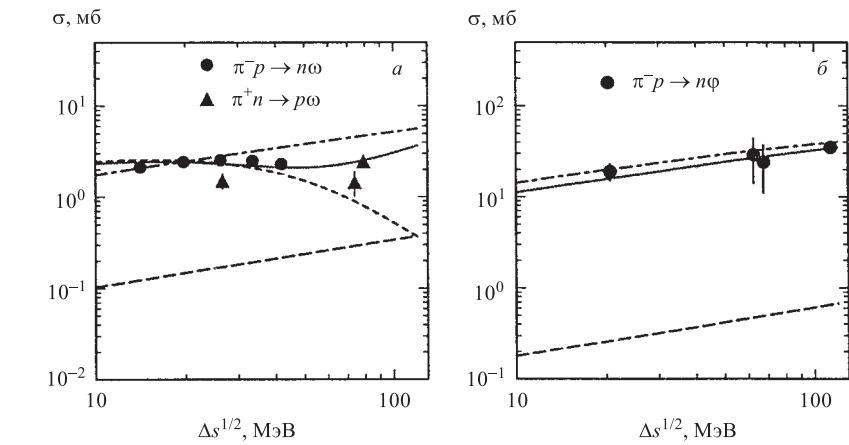


Рис. 3.

u-канальные обмены нуклонов и нуклонных резонансов. Амплитуды мезонного обмена задаются константами $\omega\pi\rho$ - и $\phi\pi\rho$ -взаимодействий и их отношение близко по величине к $R_{\omega/\phi}^{\text{OZI}}$, т. е. если игнорировать динамический аспект, связанный с разницей масс ω - и ϕ -мезонов, то следовало бы ожидать, что $R_{\omega/\phi} \simeq R_{\omega/\phi}^{\text{OZI}}$. Оказалось, что относительный вклад *s*- и *u*-каналов в амплитуду образования ϕ -мезонов динамически подавлен, в то время как в случае ω -мезонов все каналы имеют один порядок величины и деструктивно интерферируют между собой.

На рис. 3 приведен результат расчета соответствующих сечений как функция превышения полной энергии относительно порога. Штрихпунктирные, штриховые и короткие штриховые линии соответствуют вкладам *t*-канальных мезонообменных, *s*-, *u*-канальных нуклоно- и резонансно-обменных вкладов соответственно, взятых по отдельности. В расчете были учтены все известные резонансы с массой $M_{N^*} \leq 1750$ МэВ. Видно что в реакции $\pi N \rightarrow \omega N$ вклад нуклонных резонансов весьма значителен, в то время как в реакции $\pi N \rightarrow \phi N$ доминирует мезонный обмен. Рассчитанное отношение $R_{\omega/\phi}$ составляет величину 7,5–10, что согласуется с экспериментом. Интересным следствием различия механизмов образования ω - и ϕ -мезонов является сильное различие в угловых распределениях e^+e^- , образующихся в реакциях $\pi N \rightarrow N\omega \rightarrow Ne^+e^-$ и $\pi N \rightarrow N\phi \rightarrow Ne^+e^-$. *t*-канальные мезонообменные диаграммы приводят к анизотропному угловому распределению, тогда как N -, N^* -обмен дает изотропное распределение. Это различие показано на рис. 4, где приведен расчет нормированного на единицу углового распределения электронов при начальной энергии 20 МэВ над порогом: видно анизотропное распределение в $\pi N \rightarrow N\phi \rightarrow Ne^+e^-$ и почти полностью изотроп-

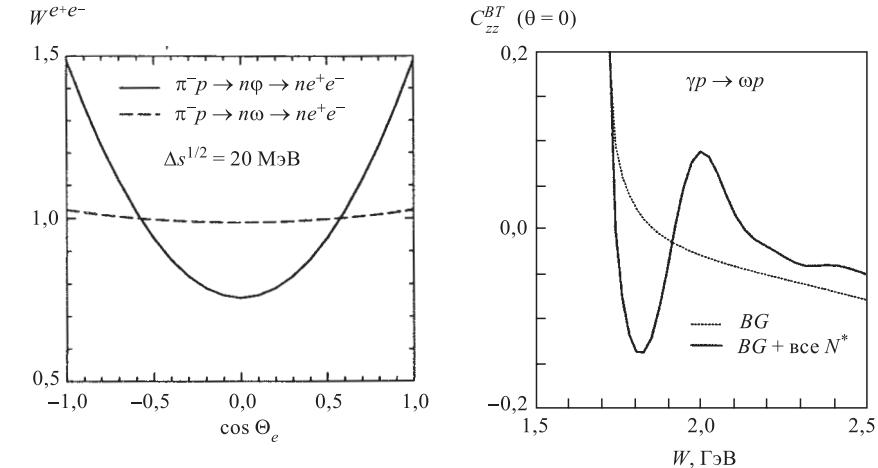


Рис. 4.

Рис. 5.

ное в реакции $\pi N \rightarrow N\omega \rightarrow Ne^+e^-$. Предсказанный эффект может быть исследован экспериментально на установке HADES в ближайшее время.

4. И, наконец, отметим, что проблема исследования нуклонных резонансов имеет глубокий самостоятельный интерес и здесь может быть эффективно использовано фото/электророждение ω -мезонов. Вклад резонансов идет на фоне сильной «нерезонансной» части амплитуды, поэтому выделить его из полных сечений практически невозможно. Однако анализ спиновых переменных показывает, что в ряде случаев резонансный канал может ярко проявить себя. В качестве примера на рис. 5 приведен предсказательный расчет асимметрии пучок–мишень C_{zz}^{BT} как функции полной энергии в системе центра масс W — энергии при нулевом угле образования ω -мезонов [21].

В заключение отметим, что все перечисленные проблемы взаимосвязаны и имеют прямое отношение ко многим другим явлениям и процессам в физике частиц и ядра, активно исследуемым в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gulamov T. I., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1995. V. 61.
2. Titov A. I., Gulamov T. I., Kämpfer B. // Russ. Jour. Nucl. Phys. 1996. V. 59. P. 727.
3. Bratkovskaya E. L., Titov A. I. // Phys. Lett. B. 1992. V. 282. P. 127.
4. Bratkovskaya E. L., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 55. P. 2522.
5. Titov A. I., Kämpfer B., Reznik B. L. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 543. P. 999.
6. Gudima K. K., Toneev V.D., Titov A. I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 56.
7. Kämpfer B., Titov A. I., Bratkovskaya E. L. // Phys. Lett. B. 1993. V. 301. P. 123.

8. Bratkovskaya E. L. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1994. V. 57. P. 924.
9. Titov A. I., Kämpfer B., Bratkovskaya E. L. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 227.
10. Shklyar V. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 628. P. 255.
11. Titov A. I., Gulamov T. I., Kämpfer B. // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 3770.
12. Gulamov T. I., Titov A. I., Kämpfer B. // Phys. Lett. B. 1996. V. 372. P. 1996.
13. Ullrich Th. et al. (CERES collaboration) // Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 317c.
14. Masera N. et al. (HELIOS collaboration) // Nucl. Phys. A. 1995. V. 590. P. 93c.
15. Friese J. et al. (NA4 collaboration) // GSI report 97-1. 1997. P. 193.
16. Titov A. I., Oh Y., Yang S. N. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1634.
17. Titov A. I., Oh Y., Yang S. N. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 259.
18. Titov A. I. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2429.
19. Titov A. I. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 035205.
20. Titov A. I., Kämpfer B., Reznik B. L. nucl-th/0102032; Nucl. Phys. A. (in print).
21. Oh Y., Titov A. I., Lee T.-S. H. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 025201.

УДК 539.12.01; 539.17

СТРОЕНИЕ T -МАТРИЦЫ И МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ НА НЕФИЗИЧЕСКИХ ЛИСТАХ ЭНЕРГИИ В ЗАДАЧЕ ТРЕХ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ

A. K. Мотовилов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Построены явные представления для аналитического продолжения компонент Фаддеева трехчастичной T -матрицы на нефизические листы римановой поверхности энергии. Согласно этим представлениям T -матрица на нефизических листах выражается в терминах ее компонент, относящихся лишь к физическому листу. На основе представлений для T -матрицы сформулированы аналогичные представления для аналитического продолжения на нефизические листы также и для матриц рассеяния. Сформулирован и апробирован алгоритм нахождения резонансов в системе трех квантовых частиц на основе дифференциальных уравнений Фаддеева.

Explicit representations for the Faddeev components of the three-body T -matrix continued analytically into unphysical sheets of the energy Riemann surface are found. According to the representations, the T -matrix on unphysical sheets is explicitly expressed in terms of its components only taken in the physical energy sheet. The representations for the T -matrix are then used to construct similar representations for the analytic continuation of the three-body scattering matrices. An algorithm for calculating three-body resonances based on the Faddeev differential equations is suggested and tested.

1. Резонансы представляют собой одно из самых интересных явлений, наблюдаемых в рассеянии квантовых частиц. Основные проблемы, связанные со строгим определением понятия резонанса, наиболее отчетливо описаны в обзоре Б. Саймона [1]. В отличие от обычного (вещественного) спектра, резонансы не являются унитарным инвариантом самосопряженного оператора. Поэтому рассмотрение резонансов всегда явно или неявно связано с той или иной моделью, более или менее конкретной физической системой и т. п., предполагающими присутствие некоторых внешних структур типа «свободного» или «невозмущенного» гамильтониана, по отношению к которым и проявляются резонансы (см. [1]).

Общепринятая интерпретация резонансов в квантовой механике как комплексных полюсов матрицы рассеяния, аналитически продолженной по энергии на нефизические листы ее римановой поверхности, восходит к известной работе Г. Гамова [2], посвященной описанию α -распада. В различных вариантах теории рассеяния всегда происходит сравнение наблюданной динамики

квантовой системы с некоторой ее «свободной» динамикой. Спектр резонансов проявляется на фоне этой динамики и, вообще говоря, зависит от ее выбора. Обзор различных физических подходов к исследованию трехчастичных резонансов можно найти, например, в [3] и [4].

При проведении конкретных расчетов резонансов часто используется метод комплексного скейлинга [5] (см. также [1, 6]). Этот метод применим к задаче нескольких частиц в тех случаях, когда потенциалы взаимодействия между частицами являются аналитическими функциями координат. При комплексном скейлинге гамильтониана системы его дискретный спектр остается неподвижным, в то время как непрерывный спектр поворачивается и приоткрываются определенные секторы на нефизических листах, соседних по отношению к физическому листу. Резонансы, находящиеся в этих секторах, оказываются частью дискретного спектра преобразованного гамильтониана [6], и тем самым при определении их положения оказывается возможным применять стандартные методы поиска дискретного спектра. Практические приложения метода комплексного скейлинга к конкретным задачам можно найти, в частности, в [7–9].

В [10, 11] нами был разработан иной подход к исследованию трехчастичных резонансов. Основой этого подхода являются представления для аналитического продолжения трехчастичной T -матрицы и матриц рассеяния на нефизические листы в терминах, относящихся лишь к физическому листу. С одной стороны, эти представления раскрывают строение продолженных T - и S -матриц. С другой стороны, они позволяют указать эффективный практический алгоритм вычисления резонансов в системах трех частиц, по крайней мере, для случая, когда взаимодействия между частицами являются короткодействующими.

Согласно представлениям [10, 11] (см. формулу (1)), матрица $\mathbf{M}(z) = \{M_{\alpha\beta}(z)\}$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$, компонент Фаддеева [12] оператора $T(z)$, будучи продолжена на тот или иной нефизический лист Π_l энергии z , явно выражается через саму эту матрицу, взятую на физическом листе, а также через некоторое усечение $S_l(z)$ полной трехчастичной матрицы рассеяния $S(z)$. Характер усечения определяется индексом (номером) l конкретного нефизического листа.

Представления для аналитического продолжения матрицы рассеяния $S(z)$ следуют непосредственно из представлений для аналитически продолженной матрицы $\mathbf{M}(z)$.

Одним из следствий полученных представлений, допускающим непосредственные практические приложения, является тот факт, что как T -матрица, так и матрица рассеяния имеют нетривиальные сингулярности на нефизическем листе Π_l ровно при тех значениях энергии z , для которых соответствующая усеченная матрица рассеяния $S_l(z)$ имеет собственное число нуль. Важно, что последняя рассматривается при этом лишь на физическом ли-

сте. Таким образом, поиск резонансов (полюсов $\mathbf{M}(z)$ и $S(z)$) на том или ином нефизическом листе Π_l можно вести, все время оставаясь на физическом листе и вычисляя положение нулей оператора $S_l(z)$. Достаточно лишь иметь программу, позволяющую вычислять на физическом листе амплитуды процессов, требующиеся для построения усеченной матрицы рассеяния $S_l(z)$.

Условимся о некоторых обозначениях. Всюду далее под $\sqrt{z - \lambda}$, $z \in \mathbb{C}$, $\lambda \in \mathbb{R}$, подразумеваем главную ветвь функции $(z - \lambda)^{1/2}$. Через \hat{p} обозначим единичный вектор в направлении $p \in \mathbb{R}^n$, $\hat{p} = p/|p|$, и через S^{n-1} — единичную сферу в \mathbb{R}^n , $\hat{p} \in S^{n-1}$.

Потенциалы взаимодействия между частицами считаются убывающими в координатном пространстве не медленнее, чем экспоненциально.

2. Матрица рассеяния, T -матрица и резольвента гамильтонiana (функция Грина) квантово-механической системы жестко связаны между собой. Поэтому все эти три объекта, рассматриваемые как функции энергии, обычно обладают одной и той же римановой поверхностью. Во всяком случае, в матричной многоканальной задаче с бинарными каналами и в задаче трех частиц с быстроубывающими взаимодействиями дело обстоит именно так. Наличие у этих поверхностей точек ветвления (на вещественной оси) на формальном уровне обусловлено одной и той же причиной, а именно присутствием интегралов типа Коши в уравнении Липмана–Швингера или уравнениях Фаддеева [12]. В этих уравнениях, рассматриваемых в импульсном представлении, интегралы типа Коши порождаются сингулярными ядрами $\delta(p - p')(\lambda + p^2 - z)^{-1}$, где λ — пороги каналов, а $p, p' \in \mathbb{R}^n$ — соответствующие канальные импульсные переменные. В случае каналов $(2 \rightarrow 2, 3)$ в задаче трех частиц и каналов с нечетной размерностью n в матричной многоканальной задаче пороги λ оказываются точками ветвления второго порядка. Четномерные каналы в многоканальной задаче, так же, как и канал $(3 \rightarrow 2, 3)$ в задаче трех частиц, порождают логарифмические точки ветвления.

Для того чтобы описать рассматриваемую нами часть трехчастичной римановой поверхности, введем вспомогательную вектор-функцию

$$f(z) = (f_0(z), f_{1,1}(z), \dots, f_{1,n_1}(z), f_{2,1}(z), \dots, f_{2,n_2}(z), f_{3,1}(z), \dots, f_{3,n_3}(z))$$

с компонентами $f_0(z) = \ln z$ и $f_{\alpha,j}(z) = (z - \lambda_{\alpha,j})^{1/2}$, где через $\lambda_{\alpha,j}$ обозначаются энергии связанных состояний в парных подсистемах α , $\alpha = 1, 2, 3$, $j = 1, 2, \dots, n_\alpha$, нумеруемые с учетом их кратности. Предполагается, что $n_\alpha < \infty$. Листы Π_l римановой поверхности \mathfrak{R} вектор-функции $f(z)$ нумеруются посредством мультииндекса

$$l = (l_0, l_{1,1}, \dots, l_{1,n_1}, l_{2,1}, \dots, l_{2,n_2}, l_{3,1}, \dots, l_{3,n_3}),$$

где $l_{\alpha,j} = 0$, если лист Π_l отвечает главной (арифметической) ветви корня $(z - \lambda_\alpha)^{1/2}$. В противном случае принимается $l_{\alpha,j} = 1$. Значение индекса

l_0 совпадает с номером ветви функции $\ln z = \ln|z| + i2\pi l_0 + i\phi$, где $\phi = \arg z$. Для физического листа, который отвечает индексам $l_0 = l_{\alpha,j} = 0$, $\alpha = 1, 2, 3$, $j = 1, 2, \dots, n_\alpha$, используется обозначение Π_0 . «Склейка» листов Π_l поверхности \mathfrak{R} осуществляется на интервалах между соседними порогами по берегам разреза, сделанного по непрерывному спектру. Подробное описание поверхности \mathfrak{R} см. в [11].

Поверхности типа \mathfrak{R} без добавочных точек ветвления возникают только в многоканальных задачах с бинарными каналами. Строение полной римановой поверхности энергии в задаче трех частиц является существенно более сложным. Так, например, на листах Π_l с $l_0 = \pm 1$ имеются дополнительные точки ветвления, отвечающие резонансам в двухчастичных подсистемах. На листах Π_l с $l_0 = 0$ присутствуют дополнительные логарифмические точки ветвления кинематического происхождения.

Часть $\mathfrak{R}^{(3)}$ полной трехчастичной римановой поверхности, для которой в [10, 11] получены явные представления, состоит из листов Π_l поверхности \mathfrak{R} , имеющих индекс $l_0 = 0$ (такие нефизические листы называются *двухчастичными*), и *трехчастичных* листов, отвечающих $l_0 = \pm 1$ и $l_{\alpha,j} = 1$, $\alpha = 1, 2, 3$, $j = 1, 2, \dots, n_\alpha$. Отметим, что $\mathfrak{R}^{(3)}$ включает все нефизические листы, являющиеся соседними по отношению к физическому листу Π_0 .

Процедура построения явных представлений для T -матрицы состоит из следующих этапов. На первом этапе проводится (понимаемое в смысле обобщенных функций) аналитическое продолжение на нефизические листы свободных членов и ядер интегральных уравнений Фаддеева для ее компонент $M_{\alpha\beta}(z)$. Как свободные члены, так и эти ядра после их продолжения выражаются в терминах парных T -матриц и матриц рассеяния, относящихся к физическому листу. В результате преобразования уравнений Фаддеева обнаруживается, что продолженные ядра $M_{\alpha\beta}(P, P', z)|_{z \in \Pi_l}$ явно выражаются в терминах самих этих ядер, взятых на физическом листе Π_0 в их внеэнергетическом и/или полуэнергетическом вариантах. В последнем случае подразумевается, что первый аргумент P ядер $M_{\alpha\beta}(P, P', z)|_{z \in \Pi_l}$ находится на энергетических поверхностях $|P|^2 = z$ или $|p_\alpha|^2 = z - \lambda_{\alpha,j}$, $j = 1, 2, \dots, n_\alpha$. Мы воспользовались здесь обозначениями $P = \{k_\alpha, p_\alpha\}$, где k_α, p_α ($\alpha = 1, 2, 3$) — стандартные приведенные относительные импульсы Якоби [12].

На втором этапе производится перенос всех внеэнергетических членов в левую часть полученных выражений и обращается возникающий там оператор. В результате возникает система уравнений для полуэнергетических компонент $M_{\alpha\beta}(P, P', z)|_{z \in \Pi_l}$. Эта система допускает явное решение, причем в терминах только физического листа. Результатом решения являются представления для матрицы компонент Фаддеева $\mathbf{M}(z) = \{M_{\alpha\beta}(z)\}, \alpha, \beta = 1, 2, 3$, продолженной на лист Π_l .

Для случая бесспиновых частиц эти представления имеют следующий вид:

$$\mathbf{M}(z)|_{\Pi_l} = \mathbf{M}(z) - \mathbf{B}^\dagger(z)A(z)L S_l^{-1}(z)\tilde{L}\mathbf{B}(z). \quad (1)$$

Множитель $A(z)$ представляет собой диагональную матрицу:

$$A(z) = \text{diag}\{A_0(z), A_{1,1}(z), \dots, A_{1,n_3}(z)\},$$

образованную из функций $A_0(z) = -\pi iz^2$ и $A_{\alpha,j} = -\pi i\sqrt{z - \lambda_{\alpha,j}}$. Обозначения L и \tilde{L} используются для диагональных числовых матриц, нетривиальные элементы которых являются индексами листа Π_l :

$$L = \text{diag}\{l_0, l_{1,1}, \dots, l_{3,n_3}\}, \quad \tilde{L} = \text{diag}\{|l_0|, l_{1,1}, \dots, l_{3,n_3}\}.$$

Под $S_l(z)$ понимается усечение полной трехчастичной матрицы рассеяния $S(z)$, $S(z) : \hat{\mathcal{G}} \rightarrow \hat{\mathcal{G}}$, $\hat{\mathcal{G}} = L_2(S^5) \bigoplus_{\alpha=1}^3 \bigoplus_{j=1}^{n_\alpha} L_2(S^2)$, определяемое равенством

$$S_l(z) = \hat{I} + \tilde{L}[S(z) - \hat{I}]L,$$

где \hat{I} — тождественный оператор в $\hat{\mathcal{G}}$. Мы используем также обозначения

$$\mathbf{B}(z) = \begin{pmatrix} J_0\Omega\mathbf{M} \\ J_1\Psi^*[\Upsilon\mathbf{M} + \mathbf{v}] \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}^\dagger(z) = \left(\mathbf{M}(z)\Omega^\dagger J_0^\dagger, [\mathbf{v} + \mathbf{M}\Upsilon]\Psi J_1^\dagger\right),$$

где матрица $\mathbf{v} = \text{diag}\{v_1, v_2, v_3\}$ составлена из парных потенциалов v_α , $\alpha = 1, 2, 3$. В то же время

$$\Omega = (1, 1, 1), \quad \Upsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi = \text{diag}\{\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3\},$$

где Ψ_α ($\alpha = 1, 2, 3$) — операторы, действующие на $f = (f_1, f_2, \dots, f_{n_\alpha}) \in \bigoplus_{j=1}^{n_\alpha} L_2(\mathbb{R}^3)$ по правилу

$$(\Psi_\alpha f)(P) = \sum_{j=1}^{n_\alpha} \psi_{\alpha,j}(k_\alpha) f_j(p_\alpha),$$

где, в свою очередь, $\psi_{\alpha,j}$ — волновая функция связанного состояния парной подсистемы α , отвечающая уровню $\lambda_{\alpha,j}$. Через Ψ^* обозначается оператор, со-пряженный Ψ . Обозначение $J_0(z)$ используется для оператора, реализующего сужение на энергетическую поверхность $|P|^2 = z$. Диагональная операторно-значная функция

$$J_1(z) = \text{diag}\{J_{1,1}(z), \dots, J_{3,n_3}(z)\}$$

составлена из операторов $J_{\alpha,j}(z)$, осуществляющих сужение на энергетические поверхности $|p_\alpha|^2 = z - \lambda_{\alpha,j}$. Операторы Ω^\dagger , $J_0^\dagger(z)$ и $J_1^\dagger(z)$ представляют собой «транспонированные» матрицы Ω , $J_0(z)$ и $J_1(z)$ соответственно.

Представления для матрицы рассеяния и резольвенты на нефизических листах являются непосредственным следствием представлений (1) для матрицы $M(z)|_{\Pi_l}$. С некоторыми оговорками (см. [11]) представления для матрицы рассеяния $S(z)$ имеют вид

$$S(z)|_{\Pi_l} = \mathcal{E}(l) \left\{ \hat{I} + S_l^{-1}(z)[S(z) - \hat{I}]e(l) \right\} \mathcal{E}(l). \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E} = \text{diag}\{\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_{1,1}, \dots, \mathcal{E}_{3,n_3}\}$, где \mathcal{E}_0 — тождественный оператор в $L_2(S^5)$, если $l_0 = 0$, и \mathcal{E}_0 — инверсия, $(\mathcal{E}_0 f)(\hat{P}) = f(-\hat{P})$, если $l_0 = \pm 1$. Аналогично $\mathcal{E}_{\alpha,j}$ является тождественным оператором в $L_2(S^2)$ при $l_{\alpha,j} = 0$ и инверсией при $l_{\alpha,j} = 1$. Обозначение $e(l)$ используется для диагональной числовой матрицы $e(l) = \text{diag}\{e_0, e_{1,1}, \dots, e_{3,n_3}\}$ с нетривиальными элементами $e_{\alpha,j} = 1$, если $l_{\alpha,j} = 0$, и $e_{\alpha,j} = -1$, если $l_{\alpha,j} = 1$; во всех случаях $e_0 = 1$.

В числе прочего в [11] найдены области голоморфности усеченных матриц рассеяния $S_l(z)$ на физическом листе. Представления (1) и (2) справедливы в тех же областях.

3. Из представлений (1) и (2) следует, в частности, что резонансы (полюсы $M(z)|_{\Pi_l}$ и $S(z)|_{\Pi_l}$), находящиеся на нефизическем листе Π_l , суть те точки $z = z_{\text{res}}$ на физическом листе, для которых матрица $S_l(z)$ имеет собственное число нуль. Таким образом, *вычисление резонансов на нефизическем листе Π_l сводится к поиску нулей усечения $S_l(z)$ полной трехчастичной матрицы рассеяния $S(z)$ на физическом листе*. Для практического поиска этих резонансов можно использовать любой метод, позволяющий вычислить аналитическое продолжение на физический лист амплитуд упругого рассеяния, перестройки или развала, необходимых для построения матрицы $S_l(z)$.

В работах [13–16] для вычисления матриц $S_l(z)$ был использован алгоритм, основанный на дифференциальных уравнениях Фаддеева для компонент волновой функции в конфигурационном пространстве (см. [12]), в том числе и на версии этих уравнений для модели граничных условий [17, 18]. При вычислении амплитуд процессов на физическом листе приходится, однако, распространить дифференциальную формулировку задачи рассеяния также и на комплексные значения энергии z . В области голоморфности амплитуд эта формулировка остается по-прежнему корректной [16].

К настоящему времени алгоритм численного решения дифференциальных уравнений Фаддеева детально разработан только для расчетов процессов $(2 \rightarrow 2, 3)$. Для практического вычисления оказываются доступными лишь амплитуды упругого рассеяния и перестройки в процессах $(2 \rightarrow 2)$, а также амплитуда развала системы на три частицы. Знания этих амплитуд достаточно

для вычисления тех усечений $S_l(z)$ трехчастичной матрицы рассеяния $S(z)$, нули которых «отвечают» за резонансы, находящиеся на двухчастичных нефизических листах, то есть тех листах римановой поверхности энергии, куда можно провести спектральный параметр z , совершая обходы лишь парных порогов.

В [13] предложенный метод был успешно протестирован на примере расчетов виртуального уровня тритона ${}^3\text{H}$ и траекторий резонансов в модельной системе трех бозонов с массами нуклона. В [9] проведено сравнение рассматриваемого метода с методом комплексного скейлинга. Продемонстрировано, в частности, что первый из этих методов в случае ядерных потенциалов является существенно более эффективным. В [14–16] с помощью нашего метода был детально исследован резонансный механизм возникновения ефимовских состояний в молекулярном тримере гелия ${}^4\text{He}_3$.

Автор признателен Й.-К. Хо, Е. А. Колгановой и С. А. Софианосу за сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simon B.* // Intern. J. Quant. Chem. 1978. V. 14. P. 529.
2. *Gamow G.* // Z. Phys. 1928. V. 51. P. 204.
3. *Kukulin V. I., Krasnopolsky V. M., Horáček J.* Theory of Resonances: Principles and Applications. Praha: Academia, 1989.
4. *Меллер К., Орлов Ю. В.* // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 1341.
5. *Balslev E., Combes J. M.* // Comm. Math. Phys. 1971. V. 22. P. 280.
6. *Риц М., Саймон Б.* Методы современной математической физики. Т. 4: Анализ операторов. М.: Мир, 1982.
7. *Hu C.-Y., Bhatia A. K.* // Muon Catalyzed Fusion. 1990/91. V. 5/6. P. 439.
8. *Csótó A., Oberhummer H., Pichler R.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1589.
9. *Kolganova E. A., Motovilov A. K., Ho Y. K.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 684. P. 623.
10. *Motovilov A. K.* // ТМФ. 1996. Т. 107. С. 450.
11. *Motovilov A. K.* // Math. Nachr. 1997. V. 187. P. 147.
12. *Меркуриев С. П., Фаддеев Л. Д.* Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
13. *Колганова Е. А., Мотовилов А. К.* // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 235.
14. *Motovilov A. K., Kolganova E. A.* // Few-Body Systems Suppl. 1999. V. 10. P. 75.
15. *Kolganova E. A., Motovilov A. K.* // Comp. Phys. Comm. 2000. V. 126. P. 88.
16. *Колганова Е. А., Мотовилов А. К.* // ЯФ. 1999. V. 62. P. 1253.
17. *Kolganova E. A., Motovilov A. K., Sofianos S. A.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1686.
18. *Kolganova E. A., Motovilov A. K., Sofianos S. A.* // J. Phys. B. 1998. V. 31. P. 1279.

УДК 538.945

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ОБМЕН
КАК МЕХАНИЗМ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

H. M. Плакида

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Обсуждается сверхпроводящее спаривание, обусловленное антиферромагнитным обменным взаимодействием электронов (дырок) в рамках двухзонной p - d -модели Хаббарда. Большая величина энергии возбуждения при антиферромагнитном обмене частиц из разных хаббардовских подзон подавляет эффекты запаздывания, что приводит к спариванию всех частиц в зоне проводимости с высокой температурой сверхпроводимости.

A superconducting pairing mediated by antiferromagnetic exchange of electrons (holes) is considered within the two-band p - d Hubbard model. Large excitation energy at antiferromagnetic exchange of particles from different Hubbard subbands suppresses retardation effects that result in the pairing of all the particles in the conduction band with high superconducting temperature.

Отличительной особенностью высокотемпературных медно-оксидных (купратных) сверхпроводников является сильное антиферромагнитное (АФМ) обменное взаимодействие (см., например, [1]). Обменная энергия связи двух дырок со спином $1/2$ на ионах меди $\text{Cu}(3d^9)$ и кислорода $\text{O}(2p^5)$ составляет величину порядка 1 эВ, а косвенное (через ионы кислорода) АФМ-обменное взаимодействие для спинов дырок на ионах меди — порядка 0,13 эВ. Если бы купраты имели трехмерную сетку связей для спинов меди, то АФМ-температура Нееля в них могла бы достигать рекордного значения $T_N \simeq 1500$ К. Ввиду же двумерного характера спиновой решетки в плоскости CuO_2 температура Нееля оказывается много меньше: $T_N \simeq 300$ –400 К. Для сравнения отметим, что максимальная температура Нееля $T_N = 1040$ К наблюдается в сульфиде ванадия (VS).

Впервые на особую роль АФМ-обменного взаимодействия в купратах обратил внимание Андерсон [2], который предложил теорию резонирующих валентных связей в рамках однозонной t - J -модели. Однако использование приближения среднего поля (ПСП) в рамках теории вспомогательных бозонов в [2], как и дальнейшее развитие спинон-холонной теории не дало убедительных доказательств в пользу АФМ-обмена как механизма высокотемпературной сверхпроводимости (см. [3]). Впоследствии сверхпроводящее

спаривание, обусловленное АФМ-обменом в рамках t - J -модели, рассматривалось в ряде работ (см. [4, 5] и цитированную там литературу). В настоящей работе мы рассмотрим более общую двухзонную p - d -модель и покажем, что, действительно, спаривание посредством АФМ-обмена имеет ряд особенностей, которые приводят к d -волновому спариванию с высокой T_c при малой чувствительности его к примесям, не разрушающим АФМ-корреляций.

Сильное АФМ-обменное взаимодействие в купратах обусловлено двумя факторами: большой величиной p $d\sigma$ -гибридизации, $t_{pd} \simeq 1,5$ эВ, для $3d$ -состояний меди и $2p$ -состояний кислорода и небольшой энергией расщепления их атомных уровней, $\Delta_{pd} \simeq 3$ эВ. В то же время сильные кулоновские корреляции для $3d$ -состояний меди, $U_d \simeq 8$ эВ, значительно увеличивают энергию двухдырочных $3d$ -состояний, за счет чего возникает диэлектрическая фаза в нелегированных купратах, а металлическая фаза появляется при легировании синглетной p - d дырочной зоны, лежащей ниже триплетной зоны. Эти особенности электронного спектра дырок в плоскости CuO_2 — основного структурного элемента купраторов можно описать в рамках простой p - d -модели [6] для однодырочных d - и p -состояний с разностью энергий $\Delta_{pd} = \epsilon_p - \epsilon_d$, кулоновской одноузельной энергией ($U_d \gg \Delta_{pd}$) на узлах меди и параметром гибридизации t_{pd} . Поскольку одноузельная гибридизация достаточно велика и много больше межузельной, $V_{j=i} = V_0 \simeq 2t_{pd} \simeq \Delta_{pd} \gg |V_{j=i \pm a_{x/y}} \simeq 0,14V_0|$, необходимо сначала привести одноузельную часть гамильтонiana p - d -модели к диагональному виду, а затем записать межузельную гибридизацию через операторы новых (перенормированных) одноузельных состояний. Учитывая лишь два низших уровня энергии: однодырочное d -состояние с перенормированной энергией $\tilde{\epsilon}_d$ и двухдырочное синглетное d - p -состояние, мы приходим к двухзонной модели Хаббарда [7]:

$$\begin{aligned} H = & \epsilon_1 \sum_{i,\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + \epsilon_2 \sum_i X_i^{22} + \\ & + \sum_{i \neq j, \sigma} \{ t_{ij}^{11} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + t_{ij}^{22} X_i^{2\sigma} X_j^{\sigma 2} + 2\sigma t_{ij}^{12} (X_i^{2\bar{\sigma}} X_j^{0\sigma} + \text{h.c.}) \}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь введены операторы Хаббарда $X_i^{nm} = |in\rangle\langle im|$, описывающие переходы между одно- и двукратно заполненными дырочными состояниями $n, m = |0\rangle, |\sigma\rangle, |2\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle$, $\sigma = \pm 1/2, \bar{\sigma} = -\sigma$ с энергией $\epsilon_1 = \tilde{\epsilon}_d - \mu$ и $\epsilon_2 = 2\epsilon_1 + \Delta$ соответственно, где $\Delta = \tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_d$, μ — химический потенциал. Параметры $t_{ij}^{\alpha\beta}$ определяют эффективные интегралы переноса между узлами решетки ($i \neq j$) для однодырочной подзоны d -типа, $\alpha = 1$, и двухдырочной синглетной подзоны p - d -типа, $\alpha = 2$, и их гибридизацию. Как показывают расчеты [7], их значения невелики, так что эффективная ширина подзон W для двумерной решетки оказывается меньше энергии их расщепления $W = 8t_{\text{eff}} \simeq 2\Delta$ и гамильто-

ниан (1) соответствует пределу сильных корреляций в модели Хаббарда. Применение техники операторов Хаббарда, удовлетворяющих условиям полноты $X_i^{00} + X_i^{\sigma\sigma} + X_i^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} + X_i^{22} = 1$, позволяет строго учесть кинематическое ограничение отсутствия двукратного заполнения состояний на любом узле решетки i . В методе вспомогательных бозонов эти ограничения обычно учитываются в ПСП, что приводит к неконтролируемому нарушению статистики частиц и к потере кинематического взаимодействия между ними.

В пределе сильных корреляций межзонную гибридизацию можно исключить во втором порядке по параметру t_{ij}^{12} и свести гамильтониан (1) к эффективной однозонной t - J -модели [8] с обменным взаимодействием $J_{ij} = 4(t_{ij}^{12})^2/\Delta$. В рамках этой модели нетрудно получить систему уравнений для нормальной и аномальной компонент одночастичной функции Грина в ПСП и вывести уравнение для сверхпроводящей щели $\phi_\sigma(\mathbf{q})$ в синглетной подзоне [4]:

$$\begin{aligned} \phi_\sigma(\mathbf{q}) &= \frac{1}{N\chi_2} \sum_{\mathbf{k}} J(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \langle X_{-\mathbf{k}}^{2\bar{\sigma}} X_{\mathbf{k}}^{2\sigma} \rangle = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} J(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \frac{\phi_\sigma(\mathbf{k})}{2E_2(\mathbf{k})} \tanh \frac{E_2(\mathbf{k})}{2T}, \end{aligned} \quad (2)$$

где квазичастичная энергия $E_2(\mathbf{k}) = [\Omega_2(\mathbf{k})^2 + |\phi_\sigma(\mathbf{k})|^2]^{1/2}$ и $\Omega_2(\mathbf{k})$ — спектр в нормальном состоянии. Параметр $\chi_2 = \langle X_i^{22} + X_i^{\sigma\sigma} \rangle = n/2$ определяет вес синглетной зоны в зависимости от концентрации дырок $n = 1 + \delta$.

Выход за рамки ПСП в [5] при учете собственно-энергетических поправок в функциях Грина позволил учесть достаточно сильное затухание квазичастичного спектра в t - J -модели и обусловленное им понижение T_c по сравнению с ПСП. При этом сверхпроводящее спаривание определялось не только мгновенным обменным взаимодействием, как в ПСП-уравнении (2), но обменом спиновыми флуктуациями, которые возникают за счет кинематического взаимодействия во втором порядке по интегралам переноса в одной подзоне. Прямое численное решение системы уравнений для щели с учетом запаздывания спин-флуктуационного взаимодействия позволило определить температуру T_c и зависимость сверхпроводящей щели от частоты и волнового вектора. Были получены достаточно высокие T_c и доказана d -волновая симметрия спаривания при стандартном в данной модели соотношении параметров.

Однако в t - J -модели АФМ-обмен играет роль мгновенного взаимодействия, как и в модели Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Учет эффектов запаздывания в рамках более общей теории Элиашберга показывает, что притяжение электронов, обусловленное обменом фононами, действует лишь в узком слое энергий порядка энергии фононов вблизи поверхности Ферми. Для

выяснения эффектов запаздывания в АФМ-обменном взаимодействии необходимо рассмотреть исходную двухзонную модель Хаббарда (1). Общие уравнения для матричной функции Грина от 4-компонентных операторов Хаббарда $\hat{X}_{i\sigma}^\dagger = (X_i^{2\sigma} X_i^{\bar{\sigma}0} X_i^{\bar{\sigma}2} X_i^{0\sigma})$ были выведены в работе [9], а решение их получено в [10]. Приведем здесь основные результаты этих исследований.

Используя проекционную технику в методе уравнений движения для функций Грина, нетрудно получить выражение для аномальных корреляционных функций, описывающих эффекты спаривания в ПСП. Рассматривая для определенности случай дырочного легирования $n = 1 + \delta > 1$, когда химический потенциал лежит в синглетной подзоне $\mu \simeq \Delta$ и $E_1 \simeq E_2 \simeq -\Delta$, находим уравнение для сверхпроводящей щели в виде $\chi_2 \phi_{ij,\sigma}^{22} = -2\sigma t_{ij}^{21} \langle X_i^{02} N_j \rangle$, где оператор числа частиц $N_j = \sum_\sigma X_j^{\sigma\sigma} + 2X_j^{22}$. Записывая здесь оператор уничтожения пары X_i^{02} в терминах стандартных ферми-операторов $c_{i\sigma} = X_i^{0\sigma} + 2\sigma X_i^{\bar{\sigma}2}$, мы получаем выражение $X_i^{02} = X_i^{0\downarrow} X_i^{\downarrow 2} = c_{i\downarrow} c_{i\uparrow}$, которое показывает, что в ПСП спаривание происходит на одном узле, но в разных хаббардовских подзонах: $\langle X_i^{02} N_j \rangle = \langle c_{i\downarrow} c_{i\uparrow} N_j \rangle$. Вычисление аномальной корреляционной функции с помощью соответствующей функции Грина $\langle\langle X_i^{02}(t) | N_j \rangle\rangle$ приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \langle X_i^{02} N_j \rangle \simeq \sum_{m \neq i, \sigma} 2\sigma t_{im}^{12} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{1 - e^{-\omega/T}} \times \\ \times \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\frac{1}{\omega - E_2 + i\varepsilon} \langle\langle X_i^{\sigma 2} X_m^{\bar{\sigma}2} | N_j \rangle\rangle_{\omega+i\varepsilon} \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

При интегрировании по частоте ω здесь можно пренебречь экспоненциально малым вкладом полюса при энергии $E_2 \simeq -\Delta$, а также пренебречь эффектами запаздывания, полагая $\omega - E_2 \simeq \Delta$. В результате для аномальной корреляционной функции получаем $\langle X_i^{02} N_j \rangle \simeq -4(t_{ij}^{12}/\Delta) 2\sigma \langle X_i^{\sigma 2} X_j^{\bar{\sigma}2} \rangle$, где мы воспользовались двухузельным приближением, которое обычно применяется в t - J -модели, полагая $m = j$ в сумме в (3), и учли равенство для хаббардовских операторов $X_j^{\bar{\sigma}2} N_j = 2X_j^{\bar{\sigma}2}$. В этих приближениях мы приходим к уравнению для сверхпроводящей щели: $\chi_2 \phi_{ij,\sigma}^{22} = J_{ij} \langle X_i^{\sigma 2} X_j^{\bar{\sigma}2} \rangle$, которое совпадает с уравнением (2) для t - J -модели. Аналогичные результаты получаются и в случае электронного легирования $n = 1 + \delta < 1$, когда химический потенциал лежит в однодырочной подзоне $\mu \simeq 0$.

Простейшая аналитическая оценка для максимальной температуры спаривания в уравнении (2) дает зависимость типа БКШ [11]: $T_c \simeq E_F(\delta) \times \exp(-1/\lambda)$, где $E_F(\delta)$ — энергия Ферми легированных носителей. Константа связи $\lambda \simeq JN(\delta)$ зависит от некоторой усредненной плотности дырочных состояний $N(\delta)$ при их концентрации δ .

В купратах, ввиду большой энергии обменного взаимодействия $J \simeq 0,13$ эВ, константа связи не должна быть очень малой. Полагая, например, $\lambda \simeq 0,3$, получим достаточно высокую температуру спаривания $T_c \simeq 170$ К за счет большой электронной энергии $E_F \simeq 0,35$ эВ. Численное решение самосогласованной системы уравнений при учете спин-флуктуационного спаривания, проведенное в [5] с учетом эффектов затухания в t - J -модели или в [10] в модели Хаббарда (1), подтверждает существование высоких T_c для d -волновой симметрии спаривания.

Таким образом, проведенный расчет в рамках двухзонной модели Хаббарда (1) показывает, что при спаривании двух электронов (дырок) за счет АФМ-обменного взаимодействия эффекты запаздывания не важны, и поэтому в спаривании могут участвовать все частицы в проводящей подзоне ввиду большой межзонной энергии в случае сильных корреляций: $\Delta \gg |t_{ij}^{\alpha\beta}|$. Это обстоятельство принципиально отличает обменный механизм спаривания от стандартных бозонных механизмов, при которых спаривание ограничивается узкой областью энергий порядка энергии бозона вблизи поверхности Ферми. Поскольку АФМ-обменное взаимодействие является характерной чертой мотт-хаббардовских систем с сильными электронными корреляциями и отсутствует в ферми-системах (см. обсуждение в [12]), можно утверждать, что специфический механизм спаривания в купратах обусловлен АФМ-обменом с аномально большой энергией взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Plakida N. M. High-Temperature Superconductivity. Berlin: Springer, 1995.
2. Anderson P. W. // Science. 1987. V. 235. P. 1196.
3. Anderson P. W. The Theory of Superconductivity in the High- T_c Cuprates. Princeton: Princeton University Press, 1997.
4. Plakida N. M., Yushankhai V. Yu., Stasyuk I. V. // Physica C. 1989. V. 160. P. 80; Yushankhai V. Yu., Plakida N. M., Kalinay P. // Physica C. 1991. V. 174. P. 401.
5. Plakida N. M., Oudovenko V. S. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 16599.
6. Emery V. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2794.
7. Plakida N. M., Hayn R., Richard J.-L. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 16599.
8. Zhang F. C., Rice T. M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 3759.
9. Plakida N. M. // Physica C. 1997. V. 282–287. P. 1737.
10. Plakida N. M. et al. JINR Preprint E-17-2001-59. Dubna, 2001; Submitted to «Phys. Rev. B».
11. Плакида Н. М. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 39.
12. Anderson P. W. // Adv. in Phys. 1997. V. 46. P. 3.

УДК 539.12.01

АСИММЕТРИЧНЫЙ ЛАВИННЫЙ ПРОЦЕСС В ТЕОРИИ САМООРГАНИЗОВАННОЙ КРИТИЧНОСТИ

E. B. Ивашикевич, A. M. Поволоцкий, B. B. Приезжев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

С помощью метода ансата Бете получены точные результаты для асимметричного лавинного процесса на кольце. Средняя скорость потока частиц v получена как функция вероятностей осыпания и плотности частиц ρ . При увеличении ρ система обнаруживает переход от прерывистого потока к непрерывному, а v расходится в критической точке ρ_c с экспонентой $\alpha = 2$.

The Bethe ansatz method is used to obtain exact results for an asymmetric avalanche process on a ring. The average velocity of particle flow, v , is derived as a function of the toppling probabilities and the density of particles, ρ . As ρ increases, the system shows a transition from intermittent to continuous flow, and v diverges at the critical point ρ_c with exponent $\alpha = 2$.

1. ВВЕДЕНИЕ И ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Лавинная динамика — это основной сценарий релаксации нестабильных состояний в экстремальных системах, где каждый подвижный элемент находится около порога стабильности. Типичное распределение лавин, имеющее характерное степенное убывание, ведет к возникновению дисперсного транспорта частиц, вовлеченных в лавину [1]. Многие физические явления, такие как распространение фронтов [2] или землетрясения [3], могут рассматриваться в терминах лавинной динамики [4]. Однако наиболее подходящий пример — гранулярные системы, которые непосредственно порождают прерывистые лавины и, таким образом, эволюционируют в критическое состояние [5]. В работе предложена модель асимметричного лавинного процесса, который является интегрируемым примером систем, где спонтанно начинающиеся лавины обеспечивают возникновение критического значения плотности частиц, при котором термопредельное значение средней скорости переноса оказывается бесконечным. В отличие от решений подобных моделей [6], рассматривавшихся в теории самоорганизованной критичности, предлагаемое точное решение свободно от предположений об отсутствии межузельных корреляций.

Рассмотрим решетку \mathcal{L} из N узлов с циклическими граничными условиями $\mathcal{L} = \{i \bmod N : i \in \mathbb{Z}\}$. В узлах решетки находятся $p < N$ частиц. Состояние C системы в любой момент времени задается номерами узлов, занятых частицами, которые мы всегда будем располагать в порядке возрастания $C = \{x_k : k = 1, \dots, p; x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_p\}$. Эволюция системы во времени определяется следующими динамическими правилами. Если в момент времени t в любом узле находится не более одной частицы, то каждая частица независимо совершает направленное пуассоновское блуждание, т. е. за малый интервал времени dt частица в узле x_k с вероятностью dt переходит в узел $x_k + 1$. Такой медленный пуассоновский процесс продолжается до тех пор, пока две частицы не займут один узел. Если это произошло, узел становится нестабильным и начинают действовать правила быстрой лавинной динамики. Лавина развивается дискретными шагами и в масштабе пуассоновского времени происходит мгновенно. Если на некотором шаге релаксационного процесса в узле i оказалось $n > 1$ частиц, на следующем шаге релаксация может происходить двумя способами:

- 1) с вероятностью μ_n ($0 \leq \mu_n < 1$) n частиц переходят из узла i в узел $(i+1)$;
- 2) с вероятностью $1 - \mu_n$ ($n - 1$) частиц переходят из узла i в узел $(i+1)$.

Быстрый релаксационный процесс продолжается до тех пор, пока все узлы не станут стабильными, т. е. в любом из них будет не более одной частицы. Такие динамические правила, несмотря на свою простоту, достаточно для получения нетривиальной лавинной динамики. Пуассоновский процесс играет роль теплового резервуара — поставщика микрофлуктуаций, возбуждающих макроскопические релаксационные процессы. Вероятности μ_n — это внешние параметры, характеризующие взаимодействие между частицами.

2. ОСНОВНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ И АНЗАЦ БЕТЕ

Для вычисления средних характеристик системы требуется определить вероятностную меру на пространстве состояний системы. Обозначим $P(C, t) \equiv P(x_1, \dots, x_p, t)$ вероятность конфигурации $C = \{x_1, \dots, x_p\}$ в момент времени t (далее зависимость от t везде опущена). Описанный динамический процесс представляет собой марковский процесс в непрерывном времени. Поэтому, рассматривая лишь переходы между стабильными состояниями вида $C = \{x_k : k = 1, \dots, p; x_1 < x_2 < \dots < x_p\}$ и учитывая нестабильные конфигурации как промежуточные, можно записать для него основное кинетическое уравнение. При этом вероятность конфигурации, в которой нет ни одной пары частиц, занимающих соседние узлы, будет описываться обычным

уравнением направленного дрейфа, т. е.

$$\partial_t P(x_1, \dots, x_p) = e^\gamma \sum_{i=1}^p P(\dots, x_i - 1, \dots) - pP(x_1, \dots, x_p). \quad (1)$$

Рассмотрим теперь конфигурацию, содержащую одну пару частиц в соседних узлах. Переписав формально уравнение (1), мы получим член $P(\dots, x, x, \dots)$, лежащий за границей разрешенной области. Ему можно придать смысл, задав для него рекуррентное соотношение

$$P(\dots, x, x, \dots) = (1 - \mu_2)e^\gamma P(\dots, x - 1, x, \dots) + \\ + \mu_2 e^{2\gamma} P(\dots, x - 1, x - 1, \dots). \quad (2)$$

Здесь нефизический член $P(\dots, x, x, \dots)$ выражен через физический член $P(\dots, x - 1, x, \dots)$ и нефизический член $P(\dots, x - 1, x - 1, \dots)$, который, в свою очередь, выражается через эту же рекуррентную формулу. Применяя рекурсию до бесконечности, мы получим бесконечную сумму, состоящую только из вероятностей стабильных конфигураций. Если на решетке больше чем две частицы, требуется сформулировать подобные граничные условия для вероятности трех и более частиц, оказавшихся в одном узле. Однако условие двухчастичной приводимости, необходимое для интегрируемости кинетического уравнения, требует, чтобы все они сводились к двухчастичному (2). Нетрудно проверить, что это возможно только в случае, если вероятности μ_n определяются рекуррентным соотношением

$$\mu_2 \equiv \mu, \quad \mu_n = \mu(1 - \mu_{n-1}). \quad (3)$$

Введение в уравнение дополнительного члена e^γ позволяет рассматривать функцию $P(C)$ как производящую функцию суммарного пути $Y(t)$, пройденного частицами [7]. Тогда все семиинварианты пройденного пути, в частности средняя скорость частиц v , будут выражаться через производные по γ от максимального собственного значения $\Lambda(\gamma)$ в точке $\gamma = 0$:

$$v = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\langle Y(t) \rangle}{t} = \frac{1}{p} \frac{d\Lambda}{d\gamma} \Big|_{\gamma=0}. \quad (4)$$

Для решения полученных уравнений мы используем анзац Бете — обобщение метода Фурье на случай систем многих частиц со взаимодействием [8]. Будем искать решение в виде

$$P(x_1, \dots, x_p) = e^{\Lambda t} \sum_{\sigma(1, \dots, p)} A(z_{\sigma_1}, \dots, z_{\sigma_p}) z_{\sigma_1}^{-x_1} \dots z_{\sigma_p}^{-x_p}. \quad (5)$$

Здесь суммирование подразумевается по всем перестановкам $\sigma_{(1,\dots,p)}$ индексов $1, 2, \dots, p$. Подстановка решения в уравнение (1) дает выражение для собственного значения

$$\Lambda(\gamma) = e^\gamma \sum_{i=1}^P z_i - p. \quad (6)$$

Соотношение (2) совместно с циклическими граничными условиями приводит к системе нелинейных алгебраических уравнений Бете

$$z_k^N = (-1)^{p-1} \prod_{j=1}^p \frac{1 - (1-\mu)e^\gamma z_k - \mu e^{2\gamma} z_j z_k}{1 - (1-\mu)e^\gamma z_j - \mu e^{2\gamma} z_j z_k}. \quad (7)$$

Интересующее нас основное состояние, соответствующее максимальному собственному значению $\Lambda(0) = 0$, отвечает решению этой системы, для которого при $\gamma \rightarrow 0$ все корни стремятся к единице: $z_j \rightarrow 1$.

3. УРАВНЕНИЯ БЕТЕ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ

После замены $z_k = (1-x_k)/(1+\mu x_k)e^{-\gamma}$ и логарифмирования уравнения (7) приводятся к виду

$$p_0(x_k) = -\frac{\pi i}{N}(p-1) + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^p \Theta(x_k/x_j) + \gamma, \quad (8)$$

где

$$p_0(x) = \ln \left(\frac{1-x}{1+\mu x} \right), \quad \Theta(y/x) = \ln \left(\frac{x+\mu y}{y+\mu x} \right). \quad (9)$$

Каждое решение уравнений Бете соответствует определенному выбору ветвей логарифма в функциях $p_0(x)$ и $\Theta(x)$. В частности, основному состоянию соответствует определение этих функций на комплексной плоскости с разрезами, уходящими на бесконечность вдоль вещественной оси, на краях которых мнимая часть функций принимает значения 0 и 2π . Легко убедиться, что корни x_j , соответствующие основному состоянию, при $\gamma = 0$ равномерно распределены на окружности, расположенной в малой окрестности точки $x = 0$. Рассмотрение частного случая $\mu = 0, N = 2p$, когда уравнения Бете сводятся к квадратному уравнению, показывает, что при отклонении γ от нуля окружность деформируется в асимметричный контур. При этом характерный радиус контура неаналитично зависит от γ таким образом, что в пределе

$N \rightarrow \infty$, $p \rightarrow \infty$, $p/N = \rho$ значению $\gamma = +0$ соответствует контур конечного размера.

Обобщая эти свойства на случай произвольных μ и ρ , предположим, что решения уравнений Бете, соответствующие основному состоянию, расположены на гладком контуре Γ , симметричном относительно реальной оси, с плотностью $R(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} 1/(N(x_{k+1} - x_k))$ [9]. Тогда, после перехода от суммы к интегралу в уравнении (8), мы получим интегральное уравнение для плотности корней:

$$p_0(x) = -i\pi\rho + \gamma + \int_{\Gamma} \Theta(y/x)R(y)dy. \quad (10)$$

Единственный случай уравнения (10), поддающийся аналитическому решению, соответствует замкнутому контуру Γ , концы которого $x_0 = \bar{x}_0$ лежат на отрицательной части действительной оси. Тогда уравнение (10) имеет единственное решение, аналитическое в окрестности $x = 0$, удовлетворяющее условию нормировки $\int_{\Gamma} R(x) = \rho$ и соответствующее $\gamma = 0$:

$$R_0(x) = \frac{1}{2\pi i} \left(\frac{\rho}{x} + \frac{1}{1-x} \right). \quad (11)$$

Для того чтобы отойти от значения $\gamma = 0$, необходимо рассмотреть разомкнутый контур Γ , концы которого имеют малую мнимую часть $x_0 = |x_0|e^{i(\pi-\epsilon)}$ [10]. Предполагая разложимость $R(x)$ в ряд по ϵ , можно решать уравнение (10) по теории возмущений, используя функцию (11) как нулевое приближение. Тогда в первых трех порядках получим

$$\begin{aligned} R(x) = R_0(x) + \frac{1}{2\pi i} & \left(\frac{\epsilon^2 x_0}{6x} \frac{(1+x_0)}{(1-x_0)^3} + \right. \\ & \left. + \frac{\epsilon^3}{3\pi(1-x_0)^2} \sum_{s \neq 0, s=-\infty}^{\infty} \left(\frac{x_0}{x} \right)^{s+1} \frac{s(-\mu)^{|s|}}{1-(-\mu)^{|s|}} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

что дает вклад третьего порядка в $\gamma = -\epsilon^3 x_0 / (3\pi(1-x_0)^2) + O(\epsilon^5)$. При этом для существования решения необходимо выполнение условия $x_0 = \rho/(\rho-1)$, однозначно фиксирующего положение концов контура Γ . Пользуясь полученным выражением для $R(x)$, мы можем вычислить собственное значение $\Lambda(\gamma)$ также до третьего порядка по ϵ :

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda(\gamma)}{N} = -(\mu+1) \int_{\Gamma} & \frac{xR(x)}{1+\mu x} dx = \\ = \epsilon^3 \frac{(\mu+1)x_0}{3\pi(1-x_0)^2} & \left(\frac{x_0}{(1+x_0\mu)^2} - \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s(-\mu)^{2s-1}x_0^s}{1-(-\mu)^s} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

после чего вычисление скорости сводится к взятию предела $v = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Lambda(\gamma)/\gamma p$:

$$v = \frac{(1 - \rho)(1 + \mu)}{(1 - \rho(1 + \mu))^2} + \frac{1 + \mu}{\mu\rho} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s\mu^{2s}}{1 - (-\mu)^s} \left(\frac{\rho}{\rho - 1} \right)^s. \quad (14)$$

Из полученного выражения для средней скорости видно, что скорость становится бесконечной при приближении к критической плотности

$$\rho_c = \frac{1}{1 + \mu}. \quad (15)$$

С точки зрения физики неравновесных критических явлений основной интерес представляет значение критических экспонент, характеризующих расходимости средних в системе, при приближении параметра порядка к критическому значению. Из формулы (14) видно, что средняя скорость ниже критической точки ведет себя как

$$v \sim |\rho - \rho_c|^{-\nu}, \quad \nu = 2. \quad (16)$$

Кроме того, средняя скорость лавинного процесса может трактоваться как среднее число частиц, переносимых лавиной. Поэтому полученная критическая экспонента характеризует закон изменения среднего размера лавины вблизи критической точки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Scher H., Shlesinger M., Bendler J. // Physics Today. 1991. V. 44. P. 1; 26.
2. Krug J., Spohn H. Solids Far From Equilibrium / Ed. C. Godreche. Cambridge University Press, 1991.
3. Burridge R., Knopoff L. // Bull. Siesmol. Soc. Am. 1967. V. 57. P. 341.
4. Paczuski M., Boettcher S. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 111.
5. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 381.
6. Maslov S., Zhang Y. C. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1550.
7. Derrida B., Lebowitz J. L. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 209.
8. Gwa L.-H., Spohn H. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 725.
9. Nolden I. M. // J. Stat. Phys. 1992. V. 67. P. 155.
10. Bukman D. J., Shore J. D. // J. Stat. Phys. 1995. V. 78. P. 1277.

УДК 538.91

ПОЛЯРОНЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

А. И. Бибик

Институт молекулярной и атомной физики, Минск, Белоруссия

Б. Герлах

Институт физики, Университет Дортмунда, Германия

M. O. Дзоро

Национальная лаборатория высоких магнитных полей,
Университет Флориды, Таллахасси, США

M. A. Смондырев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Развита модель, описывающая многослойную планарную гетероструктуру вида GaAs/Al_xGa_{1-x}As как эффективную среду, чьи средние характеристики определяются усреднением соответствующих параметров слоев по волновой функции основного состояния.

A model is developed which describes a multilayered planar heterostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As as an effective medium. The mean characteristics of the medium are defined by averaging the subsequent parameters of the layers over the ground state wave function.

ВВЕДЕНИЕ

Маломерные системы — квазидвумерные квантовые ямы, квазиодномерные квантовые проволоки и квазинульмерные квантовые точки — привлекают в последнее десятилетие огромное внимание исследователей благодаря появившейся возможности их практического использования. Вместо изучения объемных образцов стало доминировать исследование многослойных полупроводниковых гетероструктур. Возможность управлять по желанию электронными свойствами полупроводниковых приборов стимулировала как фундаментальные исследования, так и развитие технических приложений. Первые многослойные образцы появились в начале 70-х гг., и в [1] мы приводим ряд работ на эту тему. Одной из наиболее распространенных гетероструктур является квантовая яма, где слой полупроводникового материала размещен между

слоями другого материала. Если толщина внутреннего слоя такого «сэндвича» (типичные значения — в интервале $10 \div 1000 \text{ \AA}$) много меньше толщины внешних слоев, последние могут рассматриваться как полупространственные объемные образцы. Разница в величине энергетической щели материалов ямы и барьера порождает удерживающий потенциал, зависящий от координаты в направлении роста слоев. Типичные значения высоты энергетических барьеров составляют несколько сотен мэВ. Фантастический прогресс в изготовлении гетероструктур позволяет сейчас создавать квантовые ямы и проволоки самых разных форм и размеров. Примеры изображений таких маломерных структур можно найти на сайтах [2].

Цель настоящей статьи — изложение результатов, полученных при анализе зависимости энергии элементарного возбуждения от ширины квантовой ямы в планарных гетероструктурах. Мы сосредоточимся на системах с электрон-фононным взаимодействием, где простейшее возбуждение — электрон, взаимодействующий с колебаниями решетки. Если гетероструктура сделана из поляризуемых материалов, то электрон-фононное взаимодействие изменяет свойства электрона. Электрон, окруженный облаком виртуальных фононов, превращается в квазичастицу — полярон. При этом изменяется его энергия и эффективная зонная масса. Естественно, эти изменения зависят от удерживающего потенциала. Представляет интерес изучение зависимости характеристик полярона от параметров, значениями которых мы можем управлять (ширина квантовой ямы, высота потенциальных барьеров, форма потенциала). Чтобы понять на качественном уровне поведение энергии связи как функции ширины L потенциальной ямы, представим себе локализованный в ней кулоновский центр. При большой ширине потенциальной ямы энергия связи стремится к обычному значению 1 Ry . Если потенциальный барьер бесконечно высок, то при малой ширине ямы энергия связи стремится к своему двумерному точному решению 4 Ry . Если же высота потенциального барьера конечна, то с уменьшением L первоначальный рост энергии связи прекратится, так как станет проявляться туннелирование частицы под барьером. В результате частице снова станет доступным все пространство и энергия связи вернется к своему трехмерному значению 1 Ry . Значит, функция $E(L)$ будет иметь пик при некотором конечном значении ширины ямы. Это, безусловно, так, если материалы квантовой ямы и барьера имеют одинаковые характеристики. В реальных структурах они отличаются, и при больших ширинах ямы энергия связи стремится к значению 1 Ry_{in} , а при малых — к значению $1 \text{ Ry}_{\text{out}}$, где Ry_{in} , Ry_{out} — величина энергии Ридберга для материалов ямы и барьера соответственно. Поскольку обычно $\text{Ry}_{\text{out}} > \text{Ry}_{\text{in}}$, вопрос о выживании пика энергии связи на качественном уровне не решается. Наши исследования экситонов в планарной гетероструктуре [3] показали, что пик энергии связи существует, что подтверждается экспериментальными данными [4, 5]. Результаты

«охоты» за пиком энергии связи и эффективной массы полярона изложены ниже.

1. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Точное решение задачи должно учитывать наличие квантованных фононных мод в каждом слое, поверхностных фононных мод на границе слоев и полупространственных объемных мод за пределами квантовой ямы. Следует учесть также, что каждый слой имеет свои значения диэлектрических постоянных и зонных масс электрона, так что существует еще и проблема сшивания решений, найденных для отдельных слоев.

При большом числе слоев численное решение задачи становится невозможным даже для современных компьютеров. Поэтому мы предложили приближенную модель эффективной среды [6]. Мы рассматриваем квантовую яму в направлении z роста слоев $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Характеристики среды зависят от молярной концентрации x алюминия (экспериментальные данные берутся из [7]), а последняя зависит от конструкции квантовой ямы, т. е. от координаты z . Это приводит к зависимости от z зонной массы $m(z)$ электрона, частоты $\omega(z)$ оптических фононов и константы $\alpha(z)$ электрон-фононного взаимодействия. Удерживающий потенциал $V(z)$, возникающий из-за различия энергетических щелей при контакте разных материалов, учитывается нами точно. Модель предполагает, что этот потенциал действует в однородной эффективной среде со средними значениями параметров. Естественно, в такой среде имеется лишь объемная фононная мода, так что полный гамильтониан в нашей модели — это гамильтониан полярона Пекара–Фрелиха. Его электронная часть имеет вид

$$H_{\text{el}} = H_{\text{el},\parallel} + H_{\text{el},\perp} = \frac{\mathbf{p}_{\parallel}^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m} + V(z). \quad (1)$$

Входящая сюда *средняя зонная масса* m электрона определяется уравнениями

$$H_{\text{el},\perp}\psi_1 = E_1\psi_1, \quad \frac{1}{m} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{|\psi_1(z)|^2}{m(z)}, \quad (2)$$

где $\psi_1(z)$, E_1 — волновая функция и энергия основного состояния движения электрона вдоль оси z . Поскольку ψ_1 и E_1 зависят от m , мы имеем, на самом деле, систему двух уравнений (2) для вычисления средней массы m электрона. Принятый способ усреднения обратной массы по различным слоям может быть мотивирован как усреднение той части энергии частицы ($\mathbf{p}_{\parallel}^2/2m$), которая связана со свободным движением электрона в плоскости xy . Аналогичным образом находятся другие характеристики эффективной среды. За дальнейшими деталями мы отсылаем к статье [6].

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы применили нашу модель для систем с нижеследующими удерживающими потенциалами.

1. Прямоугольный потенциал (слой GaAs в обкладках $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) с одинаковыми молярными концентрациями по обе стороны ямы):

$$V(z) = \begin{cases} 0, & |z| \leq L/2 \\ V_0, & |z| > L/2. \end{cases} \quad (3)$$

Этот потенциал изучался в работах [8, 9], авторы которых использовали разную параметризацию экспериментальных данных и разные значения молярной концентрации: глубина ямы $V_0 = 227,9$ мэВ при $x = 0,3$ в работе [8] и $V_0 = 199,6$ мэВ при $x = 0,25$ в [9]. Поэтому прямое сопоставление расчетов этих групп затруднительно, но их можно сравнить с результатами нашей модели (рис. 1).

Как видно, согласие с [8] можно считать вполне удовлетворительным (тем более что под влиянием наших результатов и критических замечаний авторы [8] исправили ошибку и провели новые расчеты, которые и представлены на рис. 1). Наша модель не воспроизводит структуру с пиком и провалом кривых, возникающую из-за присутствия нескольких фононных мод. Но разница между пиком и провалом, найденная в [8], составляет $\sim 0,1$ мэВ (3 %), что находится в пределах точности нашей модели. Едва ли столь малая разница может наблюдаться в эксперименте. Различие с результатами [9] более драматично (возможно, из-за ошибок в программе численных расчетов этих авторов).

2. Асимметричный прямоугольный потенциал (слой GaAs в обкладках $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с разными молярными концентрациями по обе стороны ямы):

$$V(z) = \begin{cases} V_r, & z \geq L/2 \\ 0, & |z| < L/2 \\ V_l, & z \leq -L/2. \end{cases} \quad (4)$$

В качестве примера мы используем здесь следующие значения молярных концентраций алюминия: $x_l = 0,42$ ($V_l = 346,6$ мэВ) в левом барьере и $x_r = 0,18$ ($V_r = 141,8$ мэВ) — в правом. На рис. 2 показаны результаты наших расчетов, причем выделены также вклады дискретного (нижний индекс «dis») и непрерывного (нижние индексы «con, V » и «con, ∞ ») спектров. Главное отличие от случая симметричного потенциала — выскаивание частицы из ямы при некотором малом (порядка 16 Å в нашем примере) значении ширины ямы. Снова мы находим существенные различия с результатами работы [9].

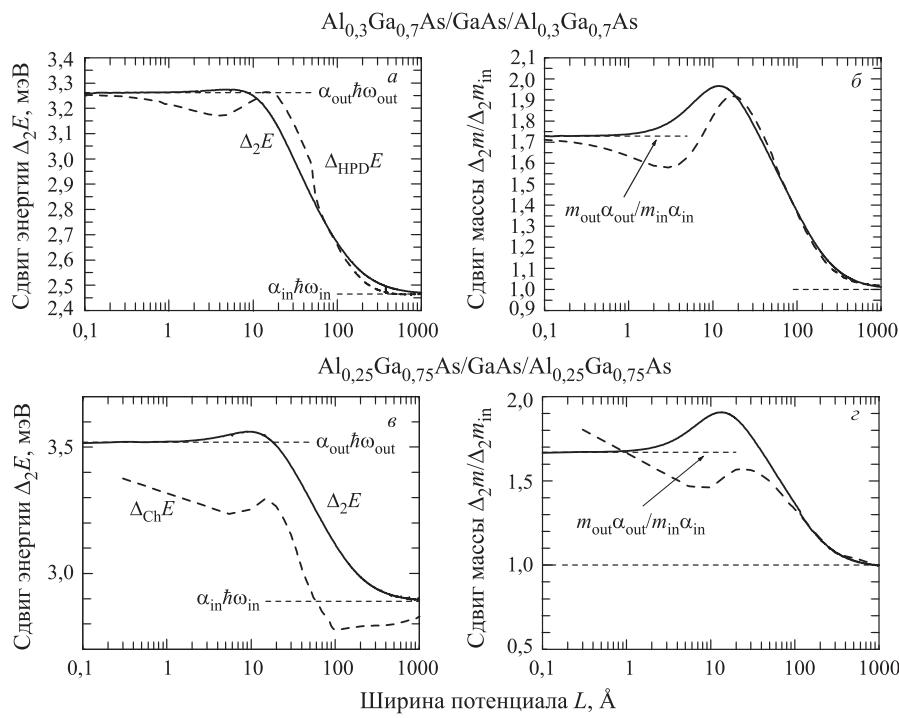


Рис. 1. Сравнение наших расчетов [6] (сплошные линии) для симметричного прямоугольного потенциала с результатами (штриховые линии) работ [8] (а, б) и [9] (в, г). Показаны сдвиг энергии полярона (а, в) и отношение сдвига эффективной массы к ее сдвигу в GaAs (б, г).

3. Потенциал Розена–Морса (многослойная структура с непрерывно меняющейся молярной концентрацией алюминия) имеет вид

$$V(z) = V_0 \tanh^2 \left(\frac{z}{L_{\text{RM}}} \right). \quad (5)$$

В обоих предыдущих случаях использовалась теория возмущений по степеням константы связи α электрон–фононного взаимодействия. Для потенциала Розена–Морса известно аналитическое выражение для функции Грина [11, 12], где уже выполнено суммирование по всем виртуальным состояниям. Данный потенциал служит примером многослойной гетероструктуры, а сравнение с результатами для симметричного прямоугольного потенциала с той же глубиной и с тем же значением энергии основного состояния служит для дополнительной проверки технической части расчетов. Рисунок 3 демонстрирует блестящее совпадение.

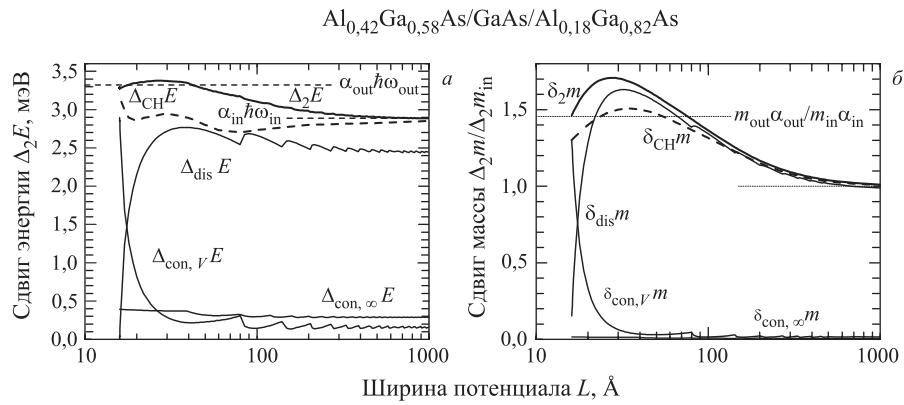


Рис. 2. Сравнение наших результатов [10] (сплошные линии) с расчетами работы [9] (штриховые линии) для сдвига энергии полярона (*а*) и отношения сдвигов эффективной массы (*б*). Индексом «*dis*» обозначена кривая вклада дискретного спектра, индекс «*con,V*» соответствует вкладу полуограниченного непрерывного спектра (для энергий $V_r \leq E \leq V_l$), индекс «*con,∞*» обозначает вклад непрерывного спектра для энергий $E \geq V_l$

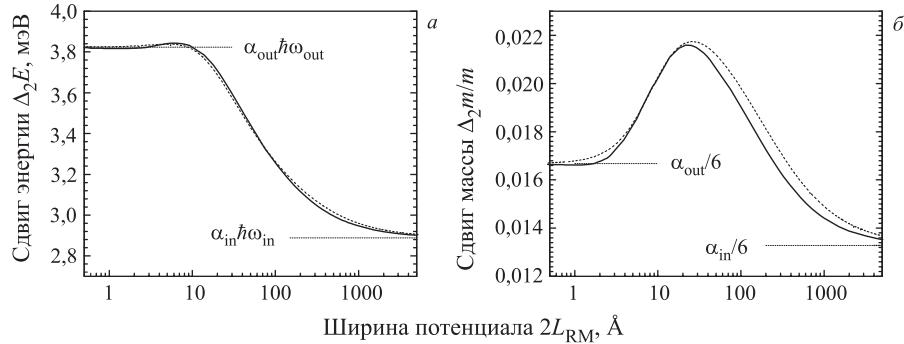


Рис. 3. Сравнение результатов для потенциала Розена–Морса (сплошные линии) и эквивалентного симметричного прямоугольного потенциала (штриховые линии) с тем же значением энергии основного состояния и той же глубины

В заключение отметим, что наша модель позволяет продолжить «охоту за пиками» в других квазидвумерных системах: связанных поляронах, биполяронах, D^- -центрах и т. п. Развитый подход применим также к изучению поведения подобных квазичастиц в квантовых проволоках и квантовых точках. Исследование поддержано грантами программы Гейзенберг–Ландау и «Deutsche Forschungsgemeinschaft, Graduiertenkolleg 50».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Esaki L., Tsui T.* // IBM J. of Research Development. 1970. V. 14. P. 61;
Bauer G., Kucher F., Heinrich H. Two-Dimensional Systems, Heterostructures and Superlattices /
Eds. L. L. Chang, K. Ploog. Springer, 1984;
MBE and Heterostructures / Eds. L. L. Chang, K. Ploog. Nijhoff, 1985;
Casey H. C., Parish M. B. Heterostructure Lasers. Ac. Press, 1978;
Woggon U., Gaponenko S. V. // Phys. Stat. Sol. B. 1995. V. 189. P. 285;
Optics of Excitons in Confined Systems / Eds. A. D'Andrea et al. Institute of Phys. Conference
Series. 1991. No. 123.
2. Forschungszentrum Julich, Germany (<http://www.nanonet.de>);
Laboratory for Micro- and Nanotechnology, PSI, Villigen, Switzerland
(http://www1.psi.ch/www_lmn_hn/).
3. *Gerlach B. et al.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 10568.
4. *Gurioli M. et al.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 15755.
5. *Voliotis V. et al.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 10725.
6. *Smondyrev M. A., Gerlach B., Dzero M. O.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 16692.
7. *Adachi S.* // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. R1.
8. *Hai G. Q., Peeters F. M., Devreese J. T.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 4666; Erratum. Phys.
Rev. B. 2000. V. 62. P. 10572.
9. *Shi J. J. et al.* // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 4670.
10. *Bibik A. I. et al.* // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures / Eds. V. E. Borisenko,
S. V. Gaponenko, V. S. Gurin. Singapore, 2001. P. 48.
11. *Kleinert H., Mustapić I.* // J. Math. Phys. 1992. V. 33. P. 643.
12. *Fischer W., Leschke H., Müller P.* // Path Integrals from meV to MeV: Tutzing'92 / Ed. H. Grabert
et al. Singapore, 1993. P. 259; Ann. Phys. 1993. V. 227. P. 206.

УДК 539.172.15; 539.172.17; 539.163.1; 539.173.7; 546.799; 621.384.611

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
В ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
им. Г. Н. ФЛЕРОВА

М. Г. Иткис, Ю. Ц. Оганесян, А. Г. Попеко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова

В течение прошедших пяти лет в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) были созданы уникальные исследовательские установки: кинематические сепараторы, 4π -спектрометры заряженных частиц, детекторы нейтронов и γ -квантов. Основой экспериментальной базы стали изохронные циклотроны У-400 и У-400М. Благодаря высокой эффективности получения пучков ^{48}Ca была начата не имеющая аналогов в мире программа синтеза сверхтяжелых элементов в районе предсказанных сферических оболочек $Z \approx 114$ и $N \approx 184$. Выполнены первые эксперименты по синтезу ядер с $Z = 112, 114$ и 116 в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{48}\text{Ca} + ^{242,244}\text{Pu}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$. Исследование химических свойств новых элементов является традиционным направлением программы исследований ЛЯР. Были получены новые данные о химических свойствах элементов резерфордий и сиборгий. В экспериментах по исследованию вынужденного и спонтанного деления изучалось влияние ядерных оболочек на динамику процесса деления. При помощи фрагмент-сепаратора COMBAS на ускорителе У-400М с использованием пучков ^{12}Ca и ^{14}N при энергии до $50 \text{ A}\cdot\text{МэВ}$ исследовались механизмы нуклон-нуклонных взаимодействий. В экспериментах по упругому рассеянию и в реакциях передачи ^6He на водороде и гелии на сепараторе АКУЛИНА были обнаружены проявления структуры ^6He . Изучались также прямые реакции ^8He с водородом. Выполнены измерения масс и изучалась структура уровней нейтронно-обогащенных изотопов легких элементов ^{7-10}He , $^{10,11}\text{Li}$, $^{13,14}\text{Be}$ и ^{16}B . Развитие ускорительной техники в последние годы в основном было связано с реализацией проекта DRIBs — получением пучков радиоактивных ионов на циклотронах ЛЯР.

During the past 5 years a unique research base with modern set-ups (kinematic separators, 4π -spectrometers of charged particles, detectors of neutrons and γ -quanta) has been created at the FLNR on the basis of the U-400 and U-400M isochronous cyclotrons. Due to the high efficiency of the ^{48}Ca beam production a world-level competitive program on the synthesis of superheavy elements in the region of predicted spherical shells with $Z \approx 114$ and $N \approx 184$ has been launched. First experiments aimed at the synthesis of the nuclei with $Z = 112, 114$ and 116 have been carried out using $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{48}\text{Ca} + ^{242,244}\text{Pu}$ and $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ reactions. The investigation of chemical properties of new elements is one of the traditional FLNR research programs. New results on the properties of Rf and Sg have been obtained. New evidence of the shell influence on the nuclear fission dynamics has been obtained in the research of spontaneous and induced fission carried out recently. A number of experiments devoted to the study of reaction mechanisms in nucleus-nucleus collisions were carried out at a fragment-separator COMBAS using the ^{12}Ca and ^{14}N ion beams of up to $50 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ in energy at the U-400M cyclotron beam line. Manifestations of the ^6He -nucleus structure in elastic scattering and transfer reactions between ^6He and hydrogen and helium nuclei were observed. Direct reactions between the $26 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^8He beam and hydrogen have been also studied at the separator ACCULINA. The mass measurements and the level structure studies of very

neutron-rich isotopes of light elements ^{7-10}He , $^{10,11}\text{Li}$, $^{13,14}\text{Be}$, ^{16}B have been performed. The development of the accelerator technique is connected with the realization of the project DRIBs — production of radioactive ion beams at FLNP cyclotrons.

Физика тяжелых ионов в последние десятилетия является наиболее динамично развивающейся областью ядерной физики низких и промежуточных энергий. Именно здесь были получены наиболее впечатляющие результаты. Например, в области трансфермивых элементов ($Z > 100$) за последние шесть лет были открыты пять новых элементов и синтезированы около тридцати новых изотопов, обнаружено стабилизирующее влияние нейтронной «подоболочки» $N = 162$, получены указания на существование «острова стабильности» сверхтяжелых элементов с $Z \approx 114$ и $N \approx 184$, получены данные о химических свойствах элементов вплоть до $Z = 108$. В области легких ядер ($Z < 20$) синтезированы около пятидесяти новых изотопов, среди них наблюдались такие экзотические, как ^4H и ^5H , а также «динейтронная» конфигурация ^6He .

В Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова исследования традиционно проводятся по трем основным направлениям физики тяжелых ионов. Они включают эксперименты по синтезу тяжелых и экзотических ядер, изучение механизма ядерных реакций и развитие ускорительной техники. В последние годы интенсивно развивается новое направление — изучение реакций с радиоактивными ионами.

В течение прошедших пяти лет были созданы уникальные исследовательские установки: кинематические сепараторы, 4π -спектрометры заряженных частиц, детекторы нейтронов и γ -квантов. Основой экспериментальной базы стали изохронные циклотроны У-400 и У-400М, оснащенные ЭЦР-источниками ионов.

Исследования выполняются в широкой международной кооперации как на ускорителях лаборатории, так и в других научных центрах.

В этом кратком обзоре мы не пытаемся привести полный перечень экспериментов, выполненных в Лаборатории ядерных реакций в период 1995–2000 гг. Остановимся лишь на тех работах, которые, как мы полагаем, в наибольшей мере иллюстрируют достижения лаборатории.

СИНТЕЗ НОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Фундаментальным следствием макро-микроскопической теории явилось предсказание «острова стабильности» сверхтяжелых элементов вблизи $Z = 114$ и $N \approx 184$. Эта интригующая гипотеза была предложена около 35 лет назад и интенсивно развивалась в последующие годы.

Важным достижением лаборатории на пути к «острову стабильности» явилось экспериментальное подтверждение значительного повышения ста-

бильности сверхтяжелых ядер по отношению к спонтанному делению вблизи нейтронной подоболочки с $N = 162$.

В рамках сотрудничества Дубна–Ливермор (США) на ускорителе У-400 (ЛЯР) в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$ были синтезированы два новых изотопа элемента Sg ($Z = 106$) и в реакции $^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$ — новый изотоп элемента Hs ($Z = 108$) с $A = 267$. В результате экспериментов по синтезу элемента 110 в реакции $^{34}\text{S} + ^{244}\text{Pu}$ был получен его изотоп с числом нейтронов $N = 163$ [1]. В совместных экспериментах, выполненных на ускорителе UNILAC (GSI, ФРГ), в реакциях холодного слияния $^{62,64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, $^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi}$ и $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ были открыты элементы с $Z = 110, 111$ и 112 [2].

Эти исследования подтвердили предсказания макро-микроскопической теории о существенном стабилизирующем влиянии деформированной подоболочки в тяжелых деформированных ядрах вблизи $Z = 108$, $N = 162$ и показали, что в реакциях наиболее тяжелых мишеней Ru и Cm с ускоренными ионами ^{48}Ca можно достигнуть границы области, где становится заметным влияние оболочек $Z = 114$ и $N = 184$.

Использование ионов ^{48}Ca в качестве бомбардирующих частиц для синтеза наиболее тяжелых элементов представляет особый интерес. Значительное обогащение нейtronами этого ядра позволяет получать составные ядра с числами нейтронов, наиболее близкими к предсказанному магическому числу $N = 184$. В противоположность реакциям «холодного» слияния в реакциях с ионами кальция, вследствие значительной асимметрии во входном канале ($A_p/A_t \approx 0,2$; $Z_p \cdot Z_t \approx 1880$), не ожидается существования динамических запретов на слияние взаимодействующих ядер. С другой стороны, как следствие значительного дефекта массы ^{48}Ca , энергия возбуждения составного ядра при энергии взаимодействия вблизи кулоновского барьера ожидается ~ 30 МэВ. Это обстоятельство должно заметно повысить вероятность выживания составных ядер в сравнении с реакциями «горячего слияния».

Поскольку ожидаемое сечение образования сверхтяжелых элементов даже в максимуме функции возбуждения должно быть близким к 1 пб, непременным условием проведения экспериментов являлось получение стабильных высокointенсивных пучков изотопа ^{48}Ca при минимальном расходе материала. После модернизации ускорителя У-400 удалось обеспечить среднюю интенсивность пучка ионов ^{48}Ca на мишени $\approx 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ при расходе рабочего вещества $\sim 0,3$ мг/ч. Впервые в экспериментах использовался режим непрерывного пучка.

Для комплексного тестирования ЭЦР-источника ионов, ускорителя У-400 и сепараторов в длительных экспериментах, нацеленных на синтез наиболее тяжелых элементов, были выбраны реакции $^{206,208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)$. На сепараторе ВАСИЛИСА изучалось образование изотопов No в диапазоне энергии бомбардирующих ионов $205 \div 235$ МэВ. Полученные значения сечений обра-

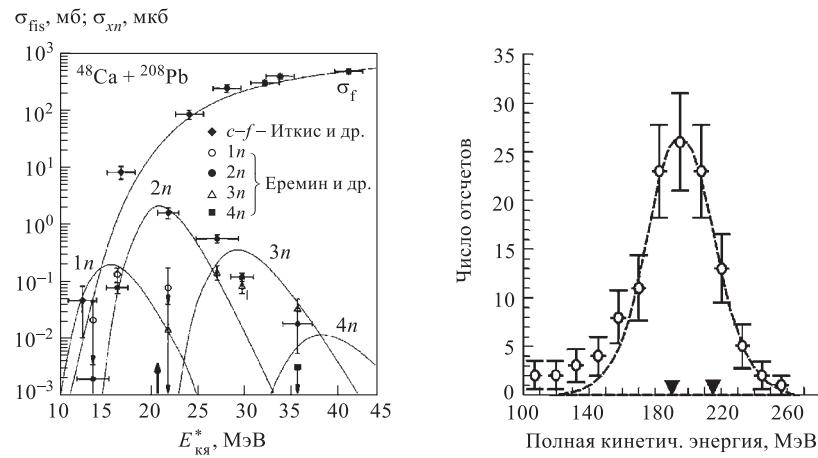


Рис. 1. Зависимость от энергии сечения образования изотопов нобелия в реакциях $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{254-x}\text{No}$

Рис. 2. Распределение полной кинетической энергии осколков деления ^{252}No , образовавшегося в реакции $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$

зования показаны на рис. 1. Распределение полной кинетической энергии осколков деления $^{252}\text{No}(\text{s. f.})$ (рис. 2) изучалось в реакции $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$ [3].

Благодаря высокой эффективности получения ионов ^{48}Ca была начата не имеющая аналогов в мире программа синтеза сверхтяжелых элементов.

Эксперименты выполнялись на циклотроне тяжелых ионов ЛЯР У-400 и сепараторах ВАСИЛИСА и ГНС в рамках сотрудничества с GSI (Дармштадт, Германия), LLNL (Ливермор, США), RIKEN (Сайтама, Япония), Университетом Комениуса (Братислава, Словакия) и Университетом Мессины (Италия).

Результаты экспериментов представлены в табл. 1.

Таблица 1.

Дата	Мишень	Энергия возб. E^* , МэВ	Доза пучка, 10^{18}	Наблюдае- мое ядро	Сечение, пб
Март 1998	^{238}U	31,0	3,5	$^{283}\text{112}$	5
Ноябрь–дек. 1998	^{244}Pu	35,0	5,2	$^{289}\text{114}$	1
Март 1999	^{242}Pu	33,5	7,5	$^{287}\text{114}$	2,5
Июнь–окт. 1999	^{244}Pu	35,3	10	$^{288}\text{114}$	1
Июнь 2000–дек. 2001*	^{248}Cm	33,1	23*	$^{292}\text{116}$	0,7*

*Эксперимент продолжается.

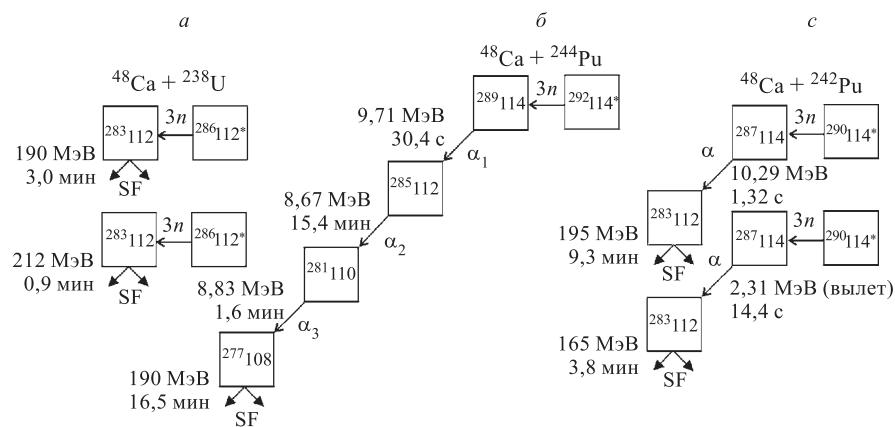


Рис. 3. Позиционно-коррелированные цепочки распадов: а) $^{283}\text{112}$, образующегося в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$; б) $^{289}\text{114}$, образующегося в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$; в) $^{287}\text{114}$, образующегося в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$

Первые положительные результаты были получены на сепараторе ВАСИЛИСА весной 1998 г. после облучения мишени ^{238}U потоком ионов ^{48}Ca $3,5 \cdot 10^{18}$ [4]. В этом эксперименте наблюдались два события спонтанного деления с полной энергией ТКЕ, близкой к 190 и 212 МэВ. Эти события были приписаны распаду нового изотопа элемента 112, образовавшегося в реакции $^{238}\text{U}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{283}\text{112}$ (см. рис. 3, а) с сечением $\sigma_{3n} \approx 5$ пб.

Первые эксперименты с целью синтеза сверхтяжелого ядра с $Z = 114$ в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ были выполнены в рамках сотрудничества ЛЯР–Национальная ливерморская лаборатория им. Лоуренса (США). Эксперименты выполнялись на дубненском газонаполненном сепараторе. Мишень состояла из обогащенного изотопа ^{244}Pu (98,6 %). Энергия бомбардирующих частиц в середине мишени была выбрана равной 236 МэВ, при этом энергия возбуждения составного ядра должна была находиться в пределах от 34 до 38,5 МэВ. В этих условиях были выполнены два эксперимента.

В первом эксперименте [5] была зарегистрирована цепочка последовательных распадов, начинавшаяся имплантируемым атомом, затем следовали три α -частицы, и заканчивавшаяся спонтанным делением. Все события коррелируют по позициям в детекторе (рис. 3, б). Высокие средние энергии α -частиц вместе с длительными интервалами времени между распадами и спонтанное деление, завершающее цепочку, указывают на распад ядер с высокими атомными номерами. Хорошим кандидатом в качестве исходного ядра, породившего эту цепочку α -распадов, является изотоп $^{289}\text{114}$, образовавшийся в $3n$ -испарительном канале с поперечным сечением ~ 1 пб.

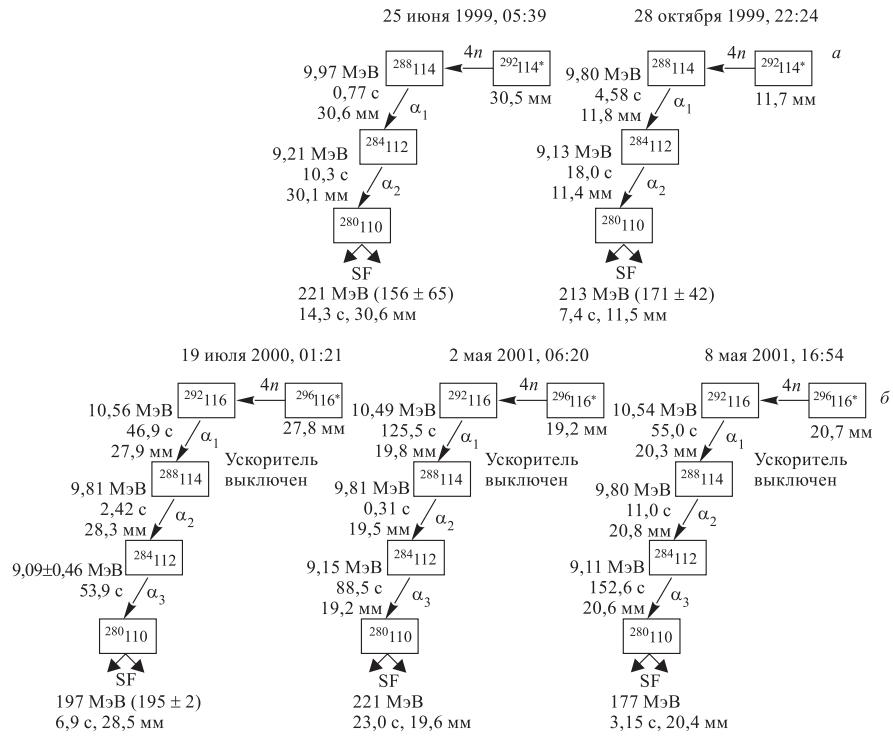


Рис. 4. а) Цепочки распадов ^{288}Pu , наблюдавшиеся в реакции $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 4n)$; б) последовательности событий, наблюдавшиеся в цепочках распада $^{292}\text{Np}^*$

Во втором эксперименте [6], проведенном в июне–октябре 1999 г., наблюдались две цепочки α -распадов, завершившихся спонтанным делением (рис. 4, а). Энергия ионов пучка соответствовала энергии возбуждения составных ядер $^{292}\text{Np}^*$, равной $E_x = (38 \pm 2)$ МэВ. При этой энергии наибольшую вероятность имел канал с испарением 4 нейтронов, приводивший к образованию изотопа ^{288}Pu .

В марте–апреле 1999 г. мишень ^{242}Pu была облучена ионами ^{48}Ca на сепараторе ВАСИЛИСА [7]. В этой реакции ожидалось образование изотопа элемента 114 с $N = 173$ — $^{287}\text{Np}^*$. Этот изотоп должен испытывать α -распад, приводящий к образованию дочернего ядра ^{283}Ca , которое ранее было синтезировано в реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{238}\text{U}$. Условия проведения эксперимента были практически идентичны условиям проведения экспериментов по синтезу изотопа ^{283}Ca . Энергия бомбардирующих ионов ^{48}Ca составляла 235 МэВ. Наблюдались две цепочки α -распада, завершившиеся спонтанным делением с

периодом полураспада $T_\alpha = 5,5^{+10}_{-2}$ с (рис. 3, в). Сечение образования нового изотопа ^{287}Hs составило ~ 2 пб.

В июне 2000 г. была начата серия экспериментов по синтезу сверхтяжелого элемента с $Z = 116$ в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ [8]. Предполагалось, что в реакциях полного слияния после испарения 3 или 4 нейtronов и последующего α -распада будут образовываться уже известные изотопы ^{288}Hs и ^{289}Hs . К июню 2001 г. были выполнены 4 серии экспериментов с суммарной дозой пучка $2,3 \cdot 10^{19}$ ионов. Всего наблюдались три цепочки распадов (см. рис. 4, б). После имплантации тяжелого ядра отдачи наблюдалось испускание α -частиц с $E_{\alpha 1} \approx 10,5$ МэВ, ускоритель выключался и сигналы от α_2 , α_3 и SF регистрировались практически в бесфоновых условиях. Из сравнения рис. 4, а и 4, б видно, что первый α -распад приводит к последовательности распадов, соответствующей изотопу ^{288}Hs , что позволяет приписать исходные цепочки распаду изотопа ^{292}Hs .

Свойства наиболее тяжелых изотопов Hs^{292}Hs представлены в табл. 2.

Таблица 2.

Изотоп	Вид распада	E_α , МэВ	ТKE _{изм} , МэВ	$T_{1/2}$
^{277}Hs	SF		170	11 мин
^{280}Hs	SF		210	7,6 с
^{281}Hs	α	8,83		1,1 мин
^{283}Hs	SF		190	3 мин
^{284}Hs	α	9,17		44,3 с
^{285}Hs	α	8,67		11 мин
^{287}Hs	α	10,29		5 с
^{288}Hs	α	9,83		2,6 с
^{289}Hs	α	9,71		21 с
^{292}Hs	α	10,56		52,5 мс

Обобщая результаты экспериментов с пучком ^{48}Ca после набора интегральной дозы $\approx 5 \cdot 10^{19}$ ионов, можно сделать следующие заключения [9]:

- реакции полного слияния ^{48}Ca с актинидными мишнями при энергиях вблизи кулоновского барьера с наибольшей вероятностью протекают с испарением 3 или 4 нейтронов, эмиссия заряженных частиц (протонов и α) сильно подавлена;
- для цепочек последовательных α -распадов, завершающихся спонтанным делением, энергии Q_α и периоды полураспада T_α следуют фундаментальному закону Гейгера–Неттола и указывают на распад ядер с большими атомными номерами ($Z = 110 \div 116$);
- спонтанное деление с $\text{TKE} \sim 200$ МэВ связано с распадом тяжелых долгоживущих ядер ($T_{SF} \sim 10 \div 1000$ с) и ядер с $Z \geq 106$, образующихся как дочерние продукты α -распада более тяжелых ядер;

— увеличение времени жизни у $^{281}110$ по сравнению с известным изотопом $^{273}110$ более чем в $5 \cdot 10^5$ раз и у $^{285}112$ по сравнению с известным $^{277}112$ более чем в $1,4 \cdot 10^6$ раз является указанием на наличие ядерной оболочки при еще больших числах нейтронов;

— период полураспада изотопа $^{287}114$ оказался короче, чем у более тяжелых изотопов $^{289}114$ и $^{288}114$, такая тенденция ожидается при уменьшении числа нейтронов по мере удаления от замкнутой нейтронной оболочки;

— сравнивая времена жизни $^{292}116$ ($T_{1/2} = 33$ мс) и его дочернего ядра $^{288}114$ ($T_{1/2} = 1,8$ с), можно предположить, что $Z = 114$ является протонной оболочкой.

Полученные результаты являются прямым указанием на существование «острова стабильности» сверхтяжелых элементов вблизи $Z = 114$ и $N > 174$.

Дальнейшие эксперименты будут нацелены на синтез ядер с $Z = 110 \div 118$ в реакциях ^{232}Th , $^{236,238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{242,244}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$, $^{246,248}\text{Cm}$, $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$. Обсуждается возможность проведения исследований с ионами ^{36}S , ^{50}Ti , ^{58}Fe и радиоактивными пучками. Планируются эксперименты по определению масс сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{236,238}\text{U} \rightarrow ^{284,286}112^*$.

Продолжаются работы по модернизации газонаполненного сепаратора ГНС (электронная и детектирующая системы) и сепаратора ВАСИЛИСА (установка нового отклоняющего магнита, электронная и детектирующая системы).

ХИМИЯ ТРАНСАКТИНИДОВ

Исследование химических свойств новых элементов является традиционным направлением программы исследований ЛЯР.

На установке ХИПТИ совместно с химиками из Швейцарии, Германии и Польши была выполнена серия экспериментов по изучению свойств резерфордия. Сравнительное изучение (оксо)хлоридов и бромидов ^{261}Rf ($T_{1/2} = 78$ с), образующихся в реакции $^{248}\text{Cm}(^{18}\text{O}, 5n)$, и ^{165}Hf ($T_{1/2} = 76$ с) проводилось методами изотермической хроматографии. Было показано, что соединения Rf более летучи, чем соединения Hf [10].

Систематически изучалось поведение короткоживущих изотопов Mo и W, аналогов Sg. Сорок атомов элемента 106 были выделены в форме SgO_2Cl_2 методами термохроматографии и зарегистрированы по спонтанному делению на кварцевой поверхности. Установлено, что химическое поведение элемента 106 и короткоживущих изотопов Mo и W идентично. Сравнительный анализ полученных данных и данных по химии Sg позволил установить формулы химических соединений этого элемента [11].

Значительные времена жизни изотопов с $Z = 108 \div 114$, синтезированных в реакциях с ^{48}Ca , позволяют планировать эксперименты по изучению химических свойств этих элементов. Проблема может быть сформулирована следующим образом: являются ли эти элементы гомологами тяжелых металлов Os \div Pb. Химические свойства тяжелых элементов определяются релятивистскими эффектами, и их изучение относится к фундаментальным проблемам современной химии.

Предполагается, что элемент 108 (хассий) будет являться гомологом Ru и Os. Благодаря уникальному групповому химическому свойству Ru, Os и Hs образовывать летучие стабильные тетроксиды типа $\text{Os}(\text{Ru})\text{O}_4$, хассий может быть успешно отделен от актинидов и трансактинидов с $Z < 108$. В модельных опытах с короткоживущими α -активными изотопами $^{171}\text{--}^{174}\text{Os}$, получавшимися в реакции $^{158}\text{Dy} + ^{20}\text{Ne}$ [12], при помощи смеси газов — носителей Ar/O_2 — термализованные атомы отдачи переносились в горячую ячейку кварцевой термохроматографической колонки установки KIT (рис. 5).

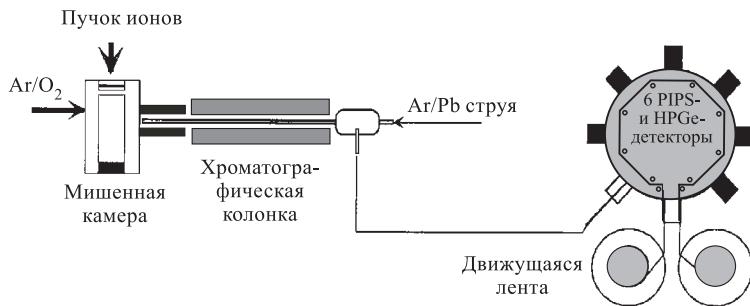


Рис. 5. Схема модернизированной установки KIT

При добавлении в газ аэрозолей свинца удавалось переносить OsO_4 в помещение для измерения активности на расстояние 10 метров за несколько секунд. Аэрозоли высаживались на ленту, которая каждые 20 с перемещалась на один шаг. Полный выход изотопов $^{171}\text{--}^{174}\text{Os}$, включая вынос из реакционной камеры, транспорт и осаждение, составил 50–60 %. Достигнутая эффективность аппаратуры достаточна для полномасштабных экспериментов по химии хассия.

С целью поиска долгоживущих продуктов распада элемента 110 проводились облучения ториевой мишени внутренним пучком ионов ^{48}Ca . Методами быстрой химии из облученной мишени извлекалась фракция, содержащая Sg, и в последующих измерениях проводился поиск α -распада долгоживущего изотопа ^{268}Sg и спонтанного деления ^{264}Rf [13]. В этих измерениях были отработаны методы разделения образующихся изотопов, а также изучены фоновые условия.

Изотоп ^{283}Hg с временем жизни ~ 3 мин образуется с сечением примерно 5 пб. Элемент 112 должен принадлежать к группе IIIB Zn–Cd–Hg, поэтому в качестве первого шага в этом направлении были разработаны методики выделения и детектирования Hg. Для экспериментов с короткоживущими изотопами ртути на циклотроне У-400 была разработана специальная детектирующая проточная камера (рис. 6), в которой располагалась пара прямоугольных (2×2 см) PIPS-детекторов.

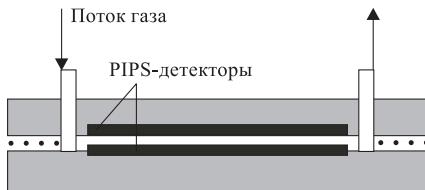


Рис. 6. Схема детекторной камеры

из $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ толщиной $2 \text{ мг}/\text{см}^2$ содержала также около 100 мкг естественного Nd. Мишень была нанесена на 2-мкм пленку сплава HAVAR. При облучении мишени ядра отдачи тормозились в чистом гелии и через капилляр длиной 25 м переносились к детектирующей аппаратуре. Восемь детектирующих проточных камер располагались последовательно. Поверхности детекторов в камерах 1–6 были покрыты Au, а в последних двух камерах — Pd. Камеры располагались внутри детектора нейтронов. Абсорбция атомов Hg, образующихся в реакциях $\text{Nd}(^{48}\text{Ca}; xn)$, контролировалась по α -частицам ^{185}Hg (5,65 МэВ).

Задача эксперимента состояла в том, чтобы определить распределение Hg в детектирующих камерах. Для этого было проведено облучение мишени на циклотроне У-400. На рисунке 7 приведено распределение Hg в детектирующих камерах. События спонтанного деления не были зарегистрированы. Это означает, что Hg был полностью поглощен в детектирующих камерах.

Рис. 7. Распределение ртути, абсорбированной в детекторных камерах

Этот эксперимент продемонстрировал возможность изучения химических свойств элементов, образующихся с сечениями в диапазоне нескольких пикобарн. Для следующих экспериментов мы планируем модернизировать детектирующую систему с целью обеспечения возможности регистрировать α -активность и спонтанное деление в газе, прошедшем через все камеры, а также значительно увеличить дозу пучка.

ДЕЛЕНИЕ И КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Новые важные физические результаты были получены при изучении спонтанного деления и деления слабовозбужденных составных ядер.

При исследованиях массовых и энергетических распределений осколков спонтанного деления ^{244}Cm и деления слабовозбужденного составного ядра $^{242m}\text{Am}(n, f)$ была выявлена компактная область повышенного выхода осколков вблизи фрагментов с магическим числом нейтронов $N = 50$. Наблюдавшееся явление может быть связано с существованием сверхбыстрой цепочки распадов на три кластера примерно равной массы и с $Z = 31 \div 32$ ($2 \cdot 10^{-5}$ от полного числа делений) [15]. Аналогичная структура, которая, возможно, также определяется кластерной конфигурацией, наблюдалась и при изучении спонтанного деления ^{252}Cf при низких энергиях возбуждения [16]. Эти данные указывают на значительное влияние оболочек на динамику спонтанного и вынужденного деления.

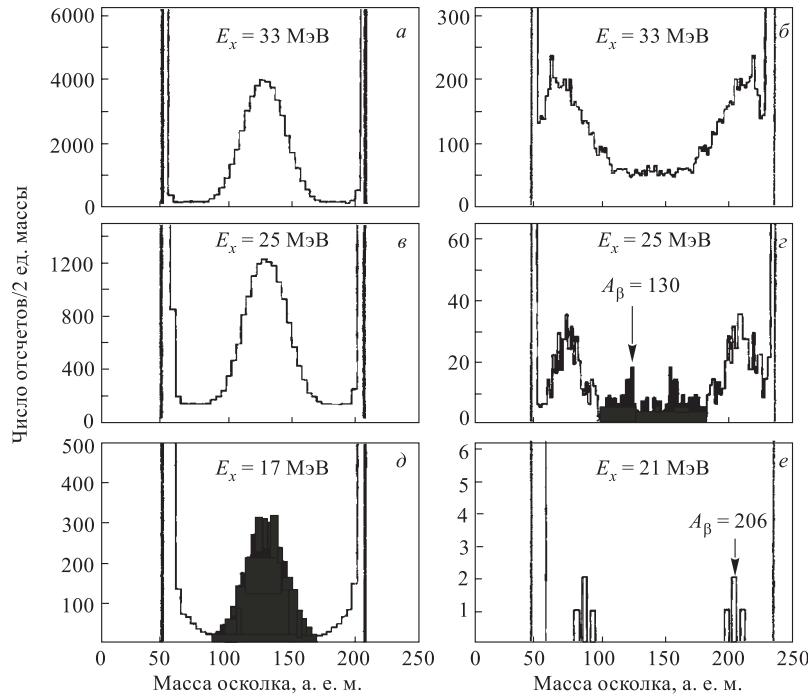
В подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия) с помощью полиэтилентерефталатных трековых детекторов изучалась кластерная радиоактивность и спонтанное деление ^{232}Th . Установлена нижняя граница парциального периода полураспада при эмиссии наиболее вероятного кластера ^{26}Ne : $T_{1/2cl} > 5 \cdot 10^{21}$ лет. Измеренный период спонтанного деления составил: $T_{1/2sf} = (1,2_{-0,3}^{+0,5}) \cdot 10^{21}$ лет [17].

Интерес к изучению деления сверхтяжелых ядер в реакциях с тяжелыми ионами связан, в первую очередь, с возможностью получения информации, необходимой для синтеза новых элементов и оценки сечения образования компаунд-ядер при энергии возбуждения $\approx 15 \div 30$ МэВ. Кроме того, ядра из области At–Th и сверхтяжелые ядра с $Z \geq 100$ представляют значительный интерес для изучения собственно феномена деления.

Для получения информации о характеристиках деления ядер в трех областях — доактинидной, промежуточной и трансфермиевой — применялся 4π -детектор нейтронов DEMON и триггер осколков деления CORSET [18]. Спектрометр предназначен для регистрации осколков деления в корреляции с пред- и послеразрывными нейтронами и γ -квантами. Модернизация спектрометра позволила реализовать метод «нейтронных часов» для изучения характеристик процесса образования и распада сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами [19]. С использованием единого подхода были получены экспериментальные данные о массовых и энергетических распределениях, пред- и последелительных нейтронах, а также корреляционные спектры угловых и энергетических распределений нейтронов в совпадениях с осколками выделенной массы и энергии.

Выполнена серия экспериментов по изучению деления составных ядер ^{220}Ra , ^{226}Th , ^{256}No , ^{270}Sg и $^{286}112$, образующихся в реакциях с ионами ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne и ^{48}Ca при энергиях возбуждения в диапазоне от 12 до 60 МэВ (рис. 8) [20, 21].

Продемонстрирован многомодовый характер деления нейтронодефицитных изотопов Th при низких энергиях возбуждения. При переходе от ^{220}Th

Рис. 8. Распределение масс осколков деления в реакциях ионов ^{48}Ca

к ^{233}Th наблюдался переход от симметричного к асимметричному делению. Эти эксперименты выполнялись в сотрудничестве ЛЯР с INFN (Италия), ISN (Франция), Брюссельским Университетом, Техасским Университетом и ИЯФ (Казахстан).

Испускание нейtronов и γ -квантов в корреляции с осколками деления сверхтяжелых компаунд-систем при энергиях возбуждения вблизи кулоновского барьера до настоящего времени практически не изучалось. Подобные исследования могут быть исключительно полезны для идентификации процессов слияния–деления и квазиделения и определения вклада каждого из этих процессов в выход осколков деления. Кроме того, знание множественности нейtronов, испускаемых осколками деления, может быть использовано для идентификации сверхтяжелых элементов в экспериментах по их синтезу.

Впервые в реакциях $^{204,208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, f)$ и $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O}, f)$ при энергиях вблизи кулоновского барьера были изучены многомерные корреляции (масса–энергия–угол) для осколков деления в совпадении с γ -квантами [22]. Энергии возбуждения составных ядер $^{220,224,226}\text{Th}$ в седловой точке изменялись в пределах $E_{\text{sp}}^* = 16 \div 40$ МэВ. При низких энергиях возбуждения наблюдались

две различные моды деления: симметрическая и асимметрическая. Для этих мод деления были оценены характерные времена коллективного движения. Экспериментально полученные характеристики оказались в хорошем согласии с предсказаниями макро-микроскопической теории.

Характеристики вынужденного деления ядер с $Z > 100$ были измерены при весьма низких энергиях возбуждения, при которых существенную роль играют оболочечные эффекты, приводящие к новым неожиданным свойствам. Важно отметить, что полученные данные о массовых и энергетических распределениях осколков деления, а также о сечениях слияния–деления ядер позволяют предсказывать свойства сверхтяжелых ядер и более точно планировать будущие эксперименты.

В этой связи в ЛЯР были выполнены эксперименты по делению тяжелых ядер в реакциях $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{256}\text{No}$, $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{286}112$, $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{292}114$, $^{208}\text{Pb} + ^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{294}118$ [23, 24]. Выбор этих реакций был связан с экспериментами по синтезу изотопов $^{283}112$, $^{287}114$, $^{289}114$ в Дубне и изотопа $^{293}118$ в Беркли (США) [25].

Эксперименты выполнялись на выведенном пучке ионов ^{48}Ca и ^{86}Kr циклотрона У-400 с помощью времепролетного спектрометра CORSET, 24 модулей нейтронного спектрометра DEMON и 4-кристалльного сцинтилляционного детектора множественности γ -квантов.

На рис. 9 представлены двумерные матрицы TKE-М для исследованных реакций с ионами ^{48}Ca при $E_{\text{lab}} = 233$ МэВ и ^{86}Kr при $E_{\text{lab}} = 453$ МэВ, которые соответствовали энергиям возбуждения $E^* \approx 33$ МэВ для компаунд-ядер ^{256}No (а), $^{286}112$ (б) и $^{292}114$ (в), а для ядра $^{294}118$ (г) $E^* \approx 15$ МэВ. Из рисунка хорошо видно, что матрица TKE-М между пиками упругого рассеяния коренным образом изменяется при переходе от ^{256}No к сверхтяжелым ядрам. Для ^{256}No она имеет треугольную форму, которая характерна для деления составного ядра, и только на краях видны события, которые могут быть приписаны квазиделению. При переходе к ядру $^{286}112$ процесс квазиделения становится доминирующим.

Для ядра $^{292}114$ картина опять изменяется. Можно видеть, что отношение выхода фрагментов квазиделения по отношению к выходу осколков в области симметричного деления существенно отличается от их отношения для $^{286}112$. Эта тенденция более отчетливо видна в нижней части рис. 10, где показаны выходы масс для двух реакций: $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (а, в) и $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ (б, г).

В табл. 3 представлены результаты исследований реакций с ^{48}Ca и реакции $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$.

В случае реакции $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ в области симметричного массового распределения ($A/2 \pm 30$) процесс квазиделения преобладает. В этом заключается коренное отличие реакции $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ от реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и особенно от $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$, в которых в той же области масс преобладает вклад деления компаунд-ядра.

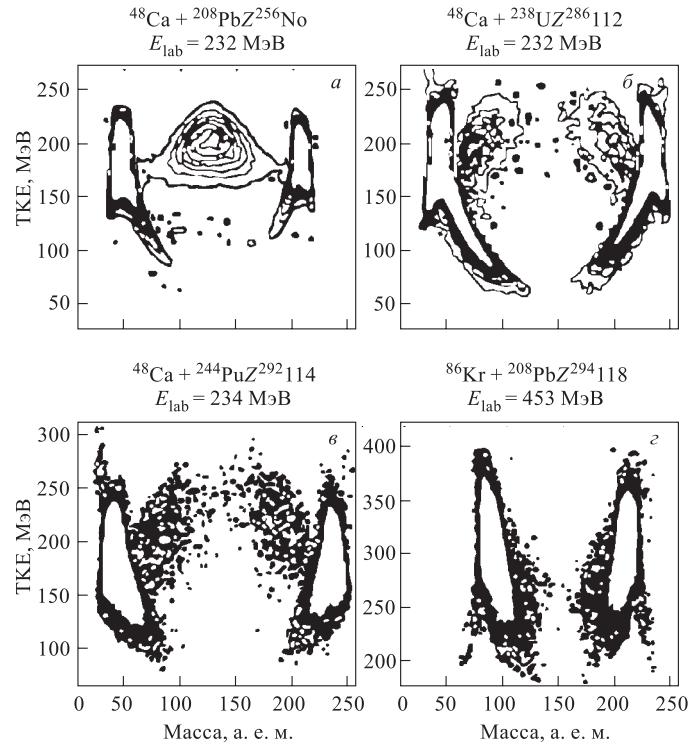


Рис. 9. Двумерные матрицы ТКЕ-М для продуктов указанных реакций

Таблица 3.

Реакция	E_{lab} , МэВ	E^* , МэВ	σ_{fis}	$\sigma_{\text{fis}}/\sigma_{\text{cap}}$, %	$\langle \text{TKE} \rangle$, МэВ
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	230	33	350 мб	96	193
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	232	33	6 мб	3	215
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$	233,5	33	4 мб	9	220
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	486	28	~ 6 мкб	$\geq 10^{-3}$	260
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	453	15	≥ 500 нб	—	260

Полученные распределения масса–энергия однозначно указывают на переход от симметричного деления компаунд-ядер ^{256}No к более асимметричному делению ядер $^{286}\text{112}$ и $^{292}\text{114}$. Асимметрия деления сверхтяжелых ядер может быть объяснена оболочечными эффектами в легком осколке. В случае $^{294}\text{118}$ процесс квазиделения представляется преобладающим даже в области симметричного деления [26].

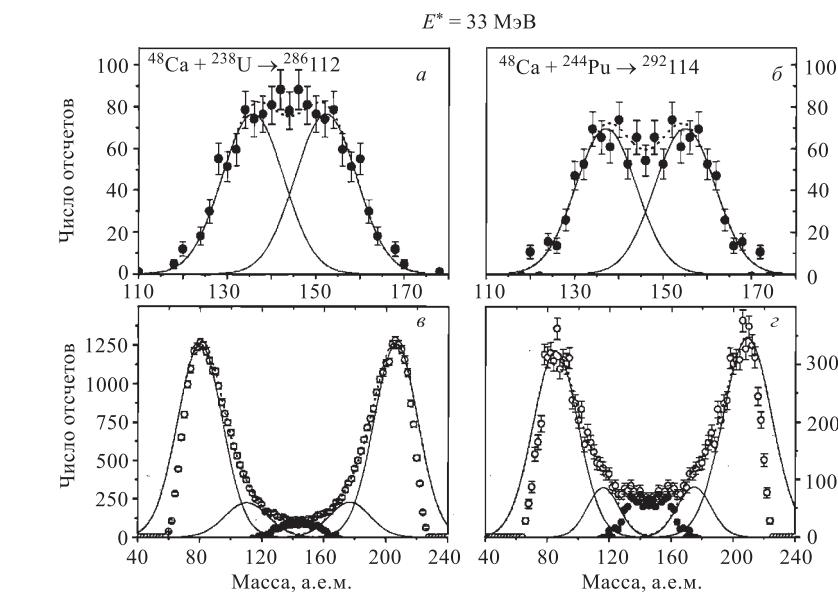


Рис. 10. *a, б*) Извлеченные компоненты деления компаунд-ядра, представленные двумя гауссианами. *в, г*) Массовые распределения продуктов реакций. Светлые кружки соответствуют экспериментальным данным, темные — извлеченным компонентам при делении компаунд-ядра

С использованием 4π -мультидетекторного спектрометра нейтронов DEMON и триггера осколков деления CORSET планируется изучить в совпадении с нейтронами и γ -квантами дифференциальные характеристики массовых и энергетических распределений осколков деления компаунд-систем с $Z = 102 \div 122$, образующихся при подбарьерных энергиях в реакциях с ионами ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{58}Fe и ^{86}Kr . Планируется также продолжить изучение влияния оболочечных эффектов на динамику спонтанного деления ^{252}Cf .

РЕАКЦИИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ И РАСПАД ГОРЯЧИХ ЯДЕР

На электростатическом сепараторе ядер отдачи ВАСИЛИСА исследовалось испарение протонов, α -частиц и большего числа (до 15) нейтронов из составных ядер с энергиями возбуждения до 160 МэВ. Получена информация о конкуренции различных каналов распада при температурах ядер до 2,5 МэВ.

Обнаружена повышенная стабильность сильновозбужденных ядер по отношению к спонтанному делению. Теоретический анализ показал, что каналы

испарения частиц доминируют ($\Gamma_{n,p,\alpha}/\Gamma_{\text{tot}} \approx 0,8 \div 0,9$) в диапазоне энергий возбуждения от 50 до 160 МэВ. Деление возбужденных ядер начинает преобладать лишь при низких энергиях возбуждения. Этот факт указывает на значительное время деления сильновозбужденных ядер: $\tau \sim (3 \div 6) \cdot 10^{-20}$ с [27, 28].

Высокая чувствительность и селективность сепаратора ВАСИЛИСА позволяют синтезировать и идентифицировать целый ряд нейтронодефицитных изотопов $^{213,214}\text{Pa}$, ^{219}U , $^{228,229}\text{Pu}$ и определить характеристики их α -распада [29].

ЯДРА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ СТАБИЛЬНОСТИ. СЕПАРАТОР COMBAS

Полностью завершились сборка, настройка и испытания фрагмент-сепаратора COMBAS (рис. 11) на пучке ускорителя У-400М. Сепаратор оснащен комплексом управляющей и контрольной аппаратуры. В качестве детектора используется полупроводниковый ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 , ΔE_4 -телескоп-спектрометр [30].

Комплексное тестирование установки проводилось с пучками ионов ^{12}C и ^{14}N с энергией до 50 A·МэВ. Были выполнены первые эксперименты по изучению выхода тяжелых изотопов Be в реакции $^{18}\text{O}(35 \text{ A} \cdot \text{МэВ}) + ^9\text{Be}$ (рис. 12) [31].

Выходы изотопов в реакциях срыва нуклонов с большими отрицательными значениями Q_{gg} хорошо описываются простой экспоненциальной аппроксимацией в рамках Q_{gg} -систематики (рис. 13). Через экспериментальные точки, относящиеся к нейтронизбыточным изотопам ^6He и ^8He , проведена экспонента, для изотопов с $2 \leq Z \leq 10$ аппроксимация получена сдвигом экспоненты для изотопов гелия. Изменения механизма периферических реакций не были обнаружены при промежуточных энергиях в сравнении с реакциями при низких энергиях.

В реакциях между ^{18}O (35 A·МэВ), ^9Be (легкая мишень) и ^{181}Ta (тяжелая мишень) измерялись инклузивные выходы экзотических изотопов ^9Li , ^{11}Li , ^{11}Be , ^{12}Be и ^{14}Be , которые могут использоваться как вторичные радиоактивные пучки ядер, имеющих структуру гало (табл. 4).

Таблица 4.

Вторичные пучки, с^{-1}				
^9Li $5 \cdot 10^5$	^{11}Li $6 \cdot 10^3$	^{11}Be $3 \cdot 10^5$	^{12}Be $3 \cdot 10^5$	^{14}Be $5 \cdot 10^2$

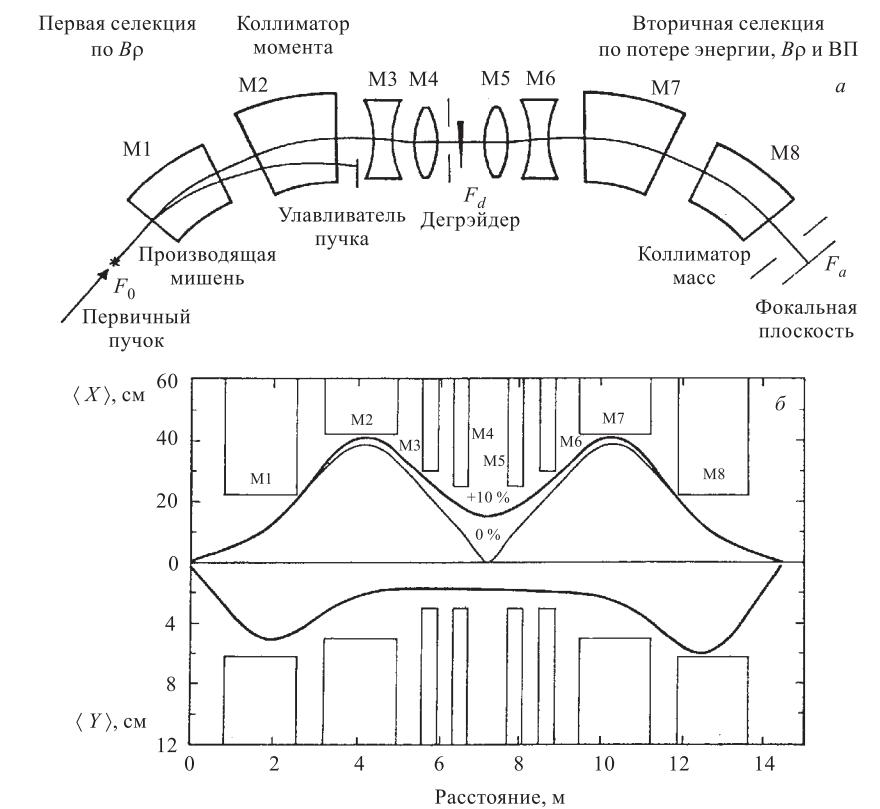
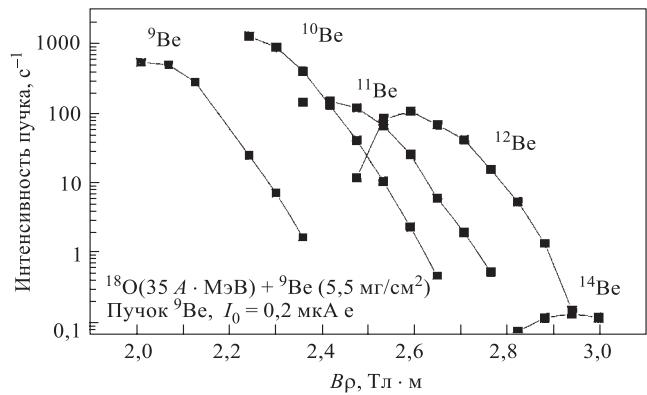
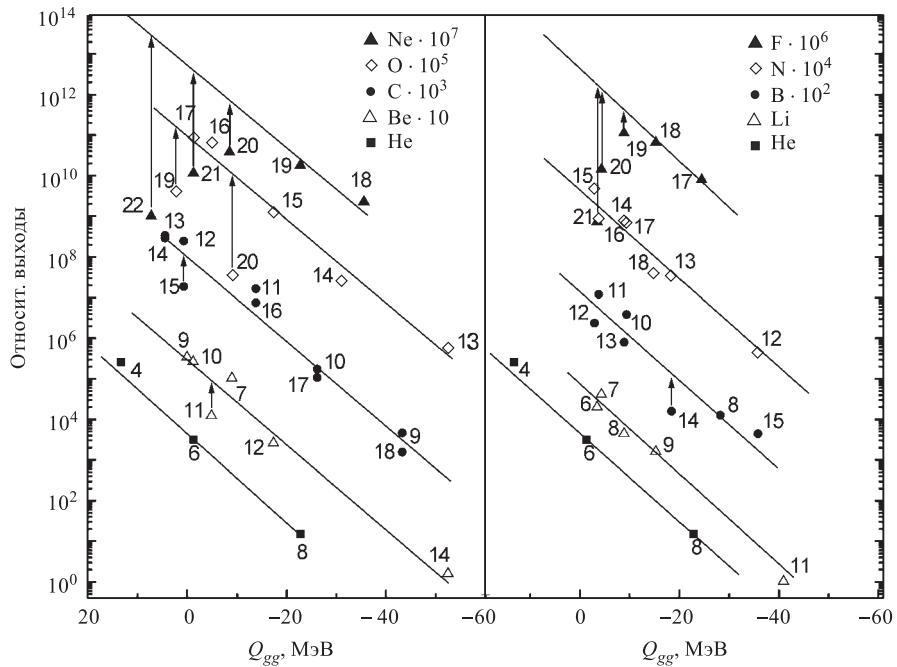


Рис. 11. Схема сепаратора COMBAS

В реакциях $^{22}\text{Ne} + ^9\text{Be}$ (^{181}Ta) при энергиях вблизи границы Ферми (45 A·МэВ) изучалось образование изотопов с массами $4 \leq A \leq 30$ и атомными номерами $2 \leq Z \leq 13$ (рис. 13). В этих экспериментах не было найдено указаний на какие-либо серьезные изменения механизма реакций по сравнению с реакциями, протекающими в диапазоне меньших энергий (менее 20 A·МэВ) [32].

Показано, что в реакциях легкого иона (^{22}Ne), как с легкой (^9Be), так и с тяжелой мишенью (^{181}Ta), в районе границы Ферми преобладают реакции срыва-подхвата и обмена нуклонами. Для изотопов, близких к линии стабильности, зарегистрирован заметный вклад от процессов девозбуждения. Экспоненциальная аппроксимация распределений изотопов с использованием Q_{gg} -систематики подтверждает бинарный характер реакций и позволяет корректно предсказывать выходы неизвестных изотопов на границе стабильности.

Рис. 12. Выходы тяжелых изотопов Be в реакции $^{18}\text{O}(35 \text{ A} \cdot \text{МэВ}) + ^9\text{Be}$ Рис. 13. Выходы изотопов с $2 \leq Z \leq 10$ в зависимости от величин Q_{gg} . Стрелки около точек, соответствующих изотопам O, F и Ne, указывают понижение выходов. Числы около точек обозначают множители для экспериментальных выходов

Планируются исследования выходов и свойств тяжелых изотопов кислорода в реакциях ^{36}S , $^{40}\text{Ar}(20 \div 60 \text{ A}\cdot\text{МэВ}) + ^9\text{Be}$, Та. Для этих целей будет использован трековый детектор на базе многослойной пропорциональной камеры.

РЕАКЦИИ С ПУЧКАМИ РАДИОАКТИВНЫХ ИОНОВ. СЕПАРАТОР АКУЛИНА

Для реализации физической программы исследований реакций с радиоактивными пучками был разработан и создан сепаратор АКУЛИНА [33].

Вторичные пучки ионов $^{6,8}\text{He}$, $^{9,11}\text{Li}$, $^{12,14}\text{Be}$, ^8B с энергиями 25–35 МэВ/А производились при помощи первичных пучков ионов ^7Li , ^{11}B , ^{13}C , ^{15}N и ^{18}O . Получены интенсивности $1,5 \cdot 10^6$ и $7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, соответственно, для пучков ^6He и ^8He с энергией 25 МэВ/А при облучении мишней с площадью 0,3–0,5 см². Вторичный пучок имел разброс по энергии на уровне 5 % (FWHM).

В настоящее время установка АКУЛИНА полностью укомплектована реакционными камерами, системами диагностики вторичных пучков, криогенной газовой мишенью и детектирующей системой для выполнения экспериментов с радиоактивными пучками.

Многопроволочные ионизационные камеры, установленные в пучке, обеспечивают позиционное разрешение 1,5 мм и угловое разрешение 0,15° в режиме детектирования каждой налетающей частицы вторичного пучка. Детектирующая система установки схематически показана на рис. 14.

Выполнены измерения угловых распределений продуктов реакций передачи и упругого рассеяния для системы $^6\text{He} + p$ в обратной кинематике с радиоактивным пучком ^6He . Это редко встречающийся случай процесса передачи, в котором участвуют ядра, содержащие и не содержащие нейтронное гало. Используя соответствующие данные для системы $^6\text{Li} + p$, можно сравнить влияние структурных параметров на изучаемый процесс. Угловые распределения продуктов упругого рассеяния и продуктов передачи 1n и 2n были получены при измерениях энергий совпадающих продуктов реакции [34].

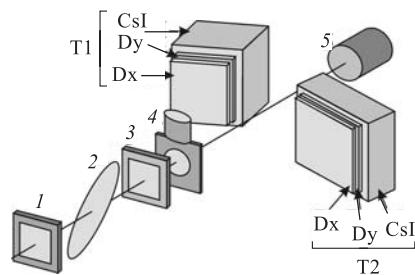


Рис. 14. Детектирующая система. Каждый телескоп T1 и T2 состоит из 400-стрипового Si-детектора Dx и Dy и толстого кристалла CsI. По ходу пучка установлены: мишень (4), две многопроволочные пропорциональные камеры (1, 3) и пластиковые сцинтиляционные детекторы (2, 5)

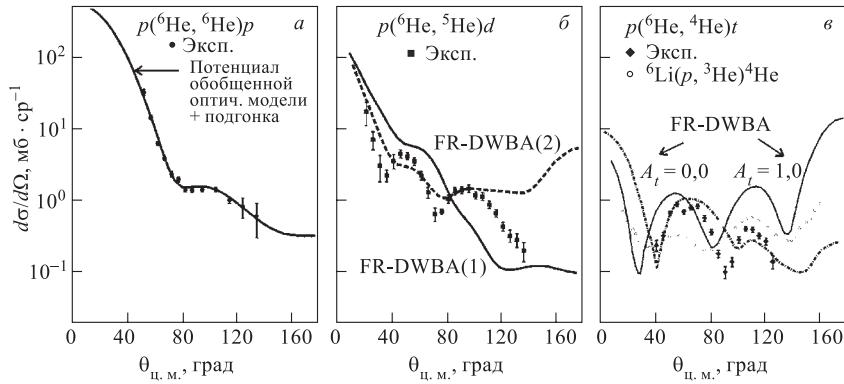


Рис. 15. Угловые распределения продуктов реакций передачи и упругого рассеяния для системы ${}^6\text{He} + p$: а) упругий канал; б) ${}^5\text{He} + d$ -канал; в) $\alpha + t$ -канал

Обобщенные результаты трех серий экспериментов представлены на рис. 15. Указанные на рисунке погрешности включают в себя статистические погрешности и неточности в определении трансмиссии установки.

Проявления структуры ядра ${}^6\text{He}$ изучались в процессах упругого рассеяния и передачи ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 150 МэВ на ядрах водорода и гелия. Впервые было измерено дифференциальное сечение упругого рассеяния ${}^6\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ в диапазоне углов $25 \div 160^\circ$ в с. ц. м. [35]. Подъем сечения, наблюдавшийся при рассеянии назад, был интерпретирован в соответствии с волновыми функциями ${}^6\text{He}$, предсказываемыми существующими теориями. Эти исследования явились первым экспериментальным подтверждением «динейтронной» конфигурации нейтронного гало в ${}^6\text{He}$, предсказанной теорией.

Впервые были измерены сечения упругого рассеяния и реакций передачи одного и двух нейтронов в системе ${}^6\text{He} + p$ при энергии взаимодействия 150 МэВ в диапазоне углов $40 \div 140^\circ$ в с. ц. м. Результаты анализировались в рамках теории DWBA. Выходной канал $\alpha + t$ представляет особый интерес, поскольку оба процесса — передача $2n$ и t — вносят вклад в полное сечение. Полученные экспериментальные данные позволяют заключить, что амплитуда двухтритонного состояния в ${}^6\text{He}$ пренебрежимо мала. Анализ показывает высокую величину (близкую к единице) спектроскопического фактора «динейтронной» конфигурации нейтронного гало в ${}^6\text{He}$.

Значительный интерес представляет изучение реакций передач между налетающими частицами ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ и ядрами-мишенью — водородом и гелием [36]. В случае ядра-мишени ${}^4\text{He}$ могла происходить передача двух или четырех нейтронов для ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, т. е. обменный процесс, который можно было бы наблюдать в с. ц. м. как упругое рассеяние в обратном направлении. Пере-

дача двух нейтронов между ядрами ^6He и ^1H могла бы быть хорошим тестом для теоретических предсказаний, сделанных на базе трехтельной модели ^6He .

Успешно завершилась серия экспериментов, направленная на обнаружение резонанса ^5H (основного состояния) [37]. Резонанс ^5H возбуждался в реакции $^6\text{He} + p \rightarrow ^5\text{H} + 2p$. Условия двухчастичной кинематики в этой реакции реализуются благодаря виртуальному взаимодействию двух протонов. Резонансное состояние, которое находится примерно на 2 МэВ выше порога распада $t + n + n$, было обнаружено в спектре полной энергии коррелированных протонов, испускаемых в выходном канале реакции. Ширина этого пика, в основном, определяется аппаратурным разрешением. Реальная ширина резонанса ^5H оценивается как 1/10 часть от ширины пика, показанного на рис. 16. Распределение остальных событий вне резонанса хорошо объясняется в терминах фазового объема, описывающего реальную детекторную сборку и обрезающего спектр с правой стороны, что также показано на рис. 16.

Завершены эксперименты по изучению резонансных состояний в ^7He , заселяемых при передаче одного нейтрона на ^6He от дейтериевой мишени. В настоящее время данные анализируются с целью извлечь информацию о структуре резонанса $p3/2$ в основном состоянии ^7He и, возможно, о другом резонансе $p1/2$.

В серии экспериментов были исследованы прямые реакции, протекающие между ^8He и водородом при энергии 26 А·МэВ [38]. Сечения упругого рассеяния, передачи одного и двух нейтронов на основное состояние ^6He , а также передача двух нейтронов на 2^+ -состояние ^6He были измерены в диапазонах углов $35 \div 142^\circ$, $33 \div 143^\circ$, $15 \div 135^\circ$ и $13 \div 138^\circ$ (рис. 17).

В отличие от других слабосвязанных ядер, упругое рассеяние ^8He удивительно описывается в рамках глобальной оптической модели без какой-либо подгонки. Данные, полученные для реакций передачи, были проанализированы методом искаженных волн DWBA. Тестированию подверглись спектроскопические амплитуды для $^7\text{He}(3/2^-) + n$, $^6\text{He}(0^+) + 2n$ - и $^6\text{He}(2^+) + 2n$ -кластеризации ^8He , предсказанные трансляционной инвариантной оболочеч-

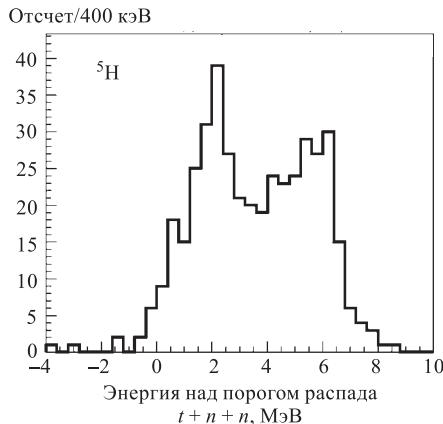


Рис. 16. Энергетический спектр пространственно-коррелированных двухпротонных пар, детектируемых в реакции $^6\text{He} + p \rightarrow ^3\text{H} + 2p + n + n$ при энергии ^6He , составляющей 36 А·МэВ

ной моделью (TISM). При этом были найдены потенциалы оптической модели для различных выходных каналов. В случае передачи двух нейтронов,

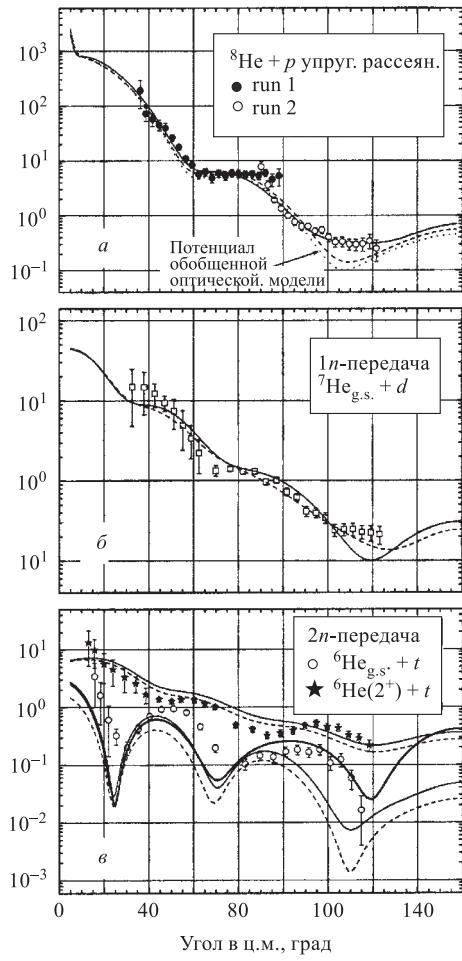
 $d\sigma/d\Omega$ мб · ср⁻¹

Рис. 17. Сечения для упругого рассеяния ^8He (а), передачи $1n$, $2n$ на основное состояние ^6He (б), передачи $2n$ на состояние 2^+ в ^6He (в)

сияния «в задние углы» получены низкие значения граничных сечений, можно утверждать, что одноразовая передача $4n$ не наблюдается. Вычисления сечений реакций, выполненные методом искаженных волн, предсказывают еще

приводящей к состоянию $^6\text{He}(2^+)$, полученные данные указывают на большой среднеквадратичный (rms) радиус для двухтельной волновой функции $^8\text{He} = ^6\text{He}(2^+) + 2n$, который превосходит соответствующую величину, предсказываемую COSMA-моделью. Напротив, вычисления, выполненные при минимальном числе свободных параметров и со спектроскопическими амплитудами, извлеченными при помощи TISM, занижают величину сечения выходного канала $^6\text{He}(0^+) + t$ по сравнению с экспериментом. Имеющиеся данные указывают на высокую вероятность $^5\text{H} + t$ -кластеризации в ^8He .

В другой серии экспериментов измерялись угловые распределения ионов ^8He с энергией 26 A·МэВ, упруго рассеянных на газообразной гелиевой мишени в диапазоне углов в системе центра масс $20 \div 70^\circ$ [39]. Данные по рассеянию в передние углы анализировались при помощи микроскопической и феноменологической оптических моделей. Значительная величина полного сечения реакции, полученная при анализе, указывает на аномалию в структуре ^8He .

Для диапазона углов в системе центра масс $130 \div 165^\circ$ были получены граничные сечения от 5 до 0,8 мкб · ср⁻¹. Поскольку для рас-

более низкую вероятность этого процесса. Эти вычисления показывают, что двухступенчатая передача двух нейтронов более вероятна, чем одноразовая передача четырех нейтронов.

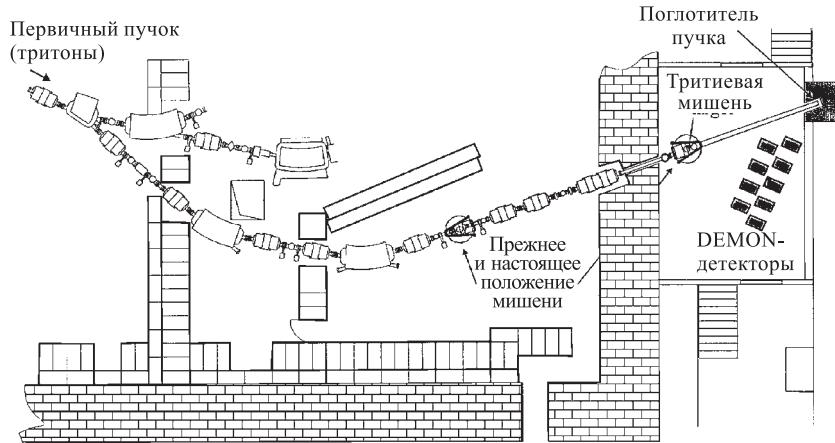


Рис. 18. Сепаратор АКУЛИНА после модернизации для экспериментов с криогенной тритиевой мишенью

При реконструкции сепаратора АКУЛИНА в 2000 г. линия транспорта пучка была продолжена за двухметровую бетонную стену зала ускорителя к новому экспериментальному павильону, где была смонтирована реакционная камера с криогенной тритиевой мишенью (рис. 18). Система мониторирования пучка и детекторы были оптимизированы для условий эксперимента по изучению ^5H в реакции $t + t$ при энергии пучка тритонов 51 МэВ. В реакционной камере были смонтированы усовершенствованные телескопы для детектирования продуктов реакций. Для регистрации нейтронов установлены модули детектора DEMON.

Результаты, накопленные на установке АКУЛИНА, будут применяться для получения пучков радиоактивных ионов на ускорителе У-400М.

ДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

Для изучения характеристик ядерных реакций со стабильными и радиоактивными пучками, а также для изучения экзотических ядер, образующихся в реакциях с пучками радиоактивных ионов, в сотрудничестве с ЛЯП ОИЯИ, LAMPF (США)-IPN (Чехия)-PI (Армения) на пучке циклотрона У-400М был создан спектрометр MULTI [40]. Спектрометр (рис. 19) состоит из многослойных сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов, позиционно-

чувствительных пропорциональных камер и BGO-сцинтилляционных гаммоскопов [41]. Спектрометр обладает высоким временными, позиционным и энергетическим разрешением и способен регистрировать характеристики одновременно нескольких частиц. Благодаря этим свойствам могут выполняться сложные корреляционные эксперименты по изучению реакций с экзотическими протонно-обогащенными ядрами ${}^8\text{B}$, ${}^{10}\text{Ne}$, ${}^{20}\text{Na}$ и др.

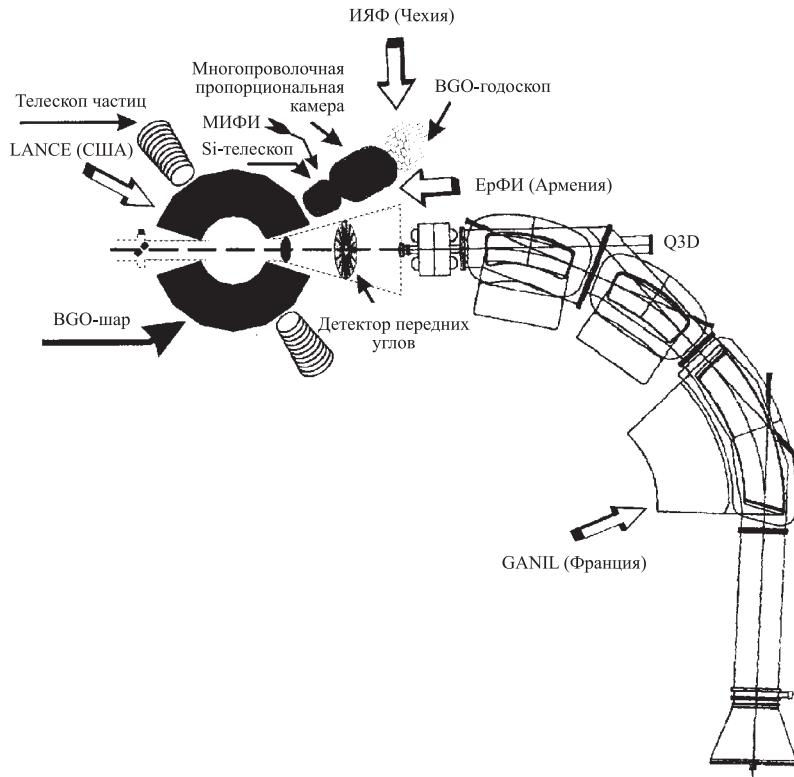


Рис. 19. Схема спектрометра MULTI

На установке MULTI были проведены первые эксперименты по изучению протонного гало в ядре ${}^8\text{B}$. В реакции ${}^{14}\text{N}(40 \text{ МэВ}/n) + {}^{181}\text{Ta}$ с помощью сферического BGO-спектрометра получены новые данные о выходах высоко-возбужденных фрагментов и о подбарьерной генерации π -мезонов [42].

В совместных с GANIL экспериментах на спектрометре MULTI с использованием пучков ${}^{36}\text{S}$ и ${}^{48}\text{Ca}$ были измерены массы и деформации более чем 20 ядер, расположенных между нейтронными оболочками $N = 20$ и $N = 28$.

[43, 44]. Получены данные о ядерной нестабильности ^{28}O . Измерены периоды β -распада ядер $^{27,29}\text{F}$ и ^{30}Ne .

В рамках проекта MULTI в 2000 г. был модернизирован канал транспорта пучка ускорителя У-400М и на его основе создан Q4DQ-спектрометр (рис. 20).

В реакции $^7\text{Li} + \text{Be}$ был получен пучок ядер ^6He с интенсивностью $10^5 \cdot \text{с}^{-1}$ (при интенсивности пучка ^7Li , равной 1 мкА). Достигнута очистка от других продуктов ядерных реакций 98 %. С использованием спектрометра Q4DQ на вторичных пучках ^6He были проведены эксперименты по измерению энергетической зависимости сечения деления составного ядра ^{215}At , образующегося в реакции $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$. Была также измерена функция возбуждения для канала распада составного ядра с испусканием 4 нейтронов $^6\text{He}(^{209}\text{Bi}, 4n)^{211}\text{At}$. На рис. 21 представлены функции возбуждения канала деления составного ядра ^{215}At и испарения 4 нейтронов, измеренные в этих экспериментах.

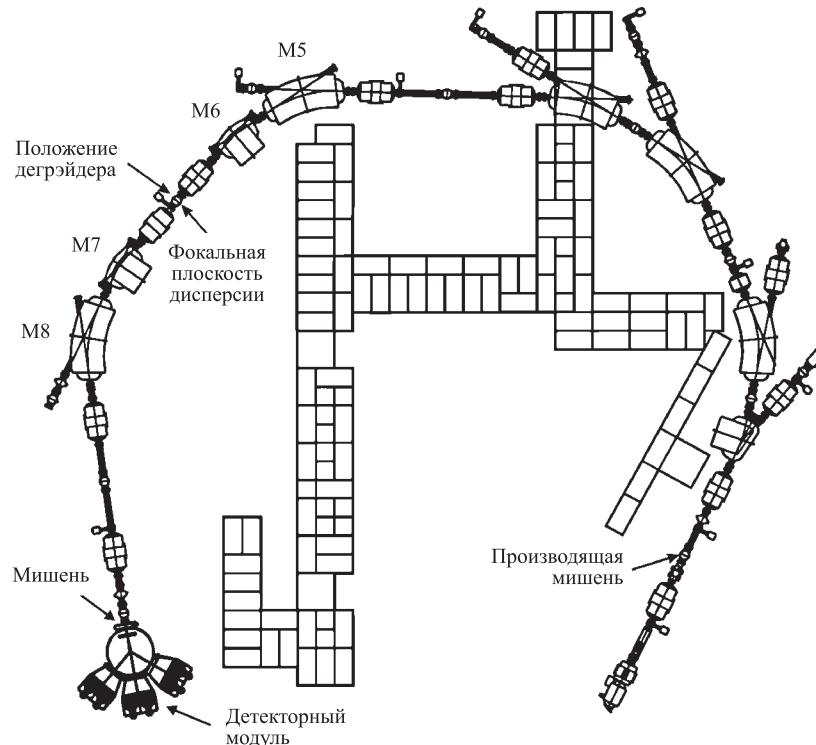


Рис. 20. Q4DQ-спектрометр для получения вторичных пучков

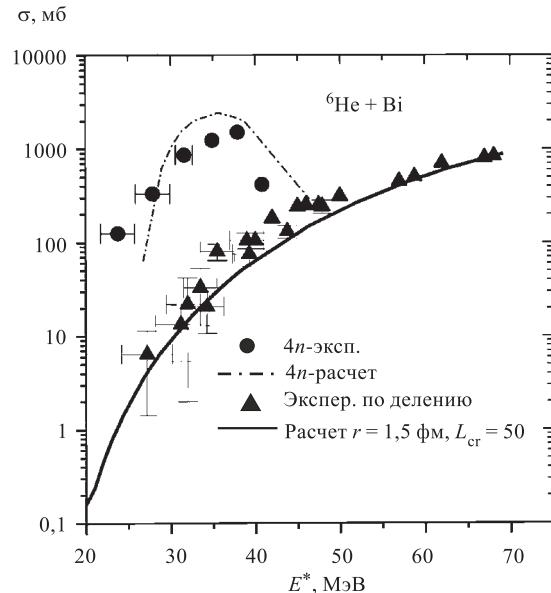


Рис. 21. Функции возбуждения реакций $^{209}\text{Bi}(^6\text{He}, f)$, $^{209}\text{Bi}(^6\text{He}, 4n)^{211}\text{At}$, измеренные на Q4DQ-спектрометре, и результаты расчетов

Полученные результаты для пучка ^6He сравнивались с аналогичными результатами для каналов слияния и деления с ионами ^4He , изученными в тех же экспериментах. Измерения проводились в широком диапазоне энергии бомбардирующих частиц $20 \leq E_b(^6\text{He}) \leq 170$ МэВ. Наблюдалось значительное увеличение сечения деления во всей области энергий для пучка ^6He по сравнению с ^4He . Полученные результаты сравнивались с расчетами, основанными на статистической модели с использованием программы ALICE-MP, в рамках которой варьировались параметры радиуса r_0 и критических угловых моментов L . С использованием этого же метода проводился анализ данных по функциям возбуждения в реакции $^4\text{He} + ^{209}\text{Bi}$, для которой были получены значения параметров $r_0 = 1,29$ фм и $L_{\text{cr}} = 35$. Для получения согласия с экспериментальными данными в реакции $^{209}\text{Bi} + ^6\text{He}$ необходимо было увеличить значения радиусов $r_0 = 1,5$ фм и $L_{\text{cr}} = 50 - 60$. Такое изменение параметров при переходе к ^6He можно объяснить влиянием других каналов реакции на процесс слияния.

Изучение структуры нейтронобогащенных ядер ^{7-10}He , $^{10,11}\text{Li}$, $^{13,14}\text{Be}$, ^{16}B , включающее измерение массы и структуры уровней, проводилось в сотрудничестве с РНЦ КИ (Россия), НМІ (Германия) на ускорителях ЛЯР и НМІ. В этих экспериментах была измерена деформация и гамма-переходы ядер в районе нейтронной оболочки $N = 20$ ($^{31,32,33}\text{Mg}$, ^{34}Si , $^{33,34}\text{Al}$) [45]

и обнаружена сильная деформация ($\beta \approx 0,3$) этих ядер. Полученные данные исключительно важны для понимания кластерной структуры, исследований нейтронного гало и исследований стабильности нейтронообогащенных легких ядер [46].

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

В лазерной группе были проведены измерения сверхтонкого расщепления оптических линий в атомных спектрах изотопов Eu с $A = 151 \div 155$ [47]. Использовался метод резонансной лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов Eu. Из проведенных измерений определены константы сверхтонкого расщепления и получены значения магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов, которые позволяют судить о нуклонных конфигурациях и о квадрупольной деформации указанных изотопов Eu.

В оптических спектрах изотопов Eu наблюдалась сверхтонкая магнитная аномалия — отклонение отношений констант сверхтонкого расщепления от отношений магнитных моментов для сравниваемых изотопов. Наибольшее отклонение ($\sim 5\%$) наблюдалось для пары изотопов ^{151}Eu и ^{152}Eu , что указывает на сильное изменение нуклонной структуры при переходе от сферических ядер (^{151}Eu) к деформированным (^{152}Eu).

При помощи методов лазерной спектроскопии высокого разрешения были изучены изотопные сдвиги оптических переходов в изотопах Ti с массами $46 \div 50$. Впервые были определены разницы зарядовых радиусов ядер, расположенных между замкнутыми оболочками $20 \leq Z, N \leq 28$. Сравнение зависимостей зарядовых радиусов от числа нейtronов было выполнено для изотопов Ti и Ca. Было установлено, что в противоположность Ca, где при $N = 24$ наблюдается излом зависимости, в случае изотопов Ti зарядовые радиусы плавно возрастают при убывании массового числа [48].

Методами резонансной флюоресценции были измерены отношения магнитных дипольных моментов для пар изотопов лантанидов и актинидов. Получены новые данные о пространственном распределении электрических токов. Среди изученных изотопов наибольшее различие отношений магнитных дипольных моментов наблюдалось для пары ^{233}U – ^{235}U ($\approx 1\%$). Подготовлена новая установка для «on-line»-экспериментов с использованием лазерного излучения.

ФИЗИКА И ТЕХНИКА УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Надежная работа ускорителей ЛЯР являлась непременным условием успешного выполнения программы физических экспериментов и развития новых методик.

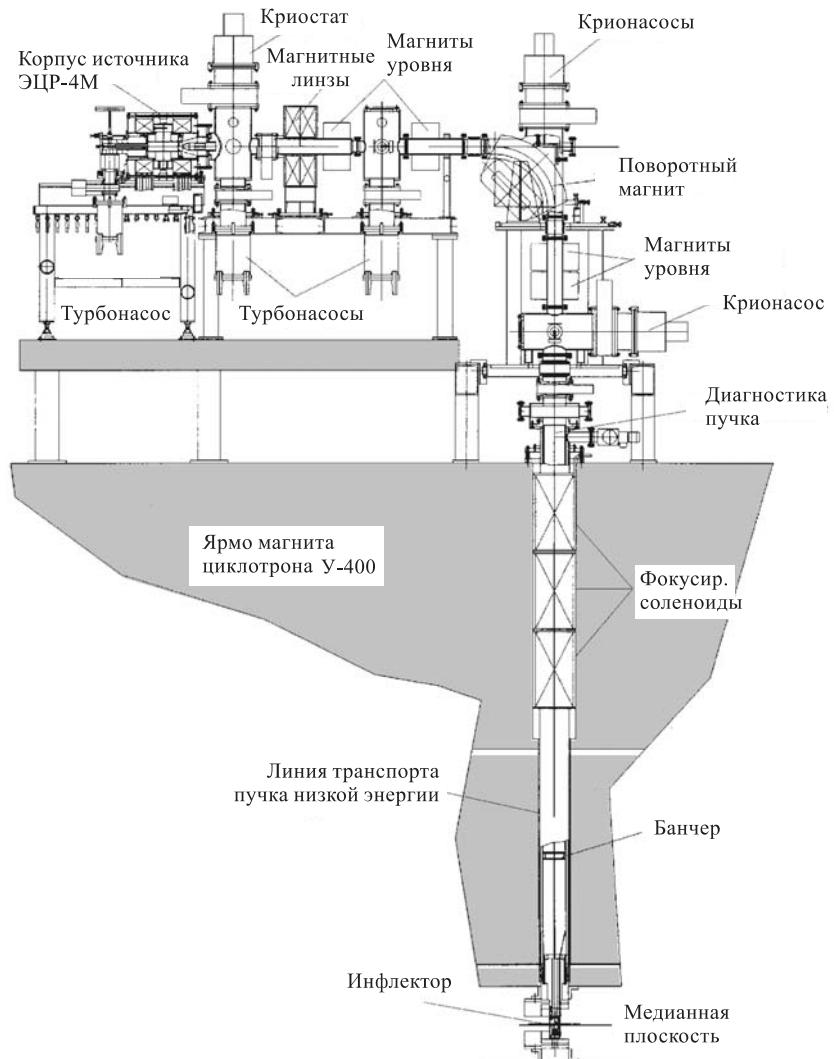


Рис. 22. Схема инжекции пучка ионов из источника ЭЦР-4М в циклотрон У-400

В настоящее время циклотроны У-400 и У-400М оснащены ЭЦР-источниками ионов DECRIS-14-2 и ECR4M, работающими на частоте 14 ГГц [49]. Эти источники эксплуатируются в течение трех лет, и благодаря им был достигнут существенный прогресс в экспериментах по синтезу тяжелых ядер, получении вторичных пучков и прикладных исследованиях.

Получение пучков ионов ^{48}Ca является, по-видимому, ключевой проблемой синтеза сверхтяжелых ядер. Было необходимо получить максимальные интенсивности пучков при минимальном расходе этого редкого и исключительно дорогого изотопа. Для решения этой задачи в 1995–1997 гг. на циклотронах У-400 и У-400М были установлены источники ионов ЭЦР-типа и системы аксиальной инжекции (рис. 22).

Наиболее стабильные и высокоинтенсивные пучки ионов были получены при использовании металлического кальция. Из $1,4 \cdot 10^{15}$ атомов Ca, введенных в источник, получается около $6 \cdot 10^{13}$ ионов $^{48}\text{Ca}^{5+}$ из источника ECR4M. В результате при таком режиме работы источника удается обеспечить около 2500 часов облучения мишени, используя 1 г ^{48}Ca . ЭЦР-источник на циклотроне У-400 обеспечил увеличение эффективности использования рабочего вещества примерно в 100 раз по сравнению с источниками других типов [50].

Ионы газов He, N₂, O₂ и Ar успешно производятся источником DECRISS-14-2 и ускоряются на циклотроне У-400М. Этот источник показал высокую производительность, особенно для ионов средней зарядности (например, 600 мкА ионов Ar⁸⁺), а также надежную работу в длительных экспериментах.

Благодаря разработке специальной микропечи для испарения твердых веществ с максимальной температурой до 900 °С был достигнут существенный прогресс в получении ионов металлов. Эта микропечь в комбинации со специальным tantalовым экраном позволила получать пучки ионов $^7\text{Li}^{2+}$ и $^{26}\text{Mg}^{3+}$ при токах до 200 мкА.

УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

Для получения на ускорительном комплексе тяжелых ионов У-400М + У-400 пучков легких радиоактивных ионов, таких как $^{6,8}\text{He}$, и пучков осколов деления, получаемых в реакциях фотodelения, на микротроне МТ-25 разработан и успешно реализуется проект DRIBs [51] (рис. 23).

Работы планируется разделить на две стадии, с тем чтобы после завершения первого этапа можно было приступить к экспериментам с радиоактивными пучками и параллельно продолжить работы по дальнейшему развитию всего комплекса.

I стадия (2000–2001 гг.)

а) Получение радиоактивных пучков легких изотопов с помощью ускорителя У-400М, их сепарация и транспорт пучков низкой энергии в зал У-400, инжекция, ускорение, вывод и транспортировка радиоактивных пучков к физическим установкам. Запуск ускорительного комплекса будет начат с радиоактивными пучками ионов ^6He (13 МэВ/A) и ^8He (8 МэВ/A).

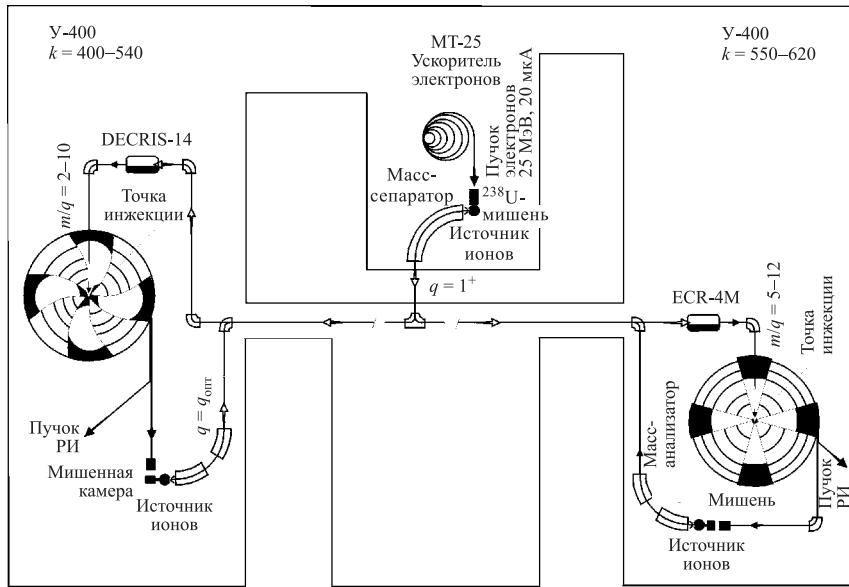


Рис. 23. Концепция получения радиоактивных пучков в ЛЯР

- б) Получение низкоэнергичных пучков осколков деления ^{238}U в зале микротрона МТ-25.
 в) Техническое проектирование зданий и установок, необходимых для получения низкоэнергичных пучков осколков деления и их ускорения на циклотроне У-400.

Сравнительные параметры пучков ионов He и ^{11}B приведены в табл. 5.

К концу 2000 г. были выполнены исследования и разработки большинства систем: блока производящей мишени, сепаратора ионов низкой энергии, каналов пучков, вакуумной системы, систем управления и диагностики. Завершено изготовление и начаты испытания ЭЦР-источника радиоактивных ионов ^6He и ^8He с рабочей частотой 2,45 ГГц.

Для полномасштабного моделирования условий получения легких радиоактивных изотопов мишени из бериллия ($550 \text{ мг}/\text{см}^2$) облучались ионами лития при энергии 34 A·МэВ [52]. При температуре 1700 К практически 100 % ядер ^6He улетучивались из мишени, тормозились в сборнике из карбида титана и затем детектировались в вакуумной камере. В специальных экспериментах с ^8He было установлено, что время извлечения изотопов гелия из блока производящей мишени составляло 50–100 мс. Были измерены энергетические, угловые распределения и абсолютные выходы ^6He из толстой бериллиевой мишени, бомбардируемой ионами ^7Li , ^{11}B и ^{15}N с энергиями 34, 32 и 48 A·МэВ соответственно.

Таблица 5.

		«On-line»	ISOL
		АКУЛИНА	DRIBs
${}^6\text{He}$ $T_{1/2} = 808 \text{ мс}$	RIB	$1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ 25 МэВ/ n	$9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ 13 \div 8 МэВ/ n
	Первичный пучок Мишень	${}^7\text{Li}$; 5 част. \cdot мкА 32 МэВ/ n Be	${}^7\text{Li}$; 10 част. \cdot мкА 32 МэВ/ n Be
		$2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ 28 МэВ/ n	$3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ 6 \div 8 МэВ/ n
${}^8\text{He}$ $T_{1/2} = 119 \text{ мс}$	RIB	${}^{11}\text{B}$; 5 част. \cdot мкА 34 МэВ/ n Be	${}^{11}\text{B}$; 10 част. \cdot мкА 34 МэВ/ n Be
	Первичный пучок Мишень	$9 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ 36 МэВ/ n	$2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ 4 \div 16 МэВ/ n
${}^{11}\text{Be}$ $T_{1/2} = 13,8 \text{ мс}$	RIB	${}^{13}\text{C}$; 3 част. \cdot мкА 42 МэВ/ n Be	${}^{13}\text{C}$; 10 част. \cdot мкА 42 МэВ/ n Be
	Первичный пучок Мишень		

Физические эксперименты после завершения первого этапа проекта планируется начать в 2002 г.

II стадия (2001–2002 гг.)

- а) Получение пучков низкой энергии на ускорителе У-400М.
- б) Получение пучков ускоренных осколков деления на ускорителе У-400 и их транспортировка к физическим установкам.

Каналы транспорта пучков представлены схематически на рис. 23.

Для второй стадии проекта измерены выходы изотопов Xe с $A = 137 \div 143$ при фотоделении ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{244}\text{Pu}$. Эксперименты проведены на тормозном излучении микротрона ЛЯР при энергии ускоренных электронов 25 МэВ. Вылетевшие из мишени осколки деления тормозились в аргоне и переносились по капилляру газовым потоком в криостат, где происходила конденсация ксенона. Идентификация массовых чисел изотопов Xe осуществлялась по их γ -спектрам и периодам полураспада. Получено распределение независимых выходов осколков Xe по их массовым числам. Параметры этого распределения — среднее массовое число 139, дисперсия распределения растет от 1,48 для ${}^{232}\text{Th}$ до 1,60 для ${}^{244}\text{Pu}$. Эти результаты указывают на перспективность получения нейтронноизбыточных изотопов Xe в реакции фотоделения для их последующего ускорения на циклотроне.

В рамках проекта DRIBs между существующими зданиями ЛЯР № 101 и 131 планируется создать лабораторию по изучению ядерных свойств и спектроскопии нейтроно- и протонообогащенных легких ядер и ядер средней

массы, которые могут получаться в прямых реакциях или в реакциях фрагментации.

Вторая стадия проекта — получение ускоренных осколков деления — должна быть реализована в 2002 г.

Исследовательские программы при реализации проекта DRIBs будут осуществляться при участии многих институтов, работающих с радиоактивными пучками как в области физики, так и в области технологий.

Более подробно полученные результаты описаны в научных отчетах ЛЯР за 1995–1996 [53], 1997–1998 [54] и 1999–2000 [55] гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 1391.
2. *Hofmann S., Münzenberg G.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
3. *Yeremin A. V. et al.* // JINR Rapid Commun. 1998. № 6[92]. P. 21.
4. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 63.
5. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154.
6. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 041604-1.
7. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nature. 1999. V. 400. P. 242.
8. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. P. 011301-1.
9. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 108c.
10. *Tuerler A. et al.* // J. Alloys Comp. 1998. V. 87. P. 271.
11. *Zvara I. et al.* // Radiochim. Acta. 1998. V. 81. P. 179.
12. *Yakushev A. B. et al.* // 1st Intern. Conf. Chem. and Phys. of the Transactinide Elements, Seeheim, Germany, Sept. 1999, Extended Abstracts. P-M-17.
13. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Casta-Papiernicka, Slovak Republic, Oct. 19–23, 1998. Singapore, 2000. P. 51.
14. *Yakushev A. B. et al.* // NRC-5 Ext. Abstr., Pontresina, Switzerland, Sept. 3–8, 2000. P. 233.
15. *Aleksandrov A. A. et al.* Preprint FZR-99. Rossendorf, 1995.
16. *Тер-Акопьян Г. М. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 1996. Т. 60. С. 162.
17. *Третьякова С. П. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 1996. Т. 60. С. 87.
18. *Rudolf G. et al.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. «Dynamical Aspects of Nuclear Fission», Casta-Papiernicka, Slovak Republic, Aug. 30–Sept. 4, 1996. Dubna, 1997. P. 94.
19. *Kozulin E. et al.* // Proc. of the XVI Nuclear Physics Division Conf., European Physics Society, Padova, 1998. P. 18.
20. *Itkis M. et al.* Fusion-Fission of Weakly-Excited Neutron-Rich Nuclei $^{273}106$, $^{271}108$ and $^{270}106$ Produced in Reactions with ^{24}Mg and ^{16}O // Proc. of the XVI Nuclear Physics Division Conf., European Physics Society, Padova, 1998. P. 15.
21. *Itkis M. G. et al.* Fission of Heavy and Superheavy Nuclei at Low Excitation Energies // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 870.

22. *Tretiakova S. P. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Physics, Dubna, April 21–24, 1999. Singapore, 1999. P. 151–155.
23. *Itkis M. G. et al.* // Proc. of the Second Intern. Conf. «Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei», St. Andrews, Scotland, 28 June–July 3, 1999. Singapore, 2000. P. 268.
24. *Itkis M. G. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Experimental Nuclear Physics in Europe (ENPE-99), Facing the Next Millenium, Seville, Spain, June 21–26, 1999. AIP 495. N.Y., 1999. P. 153.
25. *Ninov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1104.
26. *Itkis M. G.* // Proc. of the 7th Intern. Conf. on Nucleus–Nucleus Collisions NN2000, Strasbourg, France, July 3–7, 2000. Singapore, 2000. P. 41.
27. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 583. P. 153c.
28. *Sagaidak R. N. et al.* // J. of Phys. G. 1998. V. 24. P. 611.
29. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 329.
30. *Артиюх А. Г. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2001. Т. 65. С. 6.
31. *Артиюх А. Г. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2001. Т. 65. С. 9.
32. *Artukh A. G. et al.* JINR Preprint P7-2000-189. Dubna, 2000.
33. *Rodin A. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 236.
34. *Wolski R. et al.* JINR Preprint E15-98-284. Dubna, 1998.
35. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 426. P. 251.
36. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. Lett. B. 1999. V. 82. P. 4996.
37. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Proc of the Inten. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics, Dubna, June 2000.
38. *Wolski R. et al.* // Submitted to «Nucl. Phys. A».
39. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Submitted to «Eur. Phys. J».
40. *Соболев Ю. Г. и др.* // ПТЭ. 1997. Т. 5. С. 6.
41. *Асамурян Р. А. и др.* // ПТЭ. 1999. Т. 42. С. 342.
42. *Alexakhin V. Yu. et al.* // Acta Phys. Slovaca. 1996. V. 46. P. 639.
43. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Proc. of the VI Intern. School-Seminar, Dubna, Sept. 1997. Singapore. P. 167.
44. *Reed A. T. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 024311.
45. *Sarazin F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5062.
46. *Kalpakchieva R. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 7. P. 451.
47. *Gangrsky Yu. P. et al.* // Eur. Phys. J. D. 2000. V. 11. P. 341.
48. *Гангрский Ю. П. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2000. Т. 64. С. 899.
49. *Kutner V. B. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 774.
50. *Kutner V. B. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 960.
51. *Gulbekian G. G., Oganessian Yu.Ts.* // Proc. of the 49th Intern. Conf. on Nucl. Phys., Dubna, April 21–24, 1999. Singapore, 2000. P. 61.
52. *Bogdanov D. D. et al.* // Part. and Nucl., Lett. 2000. V. 5. P. 5
53. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions. Scientific Report 1995–1996. Dubna, 1997.
54. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions. Scientific Report 1997–1998. Dubna, 2001.
55. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions. Scientific Report 1999–2001. Dubna, 2001.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА С НЕЙТРОНАМИ — ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В. И. Фурман

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

В последние годы основные усилия в области нейтронной ядерной физики в ОИЯИ были сосредоточены на реализации проекта нового источника резонансных нейтронов (ИРЕН) и на развитии и испытании перспективных методик для экспериментов на нем. Эти задачи решались с использованием существующих нейтронных источников ОИЯИ — бустера ЛУЭ-40 + ИБР-30 и реакторов ИБР-2, а также других нейтронных источников.

По традиции исследования по ядерной физике с нейтронами в ЛНФ охватывали широкий спектр задач — от изучения нарушений симметрии фундаментальных взаимодействий в ядрах до получения актуальных для технологии ядерных данных. По энергии нейтронов экспериментальная программа ЛНФ имела также широкий диапазон: от ультрахолодных нейтронов ($E_n \sim 10^{-9}$ эВ) реакторов ILL (Гренобль, Франция) и БИГР (Саров, Россия) до быстрых ($E_n \sim 10$ МэВ) нейтронов Пекинского университета.

Ниже в виде компактных обзорных статей представлены наиболее важные результаты, полученные в ЛНФ за последние годы. Естественно, что большинство экспериментальных работ было выполнено, как это явствует из списка литературы, в тесной коллaborации с исследовательскими группами из ядерных центров стран-участниц и неучастниц ОИЯИ. Ряд существенных результатов, опубликованных недавно в ЭЧАЯ (см., например, [1]) либо планируемых к опубликованию в ближайшее время [2], являются естественным расширением настоящего обзора. Эти результаты дают хорошую перспективу продолжения соответствующих исследований (нестатистические явления в каскадном гамма-распаде компаунд-состояний [1] и данные по ядерным сечениям для астрофизики на нестабильных ядрах-мишениях [2]) на сооружаемом источнике нейтронов ИРЕН.

Из-за ограниченного объема данного сборника в него не удалось включить, чтобы не исказить их слишком сжатым изложением, весьма интересные результаты по квантовой оптике очень холодных нейтронов, полученные в

последние два года на реакторе ILL, а также представить результаты очень популярных в странах-участницах ОИЯИ исследований по экологии человека и окружающей среды.

Ряд важных работ по применению методов нейтронной ядерной физики в смежных областях науки, в частности, по созданию в сотрудничестве с Институтом космических исследований (Москва) российского детектора нейтронов HEND для российско-американской миссии на Марс, также не нашли своего отражения на страницах юбилейного выпуска ЭЧАЯ. Но в этом случае причина другая — данный эксперимент еще продолжается и его научные итоги будут подведены позже.

Однако в целом приведенный ниже материал дает реалистический срез основных направлений и дальнейших перспектив исследований по ядерной физике с нейтронами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А. Влияние структуры возбужденных состояний тяжелых ядер на процесс каскадного гамма-распада в диапазоне энергии связи нейтрона // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 2. С. 350–384.
2. Гледенов Ю.М., Келер П.Е. Исследование (n, p) - и (n, α) -реакций с тепловыми и резонансными нейтронами // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 2.

УДК 539.173.4

ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

*Ю. Н. Копач, А. Б. Попов, В. И. Фурман,
В. П. Алфименков, Л. Ласонь, Л. Б. Пикельнер*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

Н. Н. Гонин, Л. К. Козловский, Д. И. Тамбовцев

Физико-энергетический институт, Обнинск

А. М. Гагарский, Г. А. Петров, В. Е. Соколов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Кратко излагается новый подход к описанию деления, подобный обычной теории реакций и использующий представление спиральности для выходных делительных каналов. Этот подход позволил объединить многомодальную структуру деления с концепцией переходных состояний О. Бора и получить формулы для парциальных и дифференциальных сечений деления, которые были использованы для анализа угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер ^{235}U резонансными нейtronами и P -четных угловых корреляций осколков «вперед–назад» и «право–лево» или P -нечетных корреляций, обусловленных интерференцией s - и p -волновых нейтронных резонансов.

A new approach to the description of the fission, similar to the well-known reaction theory and based on the helicity representation for the exit fission channels, was briefly summarized. This approach allowed one to connect the multimodal fission representation with A. Bohr's concept of the fission transition states and to obtain formulas for the partial and differential fission cross sections. The formulas were used for analysis of the angular anisotropy of fragments in the neutron resonance induced fission of aligned ^{235}U nuclei and of the P -even angular «forward-backward» and «right-left» correlations of fragments or the P -odd correlations caused by the interference of s - and p -wave neutron resonances.

НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ В ОПИСАНИИ ДЕЛЕНИЯ

Более чем пятидесятилетние интенсивные теоретические и экспериментальные исследования процесса деления (как спонтанного, так и вынужденного) не привели до сих пор к достаточно полному пониманию динамики и механизма деления, а также к строгому и однозначному математическому описанию разных его этапов. Причиной этого является прежде всего то, что

ядерное деление представляет собой одно из самых сложных ядерных превращений многочастичной системы, связанное с глубоким перераспределением массы и заряда исходного ядра, образованием сильнодеформированных осколков, обладающих высокими спинами и энергиями возбуждения. Другое существенное обстоятельство состоит в том, что в большинстве экспериментов ядерное деление изучается в условиях, когда невозможно получить информацию о базисных амплитудах процесса, характеризующихся четностью π , полным спином делящейся системы J и его проекцией на ось деления K .

Уже в ранних подходах к описанию деления теория строилась на предположениях о сохранении спина и аксиальной симметрии делящейся системы, что и давало возможность описывать переходные состояния такой системы в терминах квантовых чисел $J^\pi K$. В точке разрыва ядро при переходе в осколки имеет множество каналов, описываемых квантовыми числами c_f и характеризуемых полной кинетической энергией ТКЕ, относительным орбитальным моментом L и спином канала F . Парадокс деления состоит в том, что, несмотря на множество каналов c_f , наблюдаются сильные интерференционные эффекты в резонансной структуре индуцированного нейтронами сечения деления, а также большие флуктуации парциальных и полных делительных ширин нейтронных резонансов. Большие вариации с энергией нейтронов наблюдаются в угловой анизотропии осколков при делении s -нейтронами выстроенных ядер, а также в угловых корреляциях осколков, обусловленных интерференцией s - и p -волновых амплитуд (n, f)-реакции.

Качественное объяснение флуктуаций делительных ширин и угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер было дано О. Бором. Он предположил, что наблюдаемые делительные каналы связаны с переходными состояниями холодного сильнодеформированного делящегося ядра на вершине барьера деления, которые характеризуются квантовыми числами $J^\pi K$. Предполагая, что сохраняется аксиальная симметрия ядра в переходе от седловой точки к разрыву и что ось деления в пространстве совпадает с осью деформации, О. Бор указал возможный путь для описания угловых распределений осколков. Этот подход позволил описать качественно иерархию барьеров деления с разными $J^\pi K$ и большие флуктуации делительных ширин в резонансах.

Проблема стала более драматичной после открытия кластеризации делительных каналов, названных модами деления. Ситуация выглядит так, будто делящееся ядро, приближаясь к точке разрыва, может достичь только весьма ограниченного набора предразрывных конфигураций, которые формируют, в свою очередь, продукты деления, относящиеся к разным модам деления. Соотношения между боровскими каналами и модами деления стали предметом новых теоретических исследований. Корреляции между флуктуациями массовых ТКЕ-распределений и угловой анизотропией осколков были рассмотрены в [1]. Было показано, что эти корреляции можно объяснить, если принять,

что волновая функция переходного состояния $J^\pi K$ является разложением по волновым функциям делительных мод с коэффициентами, зависящими от деформации делящейся системы.

Последнее время развивается новый последовательный подход для описания деления, вызванного низкоэнергетическими нейтронами [2], который подобен обычной теории реакций. В принципе это приближение соответствует описанию интерференционных эффектов в делении нейтронами хорошо развитыми методами теории ядерных реакций. Однако эти методы не могут непосредственно использоваться для описания наблюдаемых делительных сечений. Стандартное для теории реакций представление спина канала $\{c_f, F, L\}$ приводит к выражению для сечения (n, f) -реакции, недиагональному по орбитальному моменту L . Наблюданное сечение (n, f) -процесса является суммой по огромному числу $\{c_f, F, L\}$ -каналов. Поскольку ничего не известно о распределениях величин F и L в каналах c_f , тем более о фазах соответствующих делительных амплитуд, то провести суммирование по набору квантовых чисел $\{c_f, F, L\}$ и, таким образом, получить явное выражение для наблюдаемого (n, f) -сечения оказывается невозможным. Эти трудности удалось преодолеть, используя представление спиральности для выходных делительных каналов, введенное впервые В. М. Струтинским [3]. В результате стало возможно проведение суммирования по ненаблюдаемым каналам деления в рамках стандартной R -матричной модели ядерных реакций. Этот подход позволяет объединить естественным образом многомодальную структуру деления с концепцией переходных состояний О. Бора.

Ниже приводятся формулы из серии работ [2–4], которые были использованы для анализа экспериментальных данных, полученных в Лаборатории нейтронной физики в исследованиях угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер ^{235}U резонансными нейтронами [5] и P -четных угловых корреляций осколков «вперед–назад» (на неполяризованных нейтронах) и «право–лево» или P -нечетных корреляций (на поляризованном пучке) для делящихся ядер ^{235}U и ^{233}U [6, 7]:

$$\frac{d\sigma_{nf}(E)}{d\Omega_f} = \frac{1}{4\pi} \left[\sigma_{nf}^{(0)}(E) + \sigma_{nf}^{(1)FB}(E)(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_k) + \sigma_{nf}^{(1)RL}(E)p_n(\mathbf{n}_f [\mathbf{n}_k \mathbf{n}_s]) + \sigma_{nf}^{(2)}(E)f_2P_2(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_I) \right], \quad (1)$$

где

$$\sigma_{nf}^{(0)}(E) = \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} g_J \sum_{lj} \sum_K |S_J(ljE \rightarrow K\pi f)|^2 = \sum_{J^\pi} \sigma_{nf}^{(0)J^\pi}(E) \quad (2)$$

есть полное сечение деления, выраженное суммой спин-разделенных компо-

нент. Другие члены (1) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)FB} = & \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_J g_{J'}} (-1)^{\frac{3}{2}-j} \sqrt{6(2j+1)} \times \\ & \times U\left(IjJ1, J'\frac{1}{2}\right) C_{JK10}^{J'K} \operatorname{Re} \left[S_{J'}^*(1jE \rightarrow K(-\pi)f) S_J \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K\pi f\right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)RL}(E) = & \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_J g_{J'}} (-1)^{\frac{3}{2}-j} \sqrt{6(2j+1)} \times \\ & \times U\left(IjJ1, J'\frac{1}{2}\right) C_{JK10}^{J'K} \operatorname{Im} \left[S_{J'}^*(1jE \rightarrow K(-\pi)f) S_J \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K\pi f\right) \right] \beta_j \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(2)} = & \pi \bar{\lambda}^2 G \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_j g_{J'}} U\left(\frac{1}{2}IJ'2, JI\right) \times \\ & \times C_{JK20}^{J'K} S_{J'}^* \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K\pi f\right) S_J \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K\pi f\right), \end{aligned} \quad (5)$$

которые описывают угловые распределения осколков. Здесь коэффициенты $\beta_j = 1$ для $j = 1/2$ и $\beta_j = -0,5$ для $j = 3/2$, величины p_n и f_2 — поляризация нейтронного пучка и коэффициент выстроенности ядер мишени соответственно,

$$G = \frac{15I^2}{\sqrt{(2I-1)I(I+1)(2I+3)}}.$$

В рамках описываемого приближения часть дифференциального сечения деления, ответственная за взаимодействие с нарушением пространственной четности, выражается следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{nf}^{PV}(E)}{d\Omega_f} = \frac{1}{4\pi} \sigma(1) PV_{nf}(E) p_n(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_s), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)PV}(E) = & \pi \bar{\lambda}^2 \sum_J g_J U\left(IjJ1, J'\frac{1}{2}\right) \times \\ & \times \sum_K C_{JK10}^{J'K} S_J^* \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K(-\pi)f\right) S_J \left(0\frac{1}{2}E \rightarrow K\pi f\right). \end{aligned} \quad (7)$$

**ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР ^{235}U**

Эксперимент проводился на 30-метровой пролетной базе бустера ИБР-30+ЛУЭ-40 [5]. Выстраивание спинов мишени достигалось охлаждением мозаики из монокристаллов уранил-рубидиевого нитрата до температуры $\sim 0,2$ К с использованием рефрижератора с растворением $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Рефрижератор обеспечивал ориентацию ядер в течение длительного времени (более двух недель) с достижением выстроенности $f_2 \simeq 0,15 - 0,20$. Использовались одновременно две мишени, из которых осколки регистрировались кремниевыми детекторами под углами 0° , 45° и 90° относительно оси C каждой монокристаллической мозаики. Измерения проводились в интервале энергий нейтронов $0,05 \div 100$ эВ. Наблюдаемая анизотропия осколков в соответствии с (1)–(5) описывалась формулой

$$\frac{d\sigma_{nf}(E)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{nf}^{(0)}}{4\pi} [1 + f_2 A_2(E) P_2(\cos \theta)],$$

а S -матрица реакции бралась в виде

$$S_{nf}^J = 2 e^{-ika} \left((I - K)^{-1} \right)_{nf},$$

где для матричных элементов K_{ij} использовалось выражение

$$K_{ij} = -\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\gamma\lambda} \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}} + \frac{i}{2} \sum_{\lambda} \frac{(E_{\lambda} - E) \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}},$$

$$d_{\lambda} = (E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\gamma\lambda}^2 / 4.$$

Удобно ввести W -матрицу:

$$W_{nf}^J = \left((I - K)^{-1} \right)_{nf}. \quad (8)$$

В анализе [8] использовались данные о полном нейтронном сечении и о полном и спин-разделенных сечениях деления для ^{235}U из банка NNDC [9]. В результате фитирования $A_2(E)$ совместно с данными о сечениях, которое проводилось с помощью модифицированной программы SAMMY [10] или с использованием собственной программы A2FIT, был получен (при удовлетворительном описании всей совокупности экспериментальных данных) новый набор резонансных параметров, включающий в себя парциальные делительные ширины Γ_{fJK} . При фитировании каждый резонанс λ описывался

шестью параметрами: $E^\lambda, \Gamma_\gamma^\lambda, \gamma_n^\lambda, \gamma_f^\lambda, \phi^\lambda$ и θ^λ . Такая параметризация позволяет включить в подгонку до трех делительных каналов для каждого резонанса. Парциальные делительные амплитуды выражались через модуль полной делительной амплитуды $\gamma_f^\lambda = \sqrt{\Gamma_f^\lambda}$ и два угла, ϕ^λ и θ^λ , в сферической системе координат:

$$\gamma_{f1}^\lambda = \gamma_f^\lambda \cos \phi^\lambda \sin \theta^\lambda, \quad \gamma_{f2}^\lambda = \gamma_f^\lambda \sin \phi^\lambda \sin \theta^\lambda, \quad \gamma_{f0}^\lambda = \gamma_f^\lambda \cos \theta^\lambda.$$

Радиационная ширина Γ_γ^λ фиксировалась равной 0,039 эВ для всех резонансов, остальные параметры варьировались. В анализе сначала предполагалось, что для резонансов со спином $J = 3$ открыты три канала ($K = 0, K = 1, K = 2$), а для резонансов с $J = 4$ открыты два канала ($K = 1, K = 2$). Из общих соображений состояния $J^\pi K = 4^-0$ запрещены и можно ожидать отсутствия или очень малого вклада состояний с высокими K ($J^\pi K = 3^-3, 4^-3, 4^-4$), т. к. геометрические факторы, определяющие коэффициент анизотропии для этих состояний, имеют положительный знак, в то время как наблюдаемый коэффициент A_2 отрицателен во всей исследованной энергетической области. Барьеры деления для этих состояний должны быть более высокими, поэтому предполагалось, что вклад этих каналов отсутствует. Интегральное распределение парциальных делительных ширин для резонансов с $J = 4$, полученное при фитировании, в такой аппроксимации не согласуется с портер-томасовским распределением. Это дает основание для включения для резонансов $J = 4$ также канала $J^\pi K = 4^-0$. Заметим, что заключение об абсолютном запрете канала 4^-0 основано на гипотезе О. Бора в ее простейшем варианте. Более тщательное изучение проблемы [4] показывает, что канал 4^-0 имеет более высокий первый барьер деления и относительно низкий второй барьер для асимметричных мод. Следовательно, можно ожидать в нашем случае, что канал 4^-0 будет хотя бы частично открыт. Поэтому был проведен повторный анализ всей совокупности экспериментальных данных в предположении открытости всех трех каналов для обеих групп резонансов с $J = 3$ и $J = 4$.

Результаты окончательного фитирования $A_2(E)$ показаны на рис. 1. (Все другие данные о сечениях также хорошо воспроизводятся.) Штриховая крича соответствует набору резонансных параметров из ENDF/B-VI [9], которые весьма удовлетворительно описывают все сечения, но, как видно из рисунка, не воспроизводят энергетическую зависимость A_2 .

На рис. 2 показаны относительные вклады разных K -компонент в полное и спин-разделенные сечения деления. Как и ожидалось, наблюдаются большие флуктуации весов K -каналов для разных компаунд-состояний, которые приводят к сильным флуктуациям вкладов K -каналов. Следует отметить значительный вклад компоненты $K = 0$ в спин-разделенные и полное сечения деления.

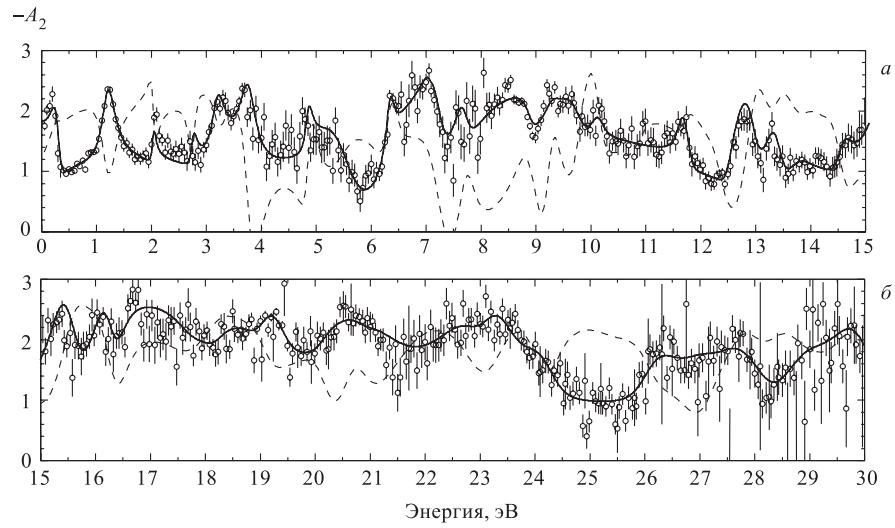


Рис. 1. Результаты фитирования $A_2(E)$. Штриховая кривая вычислена с использованием резонансных параметров из [9]

Интегральные распределения парциальных делительных ширин резонансов в интервале 0 \div 30 эВ для каждого $J^\pi K$ -канала хорошо согласуются с распределением Портера–Томаса с одной степенью свободы. Распределения полных делительных ширин для обоих спинов также находятся в согласии с распределением Портера–Томаса с числом степеней свободы между 2 и 3.

Средние вклады разных делительных каналов, определенные как

$$W_K = \frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{f,K}^{\lambda}}{\Gamma_f^{\lambda}}, \quad (9)$$

которые могут служить мерой степени открытости данного канала, приведены в таблице.

Степень открытости разных каналов (%)

Спин	$K = 0$	$K = 1$	$K = 2$
$J = 3$	25	39	35
$J = 4$	26	40	34
$J = 3 + 4$	26	40	34

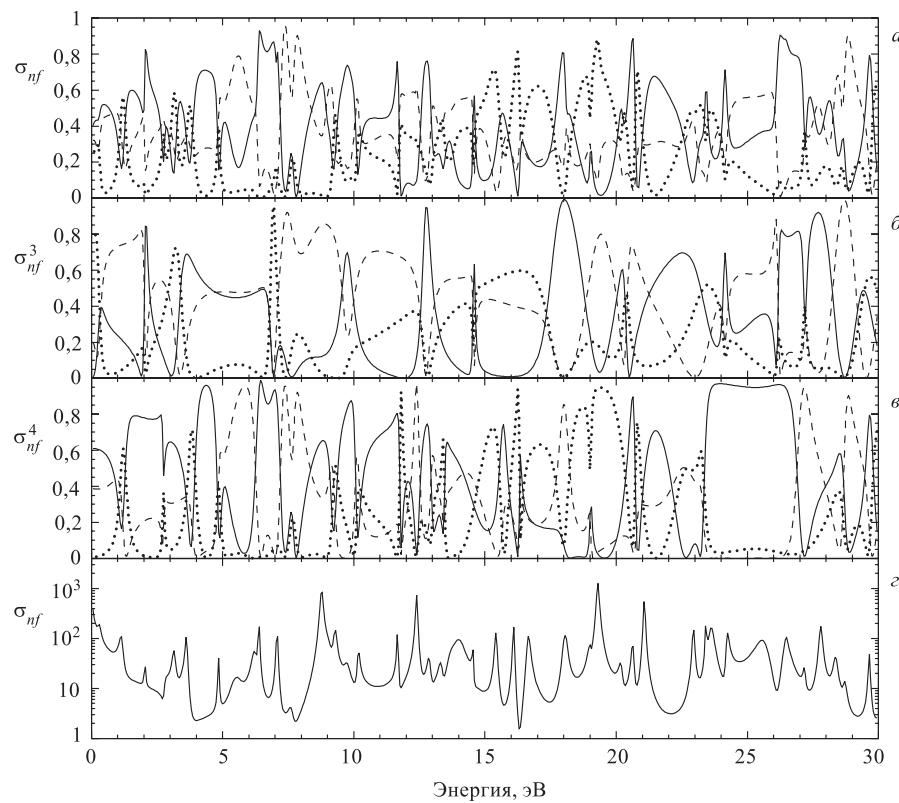


Рис. 2. Разложение полного и спин-разделенных сечений деления на K -компоненты: $K = 0$ — точечная кривая; $K = 1$ — сплошная; $K = 2$ — штриховая. На графике g показано полное сечение деления

Заметим, что полученный набор резонансных параметров не является однозначным, т. к. результаты фитирования совокупности экспериментальных данных зависят от выбора отрицательных резонансов, а также от включения резонансов с малыми нейтронными и большими делительными ширинами (не влияющими на описание сечений). Однако, как показали расчеты, средние относительные вклады $J^\pi K$ -каналов сохраняются в разных вариантах подгонки, и поскольку полученный набор параметров включает все возможные K -каналы, он может служить надежным базисом для количественного анализа интерференции s - и p -резонансов. Совместное изучение массовых и TKE-распределений осколков в зависимости от энергии нейтрона и коэффициента угловой анизотропии позволит получить новую информацию о связи боровских каналов деления с модами деления.

***P*-ЧЕТНЫЕ И *P*-НЕЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В ИНТЕРФЕРЕНЦИИ *s*- И *p*-НЭЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

Весьма важно получить прямую информацию о зависимости от четности барьера деления для $J^\pi K$ -каналов. Уникальные возможности для этой цели дает изучение *P*-четных угловых корреляций осколков деления, вызванных интерференцией *s*- и *p*-резонансных делительных амплитуд. Такие экспериментальные исследования выполнены коллаборацией ОИЯИ–ПИЯФ на бустере ИБР-30+ЛУЭ-40 для ^{235}U и ^{233}U [6, 7] и проводятся с ^{239}Pu .

Получены результаты для двух типов экспериментов. В первом («вперед–назад») измерена энергетическая зависимость эмиссии осколков вдоль и против импульса неполяризованных нейтронов:

$$\alpha^{FB} = \frac{N^F - N^B}{N^F + N^B}. \quad (10)$$

Во втором («право–лево») исследована асимметрия эмиссии осколков деления в плоскости, образованной спином поляризованного нейтрана и его импульсом:

$$\alpha^{RL} = \frac{N^R - N^L}{N^R + N^L}. \quad (11)$$

Используя формулы (1)–(5), можно получить выражения для коэффициентов корреляции α^{FB} и α^{RL} , которые были применены в анализе экспериментальных данных для ^{235}U :

$$\alpha^{FB} = \frac{A}{B}, \quad (12)$$

где

$$A = \sum_J \sqrt{g_J g_{J'}} \sum_K \sum_{J'j} Z(JJ'Kj) [\cos \Delta\phi(\operatorname{Re} W_1 \operatorname{Re} W_0 + \operatorname{Im} W_1 \operatorname{Im} W_0) + \\ + \sin \Delta\phi(\operatorname{Im} W_1 \operatorname{Re} W_0 - \operatorname{Re} W_1 \operatorname{Im} W_0)]; \quad (13)$$

$$B = \sum_J g_J \sum_K |W_0(JK)|^2, \quad (14)$$

и

$$\alpha^{RL} = \frac{C}{B}, \quad (15)$$

где

$$C = p_n \sum_J \sqrt{g_J g_{J'}} \sum_K \sum_{J'j} Z(J J' K j) \times \\ \times \beta_j [\sin \Delta\phi (\operatorname{Re} W_1 \operatorname{Re} W_0 + \operatorname{Im} W_1 \operatorname{Im} W_0) + \\ + \cos \Delta\phi (\operatorname{Re} W_1 \operatorname{Im} W_0 - \operatorname{Im} W_1 \operatorname{Re} W_0)]. \quad (16)$$

Здесь $Z(J J' K j)$ — комбинация геометрических коэффициентов; $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$, где $\phi_0 = ka$ и $\phi_1 = ka - \operatorname{arctg}(ka)$; a — радиус потенциального рассеяния во входном нейтронном канале; $k = k_n$.

При анализе экспериментальных данных необходимо учитывать малую величину p -волнового сечения деления:

$$\sigma_{f1}(E) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J g_J \times \\ \times \sum_{Kj} |W_1(J K j)|^2 \leq 0,5 \text{ б.} \quad (17)$$

S -матричные параметры для s -волнового деления принимались как результат описанного выше анализа и фиксировались. Энергетическая зависимость коэффициентов $\alpha^{FB}(E)$ и $\alpha^{RL}(E)$ использовалась для извлечения информации о положении и параметрах p -резонансов. Как видно из выражений (3), (4), размерности S -матриц для s - и p -волнового деления разные. Во входных каналах размерность оценивается со всей очевидностью, но для выходных каналов ситуация совсем не тривиальна. Интерферционные члены в формулах для α^{FB} и α^{RL} имеют те же самые проекции K для s - и p -волнового деления, но полное p -волновое сечение деления мо-

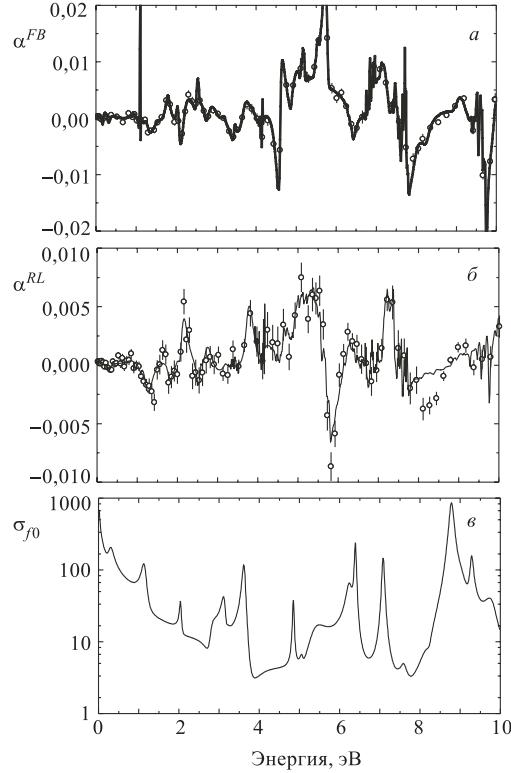


Рис. 3. Пробное фитирование экспериментальных зависимостей $\alpha^{FB}(E)$ (а) и $\alpha^{RL}(E)$ (б) для ^{235}U с включением семи p -резонансов. Точки — эксперимент; кривые — результат фитирования

жет включать дополнительные JK -каналы, запрещенные по закону сохранения четности для s -волнового деления. Поэтому в случае p -резонансов со спинами $J = 4$ и 5 размерность связанных S -матриц может быть выше, чем в случае интерферирующих s -волновых компаунд-состояний. Эти дополнительные резонансные параметры следовало бы включать в фитирование для сохранения унитарности соответствующей S -матрицы. Для понимания влияния вводимых параметров p -уровней на величину и энергетическое поведение коэффициентов корреляции выполнены методические расчеты [11], которые привели к важным и интересным результатам. Было установлено, что на энергетическое поведение α^{FB} и α^{RL} сильно влияет приписываемое p -резонансу значение спина и что это влияние простирается на большое удаление от положения p -резонанса. Задача описания значений и энергетической зависимости наблюденных коэффициентов корреляции оказалась трудной для поиска оптимального набора p -резонансов даже для надежного базиса параметров s -резонансов именно в силу многополюсного проявления в $\alpha^{FB}(E)$ и $\alpha^{RL}(E)$ каждого вводимого в подгонку p -резонанса, что и усложняет достижение однозначности фитирования. На рис. 3 приведен один из вариантов фитирования для набора из 7 p -резонансов, имеющих спины от $J = 2$ до $J = 5$. Анализ эффектов s - p -интерференции на ^{235}U и ^{239}Pu продолжается.

Часть работы выполнена при поддержке гранта INTAS 99-00229.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Furman W.I., Kliman J. // Proc. of the 17th Intern. Symp. on Nucl. Phys., Gaussig, 1987. Dresden, 1988. P. 86.
2. Barabanov A.L., Furman W.I. // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 411.
3. Strutinski V.M. // ZETPh. 1956. V. 30. P. 606.
4. Barabanov A.L., Furman W.I. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997. P. 190–193; Furman W.I. // FJ/OH Spring Session'99, Geell, Belgium, May 17–21, 1999.
5. Tambovtsev D.I. et al. // Phys. At. Nucl. 1997. V. 60/6. P. 877.
6. Alftimenkov V.P. et al. JINR, E3-97-106. Dubna, 1997; Alftimenkov V.P. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 31.
7. Gagarski A.M. et al. Preprint PNPI NP-32-1999, 2117. Gatchina, 1999.
8. Kopach Yu.N. et al. // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62/5. P. 840.
9. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov>.
10. Larson N.M. ORNL/TM-9179/R4.
11. Popov A.B., Furman W.I., Lason L. // Proc. of the II Intern. Workshop of Fission Fragment Spectroscopy, Seissyn, France, April 21–24, 1998. N. Y., 1998. P. 349.

УДК 539.173.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ НА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКАХ ИБР-30 И ИБР-2

Ю. В. Григорьев

Физико-энергетический институт, Обнинск

*Ю. С. Замятнин, С. Б. Борзаков, В. Ю. Коновалов,
И. Н. Русков*, В. И. Фурман,*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

X. Файков-Станьчик

Лодзинский университет, Лодзь, Польша

Н. Б. Янева

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария

Представлена методика и основные результаты измерений, проведенных на импульсных реакторах ИБР-30 и ИБР-2. С использованием сцинтиляционных детекторов проведены измерения спектров множественности гамма-квантов из реакции радиационного захвата на изотопах ^{48}Ti , $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , ^{127}J , ^{149}Sm , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{177}Hf , ^{178}Hf , ^{185}Re , ^{187}Re и ^{232}Th . Исследованные спектры множественности от первой до двенадцатой кратности использовались для определения сечения радиационного захвата и соответствующих резонансных параметров, а также для получения величины α и изучения ее эффекта блокировки в реакциях деления на ядрах ^{235}U , ^{239}Pu для резонансной области энергий нейтронов. С помощью HP-Ge-детектора объемом 80 см³ проведены измерения спинов резонансов изотопов $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , $^{185,187}\text{Re}$ и ^{235}U по методу заселенности гамма-квантами низколежащих уровней, а также определены величины α ^{235}U в области тепловых энергий нейтронов. С помощью нейтронных детекторов и (n, γ) -детектора измерены функции пропускания и самоиндикации на образцах-фильтрах ^{232}Th , ^{237}Np и ^{238}U при разных температурах для определения нейтронных сечений, факторов резонансной блокировки и доплер-эффекта в диапазоне энергий нейтронов 1 эВ÷100 кэВ.

В экспериментах с использованием ионизационных камер измерены сечения деления ми-
зорных актинидов ^{234}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейtronами с энергиями ниже барьера деления.

На 27-метровой пролетной базе с зеркальным нейтроноводом и механическим прерыва-
телем нейтронов на реакторе ИБР-2 проведены измерения полного выхода и кривых распада
запаздывающих нейтронов при делении $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np тепловыми и холодными нейтронами.

*Постоянное место работы: Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София,
Болгария.

Methodical aspects and results of the main measurements, conducted on pulsed reactors IBR-30 and IBR-2 are presented. Measurements of the multiplicity spectra of gamma-quanta from the neutron capture reaction on the isotopes ^{48}Ti , $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , ^{127}J , ^{149}Sm , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{177}Hf , ^{178}Hf , ^{185}Re , ^{187}Re , and ^{232}Th had been done with scintillation detectors. These spectra with multiplicity from one to twelve were used for determination of the capture cross-section and according resonance parameters and for obtaining the alpha-value and study of its blocking effect in the fission of ^{235}U , ^{239}Pu in the resonance neutron energy area. With the aid of HP-Ge-detector, that has the volume 80 cm^3 , the measurements were performed of resonance spins of isotopes $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , $^{185,187}\text{Re}$, and ^{235}U by the low-lying level population method in the thermal neutron energy area. The transmission and self-indication functions of filter samples ^{232}Th , ^{237}Np , and ^{238}U were measured with neutron and (n, γ) detectors with different temperatures for determination the neutron cross-sections, resonance blocking factors and Doppler effect in the neutron energy range from 1 eV to 100 keV. The ionization chambers were used as detector of fission in the fission cross-section measurements of the minor actinides ^{234}U , ^{237}Np , and ^{243}Am by the neutrons with energy below the fission barrier.

On the IBR-2 reactor on the channel with mirror neutron guide and neutron chopper the measurements of total yields and decay curve of the delayed neutrons from fission of $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np by thermal and cold neutrons were performed.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых атомных реакторов типа БН-800, БРЕСТ и др. требует повышения точности нейтронных сечений и других ядерных констант реакторных материалов на уровне погрешности 1–5 % для делящихся ядер, 3–7 % для конструкционных материалов и 5–15 % для продуктов деления. Новая информация о ядерных данных необходима также для совершенствования теоретических моделей ядерных реакций и структуры ядер. Кроме того, уточнение ядерных данных важно для реализации различных проектов трансмутации радиоактивных отходов и повышения ядерной безопасности энергетических атомных реакторов. Эти задачи стимулировали в последние годы экспериментальные исследования по уточнению ядерных данных на нейтронных пучках ИБР-30 и ИБР-2 в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Экспериментальные работы велись по нескольким направлениям при работе ИБР-30 в бустерном режиме (длительность нейтронной вспышки на полувысоте 4 мкс, частота следования нейтронных вспышек 100 Гц, средняя тепловая мощность 10 кВт).

На 500- и 121-метровых пролетных базах ИБР-30 на спектрометрах «Ромашка» с 16 кристаллами NaI(Tl) объемом 36 л [1] и «Парус» с 16-секционным жидкостным (n, γ) -детектором объемом 80 л [8] проводились измерения спектров множественности гамма-квантов из реакции радиационного захвата на изотопах ^{48}Ti , $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , ^{127}J , ^{149}Sm , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{177}Hf , ^{178}Hf , ^{185}Re , ^{187}Re и ^{232}Th . Исследованные спектры множественности от первой до двенадцатой кратности использовались для определения сечения радиационного захвата и соответствующих резонансных параметров, а также

для получения величины α и изучения ее эффекта блокировки в реакции деления на ядрах ^{235}U , ^{239}Pu для резонансной области энергий нейтронов.

С помощью HP-Ge-детектора объемом 80 см³ [5] были проведены двухмерные измерения амплитудных и временных спектров для изотопов $^{113,115}\text{In}$, ^{117}Sn , $^{185,187}\text{Re}$ и ^{235}U на пролетных базах 60, 123 и 500 м ИБР-30 и на 29-метровой пролетной базе ИБР-2 с целью определения спинов резонансов по методу заселенности γ -квантами низколежащих уровней, а также для определения величины α ^{235}U в области тепловых энергий нейтронов.

С помощью нейтронных детекторов в виде батареи из ^{10}B -, ^3He -счетчиков и жидкостного 16-секционного (n, γ)-детектора измерены функции пропускания и самоиндикации на образцах-фильтрах ^{232}Th , ^{237}Np и ^{238}U при разных температурах для определения нейтронных сечений, факторов резонансной блокировки и доплер-эффекта в диапазоне энергий нейтронов 1 эВ \div 100 кэВ.

На 15- и 60-метровых пролетных базах ИБР-30 измерены сечения деления минорных актинидов ^{234}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергиями ниже барьера деления с помощью ионизационных камер.

На 27-метровой пролетной базе с зеркальным нейtronоводом и механическим прерывателем нейтронов при работе ИБР-2 на мощности 1,5 МВт, частоте нейтронных вспышек 5 Гц и их длительности 240 мкс проведены исследования полного выхода и кривых распада запаздывающих нейтронов при делении $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np тепловыми и холодными нейтронами. В качестве детектора запаздывающих нейтронов использовалась батарея ^3He -счетчиков в замедлителе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Определение спинов. Спины резонансных состояний были получены в основном методом множественности гамма-квантов. В полученных спектрах разных кратностей k , где k менялось от 1 до 8, определена площадь под резонансными пиками и получена доля актов захвата $p_k = S_k / \Sigma_k S_k$, соответствующая одновременной регистрации детектором k гамма-квантов, и средние значения кратностей $\langle k \rangle = \Sigma_k k p_k$ для каждого резонанса. Таким образом определены спины сотен возбужденных уровней для ядер, отмеченных выше [2–4]. На рис. 1 приводятся результаты для ядра ^{149}Sm .

Для определения спинов по методу заселенности низколежащих состояний ядра каскадом гамма-квантов проведены двухмерные измерения амплитудных и временных спектров с помощью HP германиевого детектора для обогащенных изотопов In (^{115}In до 99,9 %, а ^{113}In до 87,2 %) и для естественных образцов In и Re.

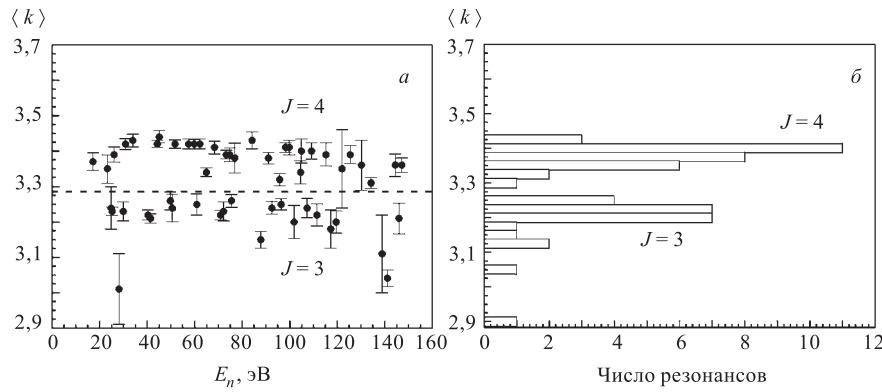


Рис. 1. Экспериментальные средние кратности $\langle k \rangle$ для резонансов ^{149}Sm : а) в диапазоне энергий 20 \div 160 эВ; б) в зависимости от числа резонансов

Таблица 1. Отношения интенсивностей гамма-линий и спины для резонансов ^{115}In

E , эВ	J	$R_1 = I(273)/I(186,2)$	$R_2 = I(171/5)/I(186,2)$
1,457	5	$0,82 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$
3,85	4	$1,37 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,03$
9,07	5	$0,79 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,02$
12,04	4	$1,12 \pm 0,10$	$0,91 \pm 0,08$
22,73	5	$0,88 \pm 0,08$	$0,61 \pm 0,05$
39,6	5	$0,87 \pm 0,06$	$0,55 \pm 0,04$

В случае ^{115}In изучались отношения интенсивностей гамма-переходов для энергий 186,2 и 273,0 кэВ и триплета 171 \div 175 кэВ, для изотопа ^{113}In брались отношения интенсивностей гамма-переходов с энергиями 287,4; 341; 307 кэВ. Отношения интенсивностей этих линий разделяются на две группы в зависимости от спина резонанса, что видно из табл. 1 и 2. Впервые определены спины для изотопа ^{113}In [5].

Определение радиационных ширин и других характеристик. Одновременные измерения спектров времени пролета для радиационного захвата и рассеяния нейтронов с помощью спектрометра «Ромашка» дали возможность оценить радиационные ширины для многих резонансов. Как известно, площади под резонансами в спектрах радиационного захвата и рассеяния нейтронов описываются формулами

$$S_\gamma = \Pi(E)\varepsilon_\gamma A\Gamma_\gamma/\Gamma, \quad (1)$$

$$S_n = \Pi(E)\varepsilon_n A\Gamma_n/\Gamma, \quad (2)$$

Таблица 2. Отношения интенсивностей гамма-линий и спины для резонансов ^{113}In

$E, \text{ эВ}$	J	$R_1 = I(287,4)/I(307)$	$R_2 = I(341)/I(307)$
1,80	4	$2,52 \pm 0,13$	$1,22 \pm 0,08$
4,70	5	$1,2 \pm 0,08$	$0,84 \pm 0,05$
14,6	5	$1,88 \pm 0,08$	$0,97 \pm 0,05$
21,55	4	$2,31 \pm 0,16$	$1,26 \pm 0,08$
24,99	5	$1,87 \pm 0,11$	$0,82 \pm 0,05$
32,24	5	$1,76 \pm 0,11$	$1,04 \pm 0,06$
44,71	—	—	—
45,30	—	—	—
70,29	4	$2,69 \pm 0,42$	$1,58 \pm 0,15$
91,59	5	$1,78 \pm 0,25$	$0,65 \pm 0,04$

где $\Pi(E)$ — поток нейтронов с резонансной энергией E на единичный интервал энергии за время измерений на всю площадь образца; A — площадь, соответствующая резонансному провалу на кривой пропускания; $\varepsilon_\gamma, \varepsilon_n$ — эффективность регистрации актов рассеяния и захвата нейтронов.

Зная значения S_n/S_γ , ε_γ , ε_n и Γ_n , можно получить радиационные ширины. Эту новую методику определения ширин можно рассмотреть на примере изотопа ^{149}Sm . Отношение эффективностей $\varepsilon_\gamma/\varepsilon_n$ в случае ^{149}Sm равнялось $0,58 \pm 0,08$ и находилось из эксперимента путем проведения нормировки по пяти низколежащим, хорошо разрешенным и сильным резонансам, для которых довольно точно известны Γ_n и Γ_γ (их значения определялись по другой методике для большей точности). При этом считалось, что эффективности регистрации гамма-квантов ε_γ и ε_n практически не меняются от резонанса к резонансу.

При определении параметров резонансов в значения S_n и S_γ вводились поправки, учитывающие вклады регистрации актов захвата в канале рассеяния (4 %) и актов рассеяния в канале захвата (от 5 до 15 % в зависимости от энергии нейтронов).

Значения энергий резонансов и радиационных ширин получены в области энергии до 270 эВ [4]. Удалось определить около 40 ранее неизвестных ширин. Наблюдаются значительно меньшие флуктуации ширин по сравнению с данными из BNL-325, и нет систематической тенденции роста значений ширин с увеличением энергии возбужденных состояний. Кроме спинов и радиационных ширин, определялись по необходимости нейтронные ширины и средние характеристики резонансных уровней, т. е. расстояния между уровнями и силовые функции.

Резонансные параметры отмеченных выше изотопов включены в справочник ядерных данных [13].

Определение величины $\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$. Спектрометрия множественности излучений позволяет одновременно регистрировать несколько процессов взаимодействия нейтронов с ядрами (деление, радиационный захват и рассеяние нейтронов) и в ряде случаев разделять их. В последние годы эта методика использовалась для изучения формы спектров множественности гамма-лучей в отдельных разрешенных резонансах ^{239}Pu и ^{235}U и в энергетических группах при исследовании процессов деления и радиационного захвата, а также для определения и уточнения величины α на спектрометрах «Ромашка» и «Парус». Из экспериментальных временных спектров после вычитания фоновых составляющих получались исходные спектры кратности совпадений от 1 до 12 кратностей для энергетических групп в диапазоне энергий 2,15–2150 эВ, для 80 резонансов ^{239}Pu в области энергий 7–313 эВ и 165 резонансов ^{235}U до 150 эВ [1, 6–8]. Для разделения исходных спектров кратности на захватную и делительную части использовались спектры кратности разрешенных резонансов с малыми и большими делительными ширинами соответственно. Из этих спектров кратности формировались стандартные спектры захвата и деления, которые применялись при разделении исходных спектров кратностей. Разделение суммарных спектров кратности на две части позволяет определить величину α по формуле

$$\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f = N_\gamma \varepsilon_f / N_f \varepsilon_\gamma = \Sigma K_{i\gamma} \varepsilon_f / \Sigma K_{if} \varepsilon_\gamma, \quad (3)$$

где σ_γ, σ_f — сечения радиационного захвата и деления; N_γ, N_f — суммарное число отсчетов гамма-квантов захвата и деления; $\varepsilon_f, \varepsilon_\gamma$ — эффективность регистрации захватных и делительных гамма-квантов; $K_{i\gamma}, K_{if}$ — i -я кратность радиационного захвата и деления. Погрешности в величине α определялись в основном ошибками при разложении исходных спектров кратности на составляющие части от деления и радиационного захвата. Погрешности из-за неопределенностей в эффективностях регистрации гамма-лучей существенно меньше, поскольку отношение $Q = \varepsilon_f/\varepsilon_\gamma$ близко к единице. На рис. 2 приведены для примера экспериментальные значения величины α ^{239}Pu , где для сравнения приводятся также расчетные данные, полученные по программе ГРУКОН на основе последних оценок констант ^{239}Pu в библиотеках BROND-2, ENDF/B-6, JENDL-3. Расчет величины α был сделан также и в межрезонансных энергетических интервалах. Как видно из рис. 2, расчетные значения α в разных библиотеках отличаются друг от друга на 5–30 %, а в отдельных резонансах — на 50–100 %. Экспериментальные значения α отличаются от расчетных при малых и больших значениях, когда вклад радиационного захвата или деления в суммарном спектре кратности мал, а неопределенность сильно возрастает при разложении спектра на составляющие части по принятым стандартным спектрам. Эти неопределенности уменьшаются при определении экспериментальных и расчетных значений α в широких энергетических группах (табл. 3) благодаря наличию большого количества

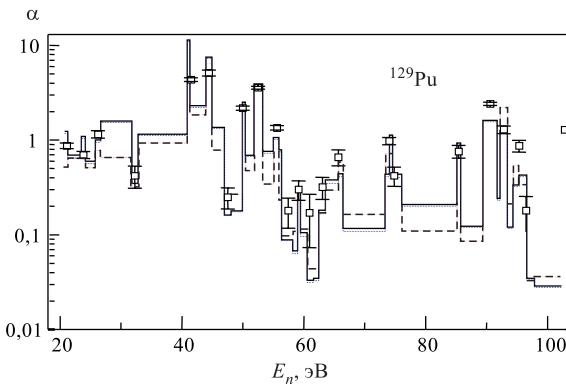


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные значения α . Светлые квадраты — эксперимент; сплошная кривая — ENDF/B-6; штриховая — JENDL-3; точечная — BROND-2

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные значения α для энергетических групп ^{239}Pu

E_{lim} , эВ	$\alpha_{\text{бы}}$ (фильтр 1 мм)	α (без фильтра)	BNAB	BROND-2	ENDF/B-6	JENDL-3
4,65–10	—	$0,88 \pm 0,04$	0,85	0,30	0,48	0,47
10–21,5	0,57	$0,60 \pm 0,03$	0,68	0,57	0,84	0,80
21,5–46,5	1,07	$1,45 \pm 0,04$	1,07	1,04	1,54	1,48
46,5–100	0,35	$0,52 \pm 0,02$	0,57	0,44	0,50	0,48
100–215	0,53	$0,80 \pm 0,03$	0,87	0,61	0,71	0,68
215–465	0,56	—	0,93	0,84	0,82	0,79
465–1000	0,59	$0,80 \pm 0,04$	0,83	0,97	0,88	0,87
1000–2150	0,69	$0,72 \pm 0,03$	0,89	0,93	1,00	1,10

резонансов. Экспериментальные погрешности величины α в отдельных резонансах составляют $2 \div 12\%$. В энергетических группах погрешности равны $3 \div 6\%$.

Использование жидкостного детектора установки «Парус» для измерения спектров кратности позволило исследовать эффект резонансной блокировки и доплер-эффект в величине α делящихся изотопов. Для этого проведены измерения времепролетных спектров от 1-й до 15-й кратности при наличии на нейтронном пучке образцов-фильтров различной толщины. Коэффициент резонансной блокировки α и его температурную зависимость можно определить

по формуле

$$\alpha_{\text{бл}} = \frac{\alpha f_\gamma(\theta)}{f_f(\theta)} = \frac{\alpha \int_0^\infty T_\gamma(x) dx}{\int_0^\infty T_f(x) dx} = \frac{\int_0^\infty \int \sigma_\gamma e^{-\sigma x} dE dx}{\int_{\Delta E}^\infty \int \sigma_f e^{-\sigma x} dE dx}, \quad (4)$$

где f_γ , f_f — коэффициенты резонансной блокировки в сечениях захвата и деления величины α ; x — толщина образца-фильтра; T_γ , T_f — функции самоиндикации в радиационном захвате и делении; α — величина при отсутствии образца-фильтра на нейтронном пучке; θ — температура образца-фильтра.

Влияние резонансной блокировки до сих пор слабо исследовано. Измерения блокировки были проведены для двух тонких металлических дисков ^{239}Pu , обогащенного до 99,9 %. Образцы-фильтры толщиной 0,3, 0,5, 1 и 2,3 мм по очереди помещались в пучок нейтронов перед (n, γ) -детектором.

В табл. 3 приведены экспериментальные значения величины α в группах для открытого пучка и при наличии в пучке образца-фильтра толщиной 1 мм, а также расчетные значения для открытого пучка, полученные на основе оцененных данных разных библиотек.

Как видно из табл. 3, расчетные значения α для разных библиотек отличаются друг от друга на 5 ÷ 60 %, что, по-видимому, отражает различия экспериментальных данных в разных работах. Экспериментальные погрешности величины α составляют 5 ÷ 10 %. Наблюдается эффект уменьшения α на 5 ÷ 40 % за счет резонансной блокировки, что можно объяснить более сильной резонансной блокировкой на узких, со спином $J = 1$ резонансах с большим значением α по сравнению с широкими делительными резонансами со спином $J = 0$ и с малыми значениями α . Детали эксперимента и результаты приводятся в [8].

Изучение сечений деления минорных актинидов. Измерения времязадержанных спектров проводились на импульсном бустере ИБР-30. В качестве детектора осколков деления использовались ионизационные камеры различной конструкции, содержащие от 2,2 мг (^{243}Am) до 1,5 г (^{237}Np) исследуемого изотопа и одну мишень из ^{235}U для измерения потока и калибровки по энергии.

Полученные в измерениях времязадержанные спектры деления преобразовывались в зависимость сечения деления от энергии нейтронов. Кроме того, в области энергий нейтронов, где времязадержанное разрешение было достаточным для разрешения отдельных резонансов, определены площади $\sigma_0 \Gamma_f$ и делительные ширины Γ_f этих резонансов. Для ^{234}U эти параметры определялись методом площадей, а для ^{237}Np и ^{243}Am — методом формы. Подробно процедура обработки экспериментальных данных описана в работе [9].

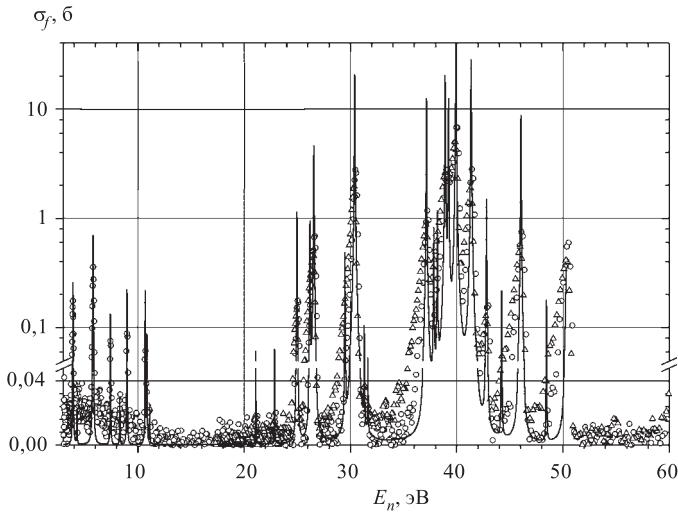


Рис. 3. Сечение деления ^{237}Np : кружки — разрешение 40 нс/м; треугольники — разрешение 70 нс/м; сплошная линия — расчет

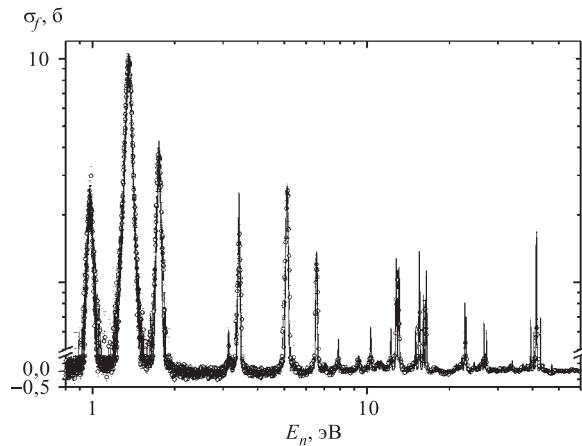


Рис. 4. Сечение деления ^{243}Am : точки — эксперимент; сплошная линия — расчет

Сечения деления ^{234}U определены в диапазоне энергий 1 \div 1000 эВ [10], для ^{237}Np в области энергий 1 \div 60 эВ (см. рис. 3). Погрешности определения сечения в резонансах не превышают 4 % и обусловлены в основном статистической точностью калибровочных измерений.

На рис. 4 представлены результаты измерений сечения деления ^{243}Am [11]. Точками обозначены сечения, полученные непосредственно из вре-

мяпрылетного спектра, а линией — восстановленные в одноуровневом приближении.

Исследования запаздывающих нейтронов. На импульсном реакторе ИБР-2 проведены исследования характеристик запаздывающих нейтронов (ЗН) [12]. В их числе измерения относительных выходов ЗН, образовавшихся в результате деления ^{233}U , ^{239}Pu и ^{237}Np тепловыми нейтронами, а также после деления ^{235}U , ^{235}U и ^{239}Pu холодными нейтронами. При этом выход ЗН в делении ^{235}U тепловыми нейтронами использовался в качестве стандарта. Особое внимание было уделено измерениям с ^{237}Np , которые проведены впервые. Этот изотоп предполагается использовать в энергетических установках нового поколения. При этом пришлось преодолевать значительные экспериментальные проблемы, поскольку ^{237}Np создает высокий нейтронный фон в результате (α, n) -реакции, а сечение деления тепловыми нейтронами составляет всего 20 мб (подбарьерное деление).

Измерения проведены методом периодического облучения образца без его перемещения. При этом одним и тем же детектором регистрируются мгновенные и запаздывающие нейтроны деления. Основным преимуществом этого метода является то, что неопределенности в измерении абсолютной эффективности детектора, нейтронного потока, массы образца не влияют на точность определения выхода ЗН. Полученные результаты представлены в табл. 4.

Таблица 4. Значения $\beta_0 = \nu_d/\nu$ (в процентах) для различных энергий налетающих нейронов и их отношения (в скобках) к величине стандарта $\beta_0[^{235}\text{U}(n_{th}, f)]$ для ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu и ^{237}Np

Изотоп	$E_n = 0,003 \text{ эВ}$	$E_n = 0,023 \text{ эВ}$
^{235}U	$0,683 \pm 0,021 (1,004 \pm 0,009)$	$0,680 \pm 0,021 (1,000)$
^{233}U	$0,274 \pm 0,009 (0,403 \pm 0,006)$	$0,267 \pm 0,009 (0,393 \pm 0,006)$
^{239}Pu	$0,227 \pm 0,011 (0,334 \pm 0,013)$	$0,234 \pm 0,008 (0,344 \pm 0,004)$
^{237}Np	—	$0,506 \pm 0,030$

Впервые проведены с рекордной точностью прецизионные измерения и анализ кривых распада ЗН для ^{235}U и ^{239}Pu в интервале времени после облучения $5 \div 730$ мс. Измерения характеристик ЗН другими методами в указанном интервале приводят к большим неопределенностям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Георгиев Г. П. и др. Установка для измерения нейтронных сечений и множественности излучений при взаимодействии нейтронов с ядрами. Сообщение ОИЯИ Р3-88-55. Дубна, 1988; Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 313. P. 266.

-
2. Григорьев Ю.В. и др. Параметры нейтронных резонансов ^{117}Sn . Препринт ФЭИ, 2445. Обнинск, 1995.
 3. Georgiev G.P., Panajotova N.G., Grigoriev Yu.V. Neutron Resonance Parameters of ^{177}Hf . JINR Preprint E3-96-9. Dubna, 1996.
 4. Георгиев Г.П. и др. Определение параметров нейтронных резонансов ^{149}Sm в области энергий 20–300 эВ // ВАНТ, сер. «Ядерные константы». 1999, вып. 1. С. 3–14.
 5. Григорьев Ю.В. и др. Гамма-излучение в нейтронных резонансах $^{113,115}\text{In}$. Препринт ФЭИ, 2440. Обнинск, 1995; Определение спинов изотопов индия по интенсивности гамма-линий // ВАНТ, сер. «Ядерные константы». 1996. Вып. 2. С. 69–72.
 6. Григорьев Ю.В., Георгиев Г.П., Станчик Х. Измерение спектров кратности излучения и величины α для урана-235. Препринт ФЭИ, 2397. Обнинск, 1994.
 7. Григорьев Ю.В. и др. Измерение спектров кратности гамма-лучей и величины α для плутония-239 в области энергий 2–2150 эВ // ЯФ. 1999. Т. 62, вып. 5. С. 1–10.
 8. Grigoriev Yu.V. Investigation of a Resonance Self-Shielding Effect in the α Value of ^{235}U , ^{239}Pu in Energy Range 4.65–2150 eV // Proc. of the VII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 13–16, 1999.
 9. Борзаков С.Б. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62, вып. 5. С. 933.
 10. Борзаков С.Б. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-97-398. Дубна, 1997.
 11. Florek M. et al. Neutron Induced Fission Cross-Section of ^{243}Am in the Energy Range from 0.8 to 50 eV // Proc. of the 14 Intern. Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, 2000. P. 243.
 12. Borzakov S.B. et al. // Phys. of Atom. Nucl. 2000. V. 63. No. 4. P. 530.
 13. Low Energy Neutron Physics. Tables of Neutron Resonance Parameters / Eds. S. I. Suhoruchkin et al. 2000. V. 16B.

УДК 538.97; 544.022.53; 620.18

МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В ИССЛЕДОВАНИЯХ САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ СИСТЕМ

A. V. Белушкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

Представлен обзор наиболее интересных работ по изучению самоорганизующихся систем из амфи菲尔ных молекул в растворах, выполненных в последние годы на установке малоуглового рассеяния нейтронов на реакторе ИБР-2. Рассмотрены вопросы получения микроскопических термодинамических характеристик мицеллярных образований, а также структурные особенности везикул — замкнутых капсул, поверхность которых образована мембранными бислойами. Обсуждаются вопросы преимуществ нейтронного рассеяния для таких исследований.

The review of most interesting recent results on the study of self-assembling aggregates formed by amphiphilic molecules in solution using the small-angle neutron scattering spectrometer at IBR-2 reactor is presented. Possibilities to extract microscopic thermodynamic parameters of micellar aggregates and structural peculiarities of vesicles — closed surfactant membrane capsules, are discussed. The particular advantages of neutron scattering method for such type of research are emphasized.

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ СИСТЕМЫ ИЗ АМФИФИЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ В РАСТВОРАХ

Существует обширный класс так называемых амфи菲尔ных молекул, которые состоят из гидрофильной (притягивающей воду) и гидрофобной (отталкивающей воду) частей. На рис. 1 приведены примеры двух молекул указанного типа. Как правило, амфи菲尔ные молекулы представляют собой ионную или дипольную группу, к которой присоединены одна или две углеводородные цепочки.

Амфи菲尔ные вещества находят широкое практическое применение в повседневной жизни, а также играют важную роль в самом процессе жизнедеятельности биологических систем. Это связано напрямую или опосредованно со способностью амфи菲尔ных молекул понижать поверхностное натяжение. Отсюда происходит другое название таких молекул — поверхностноактивные вещества или сурфактанты. При помещении амфи菲尔ных молекул в воду возникает целый комплекс интересных физико-химических явлений [1]. При малых концентрациях молекул ведет себя как обычный

сильный электролит. Но при достижении некоторой концентрации, называемой критической концентрацией мицеллообразования, в системе происходит процесс самоорганизации. При этом процесс носит кооперативный характер. Спонтанно формируются достаточно крупные коллоидные образования, называемые мицеллами и состоящие из десятков, сотен или тысяч молекул. При этом наблюдаются аномалии в ряде физических свойств системы: электропроводности, значении коэффициента поверхностного натяжения, величине осмотического давления и т. д. Дальнейшее повышение концентрации сурфактанта характеризуется тем, что все добавочные молекулы оказываются вовлечеными в процесс мицеллообразования, а остаточная концентрация мономеров в растворе становится в первом приближении постоянной. Интересно, что процесс самоорганизации системы не заканчивается при достижении предела растворимости сурфактантов в воде. Выше предела растворимости система становится анизотропной и возникает целая последовательность жидкокристаллических фаз на фазовой диаграмме концентрация–температура.

В настоящее время не существует единой общепризнанной теории, описывающей процесс самоорганизации. Используемые на практике модели позволяют зачастую объяснить ряд экспериментально наблюдаемых свойств и эффектов, но не являются универсальными и не в состоянии охватить все разнообразие явлений, происходящих в системе. Даже термодинамика мицеллярных систем не является до конца разработанной. Дело в том, что, как известно из статистической физики, относительные флуктуации некоторой физической величины f , характеризующей систему из N частиц, обратно пропорциональны \sqrt{N} . В результате, если N не слишком велико, то относительные флуктуации оказываются большими и само понятие f нуждается в новом подходе. Для малых систем стандартная термодинамика не всегда применима и такие понятия, как температура, энтропия системы, требуют

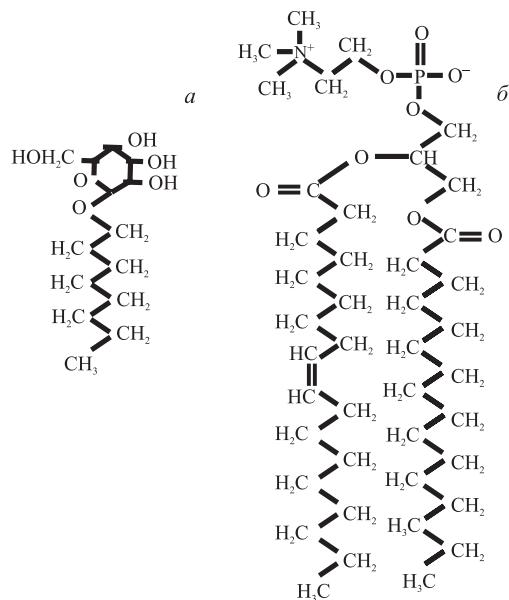


Рис. 1. Молекулы октилглюкозида (а) и фосфатидилхолина (б)

специального определения. Если для систем из большого числа частиц флуктуации начинают играть важную роль в основном вблизи критических точек фазовых переходов, то для малых систем данное правило может нарушаться. Даже достаточно далеко от критической точки флуктуации в них могут быть велики. Эта проблема хорошо известна, например, в ядерной физике, когда рассматривается столкновение между ядрами и для определения степени возбуждения составного ядра привлекается понятие температуры.

Сформировавшиеся в водном растворе амфи菲尔ных молекул мицеллы не являются статическими образованиями. В них наблюдаются флуктуации размера и формы, среднее время нахождения молекулы внутри мицеллы составляет 10^{-5} – 10^{-7} с.

Таким образом, мицеллярные системы обладают рядом характерных свойств: взаимодействие между частицами мало, тепловые флуктуации внутри мицеллы велики, а вся система характеризуется очень низким значением модуля упругости. Для понимания структурной и динамической организации таких систем необходимо привлечение подходов, разработанных в химии, физике, биологии, фармакологии, материаловедении, геологии и инженерных науках. В результате оказывается, что изучение мицелл носит междисциплинарный характер с точки зрения как основ теории, так и экспериментальных методов исследования и практических приложений.

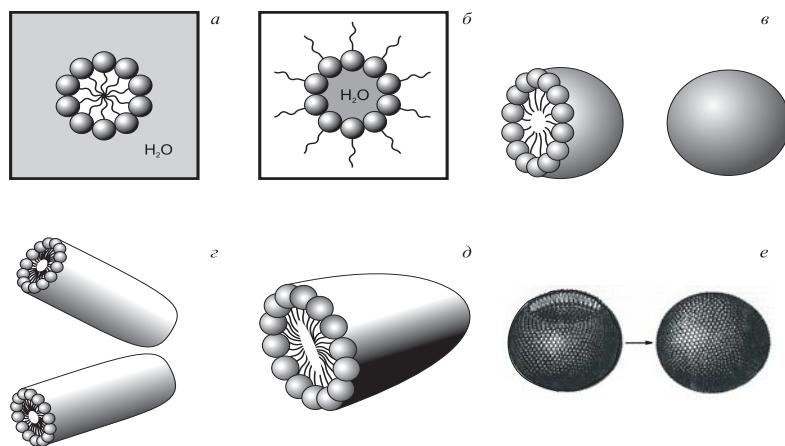


Рис. 2. Примеры некоторых видов самоорганизации амфи菲尔ных молекул в растворах: а) мицелла классического типа; б) обращенная мицелла; в) сферические мицеллы; г) цилиндрические мицеллы; д) эллипсоидная мицелла; е) везикулы

На рис. 2 приведены некоторые примеры самоорганизации амфи菲尔ных молекул в растворах. В зависимости от концентрации, температуры, давления, типа растворителя один тип самоорганизации может сменяться другим.

Одним из наиболее эффективных методов исследования амфифильных агрегатов в растворах является малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН). Именно благодаря МУРН удалось определить форму и размеры мицелл различного типа, исследовать характер взаимодействия в концентрированных мицеллярных системах, изучить влияние температуры и внешнего давления на амфифильные растворы. Изучено поведение амфифильных молекул в различных жидкостях, в том числе вблизи критических и суперкритических состояний. С помощью нейтронов удалось исследовать поверхностные флюктуации и их влияние на упругие свойства везикул, коррелированные колебания ламеллярных фаз амфифилов, фазовые переходы и многие другие принципиальные проблемы.

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ работы по данной тематике ведутся в течение ряда лет на основе широкого сотрудничества с институтами России, стран-участниц ОИЯИ и других стран. Ниже приводятся некоторые наиболее интересные результаты, полученные в рамках этого сотрудничества с использованием метода малоуглового рассеяния нейтронов.

МЕТОД МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Малоугловым называется упругое рассеяние нейтронов на неоднородностях вещества, размеры которых существенно превышают дебройлевскую длину волны нейтронов. С помощью тепловых нейтронов с длиной волны $1 \div 10 \text{ \AA}$ удается изучать неоднородности размером от десятка до тысячи ангстрем.

При рассмотрении малоуглового рассеяния нейтронов вводится понятие пространственного распределения плотности когерентной амплитуды рассеяния:

$$\rho(\mathbf{r}) = \bar{b} N_a(\mathbf{r}).$$

Здесь \bar{b} — средняя когерентная амплитуда рассеяния нейтронов исследуемым объектом; $N_a(\mathbf{r})$ — распределение атомной плотности в исследуемом объекте. В предположении изотропного распределения изучаемых неоднородностей в матрице выражение для дифференциального сечения рассеяния нейтронов описывается формулой Дебая:

$$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle = \iint_{VV'} \rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}') \frac{\sin Q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{Q|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r} d\mathbf{r}'.$$

Из этой формулы следуют некоторые основные свойства сечения рассеяния. Пусть изучаемые неоднородности имеют характерный размер L . Тогда для $QL \ll 1$ $\sin QL/QL \approx 1$ и сечение рассеяния оказывается пропорциональным $\rho^2 V^2$, т. е. не зависящим ни от формы, ни от внутреннего строения

изучаемого объекта. При $QL \gg 1$ осциллирующий характер функции $\sin x/x$ приводит к быстрому затуханию сечения рассеяния с ростом Q , которое в общем случае пропорционально $(QL)^{-4}$. Наиболее информативной оказывается область $QL \sim 1$, анализ которой позволяет получить данные о характерных размерах, форме и молекулярной массе изучаемых объектов.

В рассматриваемом случае растворов амфи菲尔ных молекул искомыми неоднородностями будут самоорганизующиеся агрегаты — мицеллы, везикулы, бислои. И здесь необходимо ввести важное понятие контраста, которое и делает нейтронное рассеяние исключительно эффективным методом исследования таких объектов. Растворитель, в котором находятся составляющие предмет исследования молекулярные агрегаты, предполагается однородной изотропной средой, характеризуемой постоянной плотностью когерентного

рассеяния $\rho_s = \frac{1}{V_s} \sum_i b_i^s$, где V_s — объем растворителя, а сумма когерент-

ных амплитуд берется по всем атомам растворителя. В вышеприведенном выражении для формулы Дебая необходимо $\rho(\mathbf{r})$ заменить на $\rho_p(\mathbf{r}) - \rho_s$, где $\rho_p(\mathbf{r})$ — распределение плотности когерентной амплитуды рассеяния нейтронов в изучаемом агрегате. Величина вклада сечения рассеяния нейтронов на изучаемых неоднородностях в полное сечение рассеяния характеризуется величиной контраста $\Delta\rho$, который определяется как разность между средней плотностью когерентного рассеяния от изучаемого объекта и плотностью когерентного рассеяния от растворителя:

$$\Delta\rho = \langle \rho_p(\mathbf{r}) - \rho_s \rangle = \frac{1}{V} \int [\rho_p(\mathbf{r}) - \rho_s] d\mathbf{r} = \bar{\rho} - \rho_s.$$

При больших значениях $\Delta\rho$ (сильный контраст) сигнал от изучаемых объектов будет велик по сравнению с сигналом от растворителя. Наоборот, при $\bar{\rho} \approx \rho_s$ сигнал от изучаемых объектов будет практически неотделим от сигнала от растворителя. Вариация контраста, то есть изменения значения $\Delta\rho$, которое в случае рассеяния нейтронов можно реализовать за счет изотопического замещения (например, заменяя легкую воду на тяжелую), служит мощным инструментом для получения информации о структуре исследуемых объектов.

На реакторе ИБР-2 создана высокоэффективная установка малоуглового рассеяния [2], которая позволяет проводить исследования по широкому кругу проблем, когда требуется изучать строение объектов с характерными размерами от десятков до нескольких сотен ангстрем. С момента создания установка неоднократно модернизировалась с целью расширения ее возможностей и повышения точности экспериментов. Современная схема спектрометра показана на рис. 3.

К отличительным особенностям времяпролетного спектрометра малоуглового рассеяния нейтронов на ИБР-2 относятся аксиально-симметрическая геометрия коллиматоров и детекторов нейтронов с центральным отверстием, а также использование стандартных ванадиевых рассеивателей. Аксиально-симметрическая геометрия существенно упрощает учет функции разрешения установки. Наличие центрального отверстия в детекторах обеспечивает возможность одновременных измерений с использованием сразу трех детекторов, что позволяет в одном измерении перекрыть широкий диапазон значений векторов рассеяния. Ванадиевые стандарты позволяют с высокой точностью извлекать значение дифференциального сечения рассеяния в абсолютных единицах [3].

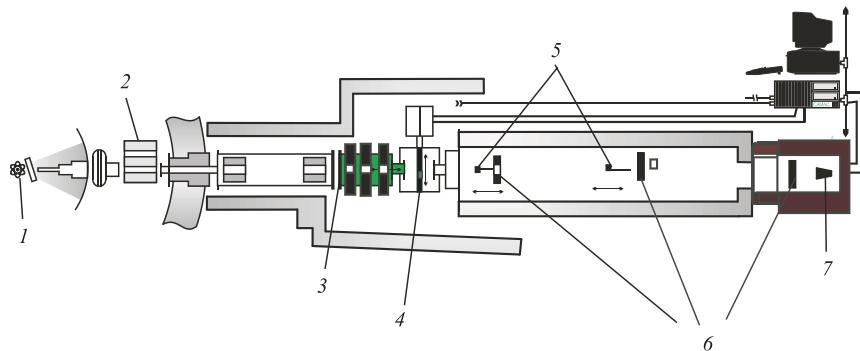


Рис. 3. Схема спектрометра малоуглового рассеяния нейтронов на реакторе ИБР-2:
1 — реактор ИБР-2; 2 — варьируемый первичный коллиматор; 3 — вторичный коллиматор; 4 — исследуемый образец; 5 — стандартные рассеиватели; 6 — кольцевые детекторы; 7 — детектор прямого пучка

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФОРМИРОВАНИЯ МИЦЕЛЛ

Одной из уникальных особенностей метода малоуглового рассеяния нейтронов является возможность непосредственного измерения параметров, характеризующих размеры и форму мицелл. В отличие, например, от широко используемого метода рассеяния света при интерпретации результатов МУРН не требуется делать никаких предположений о параметрах вращательной диффузии мицелл и их эффективном радиусе. В результате МУРН оказывается наиболее прямым и надежным методом изучения геометрических характеристик мицелл и их изменения при внешних воздействиях. Как следствие, с помощью рассеяния нейтронов можно получить целый ряд важных термоди-

намических параметров, определяющих процесс самоорганизации мицеллярных систем.

В работах [4–6] исследовалась самоорганизующаяся система, состоящая из молекул тетрадецилдиметиламиноксида ($C_{14}H_{29}NO(CH_3)_2O$), далее сокращено обозначаемая TDMAO, растворенных в воде. Для рассматриваемой системы при комнатной температуре критическая концентрация мицеллообразования равна 0,12 ммоль. При этой концентрации система самоорганизуется

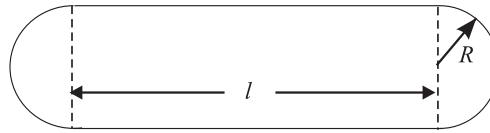


Рис. 4. Модель сфероцилиндрической мицеллы, формирующейся в растворе молекул TDMAO в воде при концентрациях выше критической. Радиус оконечных полусфер равен радиусу цилиндра. Радиус сферических мицелл, образующихся в точке критической концентрации мицеллообразования, равен $R = (18,5 \pm 0,3)$ Å и не меняется при увеличении концентрации TDMAO. Полная длина цилиндрической мицеллы равна $\langle L \rangle = l + 2R$

данной системе сферические мицеллы трансформируются в цилиндрические и с ростом концентрации меняется только длина цилиндра, а диаметр остается постоянным, позволяет метод малоуглового рассеяния нейtronов.

При рассеянии на однородных частицах дифференциальное сечение рассеяния нейтронов имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \langle F^2 \rangle (\rho - \rho_s)^2 V^2 S(Q), \quad (1)$$

где V — объем частицы; ρ и ρ_s — плотности длины рассеяния нейтронов мицеллой и растворителем соответственно. В случае сфероцилиндрических мицелл среднеквадратичный структурный фактор равен [7]:

$$\begin{aligned} \langle F^2 \rangle = & \int_0^{\pi/2} \left(\sin \left(\frac{QL}{2} \right) \cos \phi \right) / \left(\frac{QL}{2} \cos \phi \right) \times \\ & \times 2J_1(QR \sin \phi) / (QR \sin \phi)^2 \sin \phi d\phi, \end{aligned} \quad (2)$$

и формируются практически монодисперсные сферические мицеллы с радиусом $R = (18,5 \pm 0,3)$ Å. При этом среднее число молекул TDMAO, формирующих мицеллу, $\langle N \rangle = 55 \pm 2$. При повышении концентрации TDMAO сферические мицеллы трансформируются в сфероцилиндрические, подобные показанным на рис. 2, г. При этом радиус цилиндра остается постоянным и равным радиусу сферических мицелл. Мицелла схематически показана на рис. 4 [4].

Ответить на вопрос, почему изначально формирующиеся в

где ϕ — угол между осью симметрии цилиндрической мицеллы и вектором рассеяния \mathbf{Q} ; J_1 — цилиндрическая функция Бесселя первого рода; L и R — длина и радиус мицеллы соответственно. Значение вектора рассеяния $|\mathbf{Q}|$ вычисляется как $Q = 4\pi \sin \theta / \lambda$, где λ — длина волны нейтронов; 2θ — угол рассеяния. В условиях, при которых проводились эксперименты по рассеянию нейтронов, с хорошим приближением можно принять фактор $S(Q) = 1$ [5], и тогда из измеренных экспериментально значений дифференциального сечения рассеяния $d\sigma/d\Omega$ можно определить величину $V^2\langle F^2 \rangle$.

Известно, что длина цилиндрических мицелл в растворе при заданных внешних условиях может варьироваться в довольно широких пределах. Поэтому для описания экспериментальных данных авторами работ [4–6] была использована так называемая «ступенчатая» модель [8, 9]. В соответствии с данной моделью распределение мицелл по размерам (мольная фракция мицелл, сформированных из N молекул сурфактанта) X_N задается как

$$X_N = \beta^N / K, \quad (3)$$

где $N = N_0, N_0 + 1, N_0 + 2, \dots$; N_0 и N — агрегационные числа для сферической и цилиндрической мицелл соответственно.

Величина $\beta = X_1 \exp(-\delta/(k_B T))$ определяет дисперсию функции, описывающей распределение мицелл по размерам. Фактор Больцмана $K = \exp((\Delta - N_0 \delta)/(k_B T))$ дает величину энергетического выигрыша за счет разности в химическом потенциале δ при помещении молекулы сурфактанта в цилиндрическую часть мицеллы (см. рис. 4) по сравнению с химическим потенциалом Δ/N_0 для той же молекулы в оконечных полусферах. Значения δ и Δ/N_0 , в свою очередь, определяют выигрыш в величине химического потенциала при переходе молекулы сурфактанта из состояния мономера в растворе в соответствующую часть мицеллы. Для формирования цилиндрических мицелл δ и Δ должны иметь отрицательные значения, и, кроме того, необходимо, чтобы соблюдалось условие $|\delta| > |\Delta|/N_0$. В случае, когда величина δ оказывается сравнимой с величиной Δ/N_0 , среднее агрегационное число (число молекул сурфактанта, приходящихся на одну мицеллу) стремится к N_0 и в системе образуются сферические мицеллы. Дисперсия распределения, описывающего длину цилиндрической мицеллы, определяется конкуренцией между энергетическим выигрышем при переходе мономера из раствора в цилиндрическую и сферическую части мицеллы соответственно и энтропийным вкладом, который зависит от относительной концентрации мицелл различных размеров.

Используя модель, описанную выше, можно из экспериментальных данных по дифференциальному сечению малоуглового рассеяния нейтронов получить функцию распределения мицелл по длинам при заданных внешних условиях, используя формулы (2) и (3). Единственный неизвестный параметр

β в этих формулах определяется с помощью подгонки методом наименьших квадратов модельного сечения рассеяния к экспериментальным данным. Зная среднюю длину мицелл, нетрудно рассчитать среднее число молекул сурфактанта, приходящихся на одну молекулу.

Результаты обработки экспериментальных данных приведены в табл. 1 и на рис. 5 [5].

Таблица 1. Зависимость средней длины мицеллы $\langle L \rangle$, среднего числа молекул сурфактанта в одной мицелле $\langle N \rangle$ и параметра β от концентрации c молекул TDMAO в D_2O при температуре $24^\circ C$

c , ммоль	$\langle L \rangle$, нм	$\langle N \rangle$	β
53,4	15 ± 2	315 ± 35	$0,9961 \pm 0,0004$
27,7	$11,0 \pm 0,5$	245 ± 10	$0,9945 \pm 0,0003$
9,86	$8,6 \pm 0,6$	178 ± 12	$0,991 \pm 0,0001$
5,48	$6,7 \pm 0,3$	144 ± 7	$0,998 \pm 0,0001$
3,44	$5,9 \pm 0,2$	126 ± 4	$0,985 \pm 0,0001$
1,20	$5,0 \pm 0,2$	108 ± 4	$0,978 \pm 0,0002$

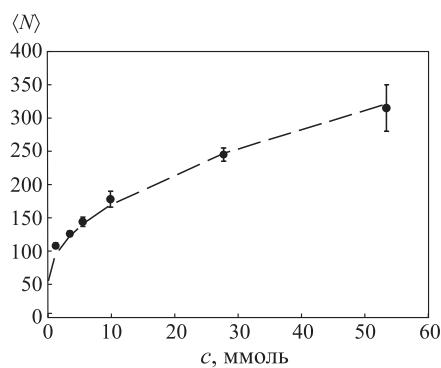


Рис. 5. Зависимость среднего числа молекул мономеров сурфактанта TDMAO в D_2O , приходящихся на одну мицеллу при $24^\circ C$. Штриховая линия показывает предсказание «ступенчатой» модели

Таким образом, при комнатной температуре длина цилиндрических мицелл в системе TDMAO/ D_2O растет с увеличением концентрации TDMAO в хорошем соответствии с предсказаниями «ступенчатой» модели. Не вдаваясь в дальнейшие детали анализа экспериментальных данных, которые можно найти в [5, 6], отметим, что в итоге удается получить значение выигрыша в величине химического потенциала при переходе молекулы из раствора в цилиндрическую часть мицеллы по сравнению с величиной химического потенциала при переходе молекулы из раствора в оконечные полусферы мицеллы:

$$\Delta\mu = (\Delta - N_0\delta)/k_B T = 18,3 \pm 0,1.$$

Интересно, что при фиксированной температуре значение $\Delta\mu$ оказывается независимым от концентрации TDMAO в D_2O .

В работе [6] продемонстрировано, что в рамках предложенного подхода удается получить не только значение $\Delta\mu$, но и сами величины химических по-

тенциалов ΔN_0 и δ , а также исследовать их зависимость от температуры. Для этого необходимо знать критическую концентрацию мицеллообразования при каждой температуре, которая известна из ранее проведенных экспериментов. В результате обработки данных авторы [6] получили результаты, приведенные в табл. 2.

Таблица 2. Температурная зависимость термодинамических параметров $\Delta\mu = (\Delta - N_0\delta)$, δ и Δ (в единицах $k_B T$) и критической концентрации мицеллообразования (смс) в системе TDMAO/D₂O

T, K	смс, мкмоль	$\Delta\mu$	δ	Δ/N_0
288	130 ± 2	$15,9 \pm 0,2$	$-12,44 \pm 0,02$	$-12,15 \pm 0,02$
293	124 ± 2	$16,9 \pm 0,2$	$-12,72 \pm 0,02$	$-12,41 \pm 0,02$
298	122 ± 2	$18,2 \pm 0,1$	$-12,95 \pm 0,02$	$-12,61 \pm 0,02$
308	118 ± 2	$20,0 \pm 0,2$	$-13,45 \pm 0,01$	$-13,09 \pm 0,01$
313	115 ± 1	$21,0 \pm 0,2$	$-13,70 \pm 0,01$	$-13,31 \pm 0,01$

Таким образом, в результате проведенных экспериментов было показано, что средняя длина $\langle N \rangle$ цилиндрических мицелл в системе TDMAO/D₂O растет с концентрацией TDMAO и с температурой вплоть до 340 К. С использованием «ступенчатой» модели удалось получить микроскопические термодинамические характеристики системы — выигрыш в энергии δ при переходе молекулы TDMAO из раствора в цилиндрическую часть мицеллы и Δ/N_0 при переходе этой молекулы в оконечные полусфера мицеллы (который соответствует химическому потенциальному формированию сферических мицелл при критической концентрации мицеллообразования в изучаемой системе).

Дальнейшие исследования в данном направлении, включая изучение влияния давления на параметры мицеллообразования [10], позволяют надеяться на возможность определения природы так называемых «гидратационных» взаимодействий, а также их энталпийной и энтропийной составляющих.

ЗАВИСИТ ЛИ СТРУКТУРА ВОДЫ ОТ РАЗМЕРА ВОДЯНОЙ КАПЛИ?

Известно, что в обычной воде на одну молекулу H₂O приходится объем, равный 30 Å. Будет ли эта величина зависеть от размера водяной капли?

В работах [11, 12] методом малоуглового рассеяния нейтронов изучались обращенные мицеллы (см. рис. 2, б), образованные молекулами сурфактанта C₂₀H₃₇O₇Na (AOT) в дейтерированном бензole (C₆D₆) и дейтерированном декане (C₁₀D₂₂). В бензole мицелла состоит в среднем из одиннадцати молекул AOT, а в декане — из двадцати двух. В полученную систему добавлялась смесь тяжелой и легкой воды и исследовалась зависимость объема, приходящегося на одну молекулу воды внутри полости обращенной мицеллы.

В соответствии со стандартной теорией малоуглового рассеяния на монодисперсных сферических частицах для случая разбавленной системы дифференциальное сечение рассеяния имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = n(b - \rho_s V)^2 N^2 P(Q).$$

Здесь n — число мицелл в единице объема раствора; ρ_s — плотность когерентного рассеяния растворителя; $V = V_{\text{AOT}} + X V_W$ — полный объем, занимаемый одной молекулой сурфактанта АОТ (V_{AOT}) и X молекулами воды, приходящимися на одну молекулу АОТ ($X V_W$); N — среднее число молекул АОТ в одной мицелле; $P(Q)$ — формфактор мицеллы с нормированной $P(0) = 1$; b — полная длина когерентного рассеяния одной молекулы АОТ и X молекул воды, приходящихся на эту молекулу.

По определению

$$b = b_{\text{AOT}} + X[y b_{\text{D}_2\text{O}} + (1 - y) b_{\text{H}_2\text{O}}] = b_{\text{AOT}} + b_W.$$

Здесь $b_{\text{D}_2\text{O}}$ и $b_{\text{H}_2\text{O}}$ — когерентные длины рассеяния нейтронов молекулами тяжелой и легкой воды соответственно; y — относительная доля тяжелой воды в смеси $\text{H}_2\text{O}/\text{D}_2\text{O}$.

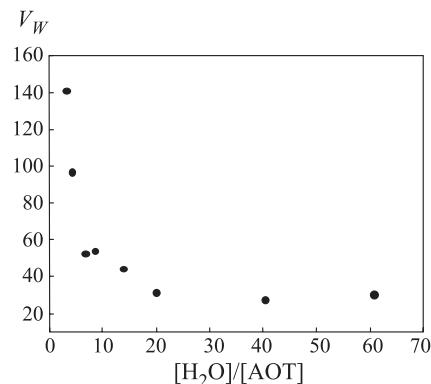


Рис. 6. Зависимость объема, приходящегося на одну молекулу воды, в зависимости от количества воды в полости обращенной мицеллы (молярное отношение)

Варьируя величину контраста $b_{\text{AOT}} - \rho_s V$ за счет изменения относительной концентрации легкой и тяжелой воды, можно построить график зависимости этой функции от значения b_W . Экстраполируя исковую зависимость к значению $[d\sigma/d\Omega]_{Q=0} = 0$, легко получить выражение для объема, приходящегося на одну молекулу воды внутри обращенной мицеллы:

$$V_W = \frac{(b_{\text{AOT}} + b_c)/\rho_s - V_{\text{AOT}}}{X},$$

где b_c — величина b_W , отвечающая значению $[d\sigma/d\Omega]_{Q=0} = 0$.

Легко видеть, что квадратный корень из дифференциального сечения рассеяния, экстраполированного к значению $Q = 0$, есть линейная функция от b_W :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{Q=0}^{1/2} = n^{1/2} N(b_{\text{AOT}} - \rho_s V) + n^{1/2} N b_W.$$

Варьируя величину контраста $b_{\text{AOT}} - \rho_s V$ за счет изменения относительной концентрации легкой и тяжелой воды, можно построить график зависимости этой функции от значения b_W . Экстраполируя исковую зависимость к значению $[d\sigma/d\Omega]_{Q=0} = 0$, легко получить выражение для объема, приходящегося на одну молекулу воды внутри обращенной мицеллы:

На рис. 6 показана зависимость объема, приходящегося на одну молекулу воды, от количества воды в полости обращенной мицеллы.

Из графика видно, что в случае достаточно большой водяной капли (более 20 молекул воды на одну молекулу АОТ) объем, приходящийся на одну молекулу воды, совпадает со значением для макроскопического резервуара. Однако при меньших размерах водяной капли этот объем начинает резко возрастать, достигая 143 Å для $X = 3$. Соответственно можно полагать, что и свойства такой «рыхлой» воды должны существенным образом отличаться от обычной.

КАК УСТРОЕНЫ ВЕЗИКУЛЫ

Одним из ключевых элементов строения биологической мембраны является бислой, сформированный из специфических липидных молекул (подобных той, что показана на (рис. 1, б)). Биомембранны играют исключительно важную роль в различных процессах функционирования живой клетки [13]. Не случайно изучению структуры мембран и ее изменениям при внешних воздействиях посвящено множество работ, в которых используется широкий круг экспериментальных методик и различных теоретических моделей. Малоугловое рассеяние нейтронов играет в этом ряду одну из ключевых ролей. Традиционный подход к изучению структуры мембран с помощью рассеяния нейтронов основан на приготовлении модельных ориентированных бислоев липидных молекул на подложке и изучении структурных свойств таких систем в зависимости от влажности, температуры и других внешних условий. Однако реальная биомембрана формируется и функционирует в жидкой среде, в силу чего всегда остается вопрос об адекватности выводов, полученных при исследованиях модельных систем.

Одним из альтернативных подходов к проблеме служит изучение структуры так называемых везикул [14]. Везикулы — замкнутые капсулы, состоящие из одного или нескольких вложенных друг в друга полых объектов, поверхность которых образована мембранными бислоями (см. рис. 2, е). Если бислой сформирован из молекул фосфолипидов, то везикулы принято называть липосомами. Именно липосомы обладают рядом важных биологических характеристик, включающих специфические взаимодействия с биологическими мембранами и живыми клетками организмов [15]. Везикулы и липосомы являются также хорошим модельным объектом для изучения топологических проблем (двумерные эластичные поверхности в трехмерном пространстве), конформационных преобразований, флуктуаций формы, проницаемости, слияния и разделения биологических мембран. Агрегаты липосомных частиц формируют фрактальные структуры.

Исключительно обширны и практические применения везикул. Сюда относятся и направленный перенос лекарственных средств внутри организма, катализ, преобразование энергии, разделение растворов и т. д.

Для понимания механизма самоорганизации и функционирования везикул одним из ключевых моментов является изучение их структурных характеристик. Сюда относятся размер и форма везикулы, характеристики ее поверхности и строение оболочки — липидного бислоя. Если иметь в виду, что характерные размеры везикул находятся в диапазоне от 200 Å до 10 мкм, а толщина липидного бислоя типично составляет несколько десятков ангстрем, то метод малоуглового рассеяния нейтронов оказывается исключительно эффективным для их изучения. Дополнительные преимущества методу рассеяния нейтронов дает тот факт, что везикулы состоят из органических липидных молекул, содержащих большое количество атомов водорода, а формируются везикулы в воде или водных растворах. В результате имеется возможность эффективно использовать метод вариации контраста путем полной или частичной замены легкой воды на тяжелую.

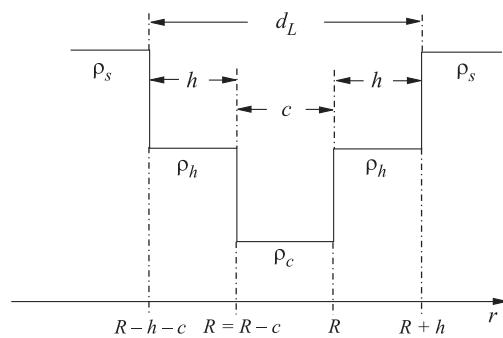


Рис. 7. Распределение плотности рассеяния нейтронов в направлении, перпендикулярном поверхности везикулы радиуса R . ρ_s — плотность рассеяния нейтронов в растворе (D_2O); ρ_h — плотность рассеяния нейтронов в гидрофильной области бислоя (полярные головки липида); ρ_c — плотность рассеяния нейтронов в гидрофобной области бислоя (углеводородные хвосты бислоя)

сферическими слоями, помещенными в тяжелую воду. В этом случае распределение плотности когерентного рассеяния нейтронов везикулой $\rho(x)$ выглядит, как представлено на рис. 7.

В работе [16] авторами была разработана и применена для анализа данных модель, которая впервые позволила прямо определить не только общую толщину липидного бислоя оболочки везикулы, но и толщину гидрофобного слоя внутри этой оболочки, поверхностную упаковку молекул и характерные размеры гидрофильных частей молекул на внешней поверхности везикул, контактирующей с водой. Исследовались везикулы, сформированные молекулами липида пальмитоилолеоглицерофосфохолин (ПОФХ) в присутствии сурфактанта $C_{12}E_4$ в тяжелой воде (D_2O). При обработке экспериментальных данных везикула моделировалась тремя концентрическими

Поверхность везикулы радиуса R разбита на концентрические оболочки с радиусами $a_i = R - h - c, R - c, R, R + h$, где h — толщина гидрофильной области мембранны; c — толщина гидрофобной области липидного бислоя. Внутри каждой оболочки плотность рассеяния $\rho(x) = \text{const}$. Для оболочечной модели везикулы дифференциальное сечение малоуглового рассеяния нейтронов имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) = n \left(\frac{4\pi}{Q^3} \right)^2 \left\{ \sum_i \Delta\rho_i (A_{i+1} - A_i) \right\}^2,$$

$$A_i = Qa_i \cos(Qa_i) - \sin(Qa_i),$$

где $\Delta\rho_i = \rho_W - \rho_i$ — контраст для i -й оболочки относительно воды; a_i — радиус i -й оболочки.

Развитая в работе оболочечная модель усложнена до уровня мембранны, состоящей из двух бислоев. Такой подход позволяет учесть наличие в системе однослоиных везикул некоторой части двухслойных везикул. Наличие же двухслойных везикул позволяет определить период повторяемости мембранны. Применение оболочечной модели требует измерения спектра в широком диапазоне векторов рассеяния, при этом информация о внутренней структуре мембранны содержится в области больших значений вектора рассеяния Q (см. рис. 8).

В табл. 3 представлены рассчитанные в результате подгонки модели к эксперименту методом МНК параметры оболочечной модели для мембранны ПОФХ.

Таким образом, с использованием метода малоуглового рассеяния нейтронов впервые удалось не только определить характерный размер везикул и толщину их оболочки, но и выделить толщины гидрофильной и гидрофобной частей этой оболочки, долю поверхности везикулы, приходящуюся на одну молекулу липида, а также количество молекул воды на липидную молекулу. Эта информация позволяет существенно продвинуться в понимании структурной организации везикул, и, возможно, она сыграет свою роль в направленном конструировании везикул с заранее заданными параметрами.

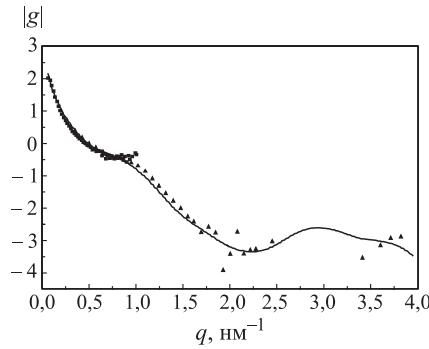


Рис. 8. Кривая малоуглового рассеяния нейтронов на везикулах ПОФХ и модельная кривая, полученная подгонкой параметров модели с помощью МНК. Значение величины некогерентного фона, используемое в вычислениях, равно $4,5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$

Таблица 3. Результаты вычислений параметров везикулы ПОФХ по оболочечной модели

d_L , 10^{-10} м	c , 10^{-10} м	h , 10^{-10} м	N_W	g , %	d , 10^{-10} м	I_{inc} , 10^3
44 ± 2	13 ± 1	15 ± 2	24 ± 2	35 ± 7	64 ± 2	$4,4 \pm 0,8$

Примечание. d_L — толщина бислоя; c — толщина гидрофобной области мембранны; h — толщина гидрофильтральной области мембранны; N_W — количество молекул воды в гидрофильтральной области на одну молекулу ПОФХ; g — процентное содержание двухслойных молекул; d — период повторяемости; I_{inc} — величина некогерентного фона.

Автор выражает искреннюю благодарность Н. И. Горскому, М. А. Киселеву за помощь при написании обзора. Автор также признателен Н. И. Горскому за критическое прочтение рукописи и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wennerström H., Lindman B. // Phys. Rep. 1979. V. 52, No. 1. P. 1.
2. Вагов В. А. и др. ОИЯИ, Р14-83-892. Дубна, 1983.
3. Ostanevich Yu. M. // Macromol J. Chem., Macromol. Symp. 1988. V. 15. P. 91.
4. Gorski N., Gradzielski M., Hoffmann H. // Langmuir. 1994. V. 10. P. 2594.
5. Gorski N., Kalus J. // J. Phys. Chem. B. 1997. V. 101. P. 4390.
6. Gorski N. et al. // Langmuir. 1999. V. 15. P. 3476.
7. Kostorz G. // Treatise Mater. Sci. Technol. 1979. V. 15. P. 277.
8. Missel P. J. et al. // J. Phys. Chem. 1980. V. 84. P. 1044.
9. Chen S. H. et al. // J. Appl. Cryst. 1988. V. 21. P. 751.
10. Gorski N., Kalus J., Schwahn D. // Langmuir. 1999. V. 15. P. 8080.
11. Gorski N., Ostanevich Yu. M. // Ber. Bunsenges. Chem. 1990. V. 94. P. 737.
12. Gorski N., Ostanevich Yu. M. // J. Phys. IV. 1993. Coll. 8,3. P. 149.
13. Чизмаджев Ю. А. // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т. 6, № 8. С. 12.
14. Vesicles / Ed. M. Rosoff. Basel; Hong Kong, 1996.
15. Lasic D. D. Application of Liposomes // Handbook of Biological Physics / Eds. R. Lipowsky, E. Sackmann. Elsevier Sci. B.V., 1995. V. 1. Ch. 10.
16. Schmiedel H. et al. // J. Phys. Chem. B. 2001. V. 105. P. 111.

УДК 539.172.4

PARITY VIOLATION IN *p*-WAVE NEUTRON RESONANCES

E. I. Sharapov

Joint Institute for Nuclear Research, FLNP, Dubna 141980, Russia

J. D. Bowman, S. I. Penttilä

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos NM 87545, USA

G. E. Mitchell

North Carolina State University, Raleigh NC 27695-8202, USA and
Triangle Universities Nuclear Laboratory, Durham NC 27708-0308, USA

Parity violation in *p*-wave neutron resonances has been studied by measuring the cross section longitudinal asymmetries at neutron energies up to 300–2000 eV, depending on the target. The measurements were performed by the TRIPLE collaboration using the polarization set-up at the pulsed spallation neutron source of the Los Alamos Neutron Science Centre. Parity violations were observed in 75 resonances of Br, Rh, Pd, Ag, Sn, In, Sb, I, Cs, Xe, La, Th, and U. Statistical methods were developed to determine the weak interaction r.m.s. matrix elements and the corresponding spreading widths Γ_w . The average value of Γ_w is about $1.8 \cdot 10^{-7}$ eV. The individual weak spreading widths are consistent with a constant or slowly varying mass dependence, but there is evidence for local fluctuations.

Нарушение четности в *p*-волновых резонансах исследовано посредством измерений продольной асимметрии эффективных сечений ядер для нейтронов с энергией до 300–2000 эВ (различной для разных ядер). Измерения выполнены коллаборацией TRIPLE с применением поляризационной установки на импульсном нейтронном источнике в Лос-Аламосе. Нарушение четности обнаружено в 75 резонансах ядер Br, Rh, Pd, Ag, Sn, In, Sb, I, Cs, Xe, La, Th, U. Развиты статистические методы извлечения среднеквадратичных матричных элементов слабого взаимодействия и соответствующих ширин Γ_w . Получена средняя по всем ядрам величина $\Gamma_w = 1.8 \cdot 10^{-7}$ эВ. Значения Γ_w для конкретных ядер соответствуют константе или слабой зависимости от массового числа при наличии локальных флуктуаций.

INTRODUCTION

Following the discovery of large parity violating effects for neutron resonances made at the Joint Institute for Nuclear Research [1], the Time Reversal Invariance and Parity at Low Energies (TRIPLE) Collaboration was formed to study parity violation (PV) in compound nuclei. The high neutron flux and good

time-of-flight resolution available at the Manuel Lujan, Jr. Neutron Scattering Centre (MLNSC) at LANL were well suited for PV measurements in many resonances with the use of longitudinally polarized neutrons. A statistical ansatz was adopted: the compound nucleus is considered to be a chaotic system and the symmetry-breaking matrix elements are random variables. With this ansatz, the final result of a PV experiment is the root-mean-square symmetry-breaking matrix element M_J , which is obtained from a set of measured longitudinal asymmetries $\{p\}$ for individual resonances. The r.m.s. weak matrix element allows for theoretical interpretation without detailed information about the wave functions of compound states.

The longitudinal cross section asymmetry p is defined by

$$p = (\sigma_p^+ - \sigma_p^-)/(\sigma_p^+ + \sigma_p^-), \quad (1)$$

where σ_p^\pm is the p -wave resonance cross section for $+$ and $-$ helicities. The cross sections are functions of the neutron energy E while the asymmetry p is a constant quantity around the resonance. Due to the weakness of p -wave resonances at low energies, the PV measurements are feasible only near the $3p$ and $4p$ maxima of the p -wave neutron strength function. Parity nonconserving (PNC) effects were observed for all but one of the many studied targets. For targets with nonzero spin the analysis is complicated and requires the knowledge of additional spectroscopic information for resonances besides their energies and neutron widths. When such information was absent averaging was performed over the various possibilities.

Results from the early measurements are discussed in reviews by Bowman et al. [2], and Frankle et al. [3]. After the initial measurements we improved the experimental system, repeated and improved the early measurements, and carried out experiments with many targets. The most recent reviews are by Mitchell, Bowman, and Weidenmüller [4] and by Mitchell, Bowman, Penttilä and Sharapov [5].

1. EXPERIMENTAL METHOD

Measurements of the longitudinal asymmetries were performed at the MLNSC pulsed neutron source [6]. The apparatus developed by the TRIPLE Collaboration for these measurements is described in a number of papers, including the original experimental layout [7], the neutron monitor [8], the polarizer [9], the spin flipper [14], and the detectors [11, 12]. The layout of the polarized neutron beam line for the latest PNC experiments is given in Ref. 13. The measurements were performed on flight path 2, which views a gadolinium-poisoned water moderator. After the moderator the neutrons are collimated to a 10-cm diameter beam inside a 4-m thick biological shield. The neutrons then pass through a flux monitor and

through a polarizer — a dynamically polarized proton target. Here neutrons with one of the two helicity states are preferentially scattered out of the beam, leaving a beam of longitudinally-polarized neutrons with polarization $f_n \simeq 70\%$. Fast neutron spin reversal (every 10 s) was accomplished by passing the neutron beam through a spin flipper consisting of a system of magnetic fields. The neutron spin direction was also changed by reversing the polarization direction of the proton spin filter approximately every two days.

For most of the targets the PNC effects were measured by transmitting the neutron beam through samples located at the downstream part of the spin flipper. A large area ^{10}B -loaded liquid scintillation neutron detector [11] was located 56.7 m from the neutron source. For small targets of separated isotopes the samples were placed at the end of the flight path, the neutron spin transport system was extended to 60 m and the measurements were performed with a 4π CsI gamma-ray detector [12]. The data acquisition process is initiated with each proton burst. The detector signals are linearly summed and filtered. An ADC transient recorder digitally samples the summed detector signal 8192 times in intervals determined by the dwell time. The $+, -$ helicities data are stored separately in a 30-minute «run» for the subsequent analysis.

2. ANALYSIS

The shape analysis of time-of-flight spectra was performed with the code FITXS, which was written by Bowman, Crawford, Matsuda and Yen to analyze the TRIPLE Collaboration data. The multilevel, multichannel formalism of Reich and Moore was used for the neutron cross sections, which were convoluted with the TOF resolution function as described by Crawford et al. [13]. The neutron resonance parameters were obtained by fitting the unpolarized cross section $\sigma_p = (\sigma_p^+ + \sigma_p^-)/2$ and then held fixed while fitting separate helicity data for the longitudinal asymmetry p .

The observed PNC effect in the μ th p -wave resonance is due to contributions from a number of neighboring s -wave resonance ν :

$$p_\mu = 2 \sum_\nu \frac{V_{\nu\mu}^J}{E_\nu - E_\mu} \frac{g_\nu g_{\mu_{1/2}}}{\Gamma_{\mu_n}}, \quad (2)$$

where $g_{\mu_{1/2}}$ and g_ν are the neutron decay amplitudes of levels μ and ν ($g_\mu^2 = g_{\mu_{1/2}}^2 + g_{\mu_{3/2}}^2 \equiv \Gamma_{\mu_n}$ and $g_\nu^2 \equiv \Gamma_{\nu_n}$), E_μ and E_ν are the corresponding resonance energies, and $V_{\nu\mu}^J$ is the matrix element of the PNC interaction between levels μ and ν with spin J . Since, for each p -wave resonance, there are several mixing matrix elements $V_{\nu\mu}^J$ and one measured asymmetry, one cannot obtain the individual matrix elements. However, if the weak matrix elements are random

variables, then the asymmetry p is also a random variable. We assume that asymmetries p have mean zero and are statistically independent. For targets with $I^\pi = 0$, the s -wave resonances have spins $J = 1/2^+$; and the p -wave resonances, spins $1/2^-$ or $3/2^-$. Only the spin $J = 1/2$ resonances can mix and show parity violation. From the $\{p\}$ set of data one can infer the variance M_J^2 of the individual matrix elements $V_{\nu\mu}^J$ — the mean square matrix element of the PNC interaction. We are using the Bayesian likelihood analysis to obtain M_J^2 . The likelihood function for several resonances is the product of their likelihood functions each of which is defined by the probability density function for the longitudinal asymmetry p

$$P(p \mid M_J A) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} M_J A} \exp\left(-\frac{p^2}{2M_J^2 A^2}\right), \quad (3)$$

with $A_\mu^2 = \sum_\nu 4\Gamma_\nu/\Gamma_\mu (E_\nu - E_\mu)^2$. Here $A^2 M_J^2$ is the variance of p which, according to Eq. (2), is a sum of Gaussian random variables $V_{\nu\mu}^J$ each multiplied by fixed coefficients.

The analysis for $I \neq 0$ targets is more complicated, it is described in [14]. By definition, the weak spreading width is $\Gamma_w = M_J^2/2\pi$, where D_J is the average spacing for spin J levels.

3. RESULTS

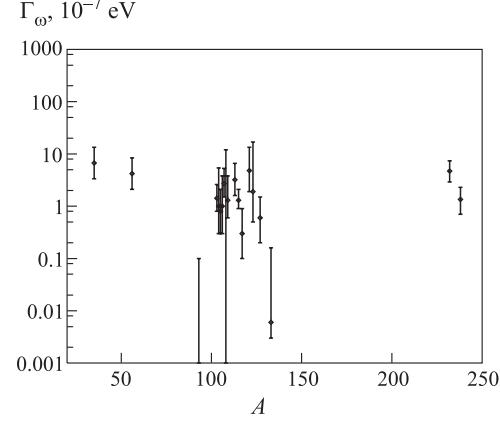
The Table lists the parity violations observed by the TRIPLE Collaboration and their relative sign. The TRIPLE Collaboration studied 20 different nuclides and measured the longitudinal asymmetries for several hundred p -wave resonances. Statistically significant PNC effects were found in 75 resonances. There is a nonstatistical anomaly in ^{232}Th , where the 10 longitudinal asymmetries observed up to 250 eV all have the same sign. As reviewed in [27], theoretical explanations of this effect led to unreasonably large values of the weak single particle matrix element. The observation of PNC effects with the opposite sign at higher energies in ^{232}Th [28] support a local doorway of Feshbach type [29].

Results for the weak spreading widths are shown in the Figure. In order to obtain at least an estimate of Γ_w for ^{81}Br , ^{131}Xe , and ^{139}La , where only one p -wave resonance (and parity violation) was observed, we determined the spreading width for these nuclei assuming $M \simeq V_{sp}$ and using the appropriate level spacing D_J . For ^{35}Cl and ^{56}Fe the M_J values from Bunakov's et al. [30] analysis of thermal neutron PNC data are used. The least square analysis [5] of measured spreading widths shows that although the complete set of data is not consistent with one common value, the data set without ^{93}Nb and ^{133}Cs can be described with a single value of $\Gamma_w = 1.8_{-0.3}^{+0.4} \cdot 10^{-7}$ eV.

Table 1. Parity violations observed by TRIPLE

Target	Reference	All	p^+	p^-
^{81}Br	[15]	1	1	0
^{93}Nb	[16]	0	0	0
^{103}Rh	[17]	4	3	1
^{104}Pd	[18]	1	0	1
^{105}Pd	[18]	3	3	0
^{106}Pd	[18, 19]	2	0	2
^{108}Pd	[18, 19]	0	0	0
^{107}Ag	[20]	8	5	3
^{109}Ag	[20]	4	2	2
^{113}Cd	[21]	2	2	0
^{115}In	[22]	9	5	4
^{117}Sn	[18]	4	2	2
^{121}Sb	[23]	5	3	2
^{123}Sb	[23]	1	0	1
^{127}I	[23]	7	5	2
^{131}Xe	[24]	1	0	1
^{133}Cs	[25]	1	1	0
^{139}La	[26]	1	1	0
^{232}Th below 250 eV	[27]	10	10	0
^{232}Th above 250 eV	[28]	6	2	4
^{238}U	[13]	5	3	2
Total		75	48	27
Total excluding Th		59	36	23

The measured r.m.s. weak matrix elements are qualitatively consistent with calculations by Rodin and Urin [31] and by Flambaum and Vorov [32]. The average weak spreading width of $1.8 \cdot 10^{-7}$ eV agrees qualitatively with theoretical expectations, e.g., with a result for ^{238}U [33] in the framework of the statistical spectroscopy approach. Globally the weak spreading widths are consistent with a constant value or with a slowly varying mass dependence and there is evidence for local fluctuations.

Fig. 1. Weak interaction spreading width Γ_w versus mass number A

REFERENCES

1. Alfimenkov V. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 398. P. 93.
2. Bowman J. D. et al. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1993. V. 43. P. 829.
3. Franke C. M. et al. // Phys. Part. Nucl. 1993. V. 24. P. 401.
4. Mitchell G. E., Bowman J. D., Weidenmüller H. A. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 445.
5. Mitchell G. E. et al. // Phys. Rep. 2001 (in print).
6. Lisowski P. W. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1990. V. 106. P. 208.
7. Roberson N. R. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 326. P. 549.
8. Szymanski J. J. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 1994. V. 340. P. 564.
9. Penttilä S. I. et al. High Energy Spin Physics / Ed. K. J. Heller, S. L. Smith. 1995. P. 532.
10. Bowman J. D., Penttilä S. I., Tippens W. B. // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 369. P. 195.
11. Yi-Fen Yen et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 603.
12. Seestrom S. J. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 447. P. 476.
13. Crawford B. E. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1225.
14. Bowman J. D. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 285.
15. Franke C. M. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 1542.
16. Sharapov E. I. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1131.
17. Smith D. A. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 045503.
18. Smith D. A. et al. // Phys. Rev. C. 2001. To be published.
19. Crawford B. E. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 055503.
20. Lowie L. Y. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1119.
21. Seestrom S. J. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2977.
22. Stephenson S. L. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 045501.
23. Matsuda Y. Ph.D. Dissertation. Kyoto University Report KUNS-1492. Kyoto, 1998.
24. Szymanski J. J. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. R2576.
25. Sharapov E. I. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1772.
26. Yuan V. W. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 2187.
27. Stephenson S. L. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1236.
28. Sharapov E. I. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 025501.
29. Hussein M. S., Kerman A. K., Lin C. -Y. // Z. Phys. A. 1995. V. 351. P. 30.
30. Bunakov V. E. // Yad. Fiz. 1989. V. 49. P. 988 [Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V. 49. P. 613].
31. Rodin V. A., Urin M. G. // Phys. Part. and Nuclei. 2000. V. 31. P. 490.
32. Flambaum V. V., Vorov O. K. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 4051.
33. Tomsovic S. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 054607.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>[Балдин А. М., Малахов А. И., Сисакян А. Н.]</i>	
Некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц	6
<i>Филиппов А. Т., Журавлев В. И.</i>	
Основные направления исследований последних лет	63
<i>Исаев А. П., Фурсаев Д. В.</i>	
Новые мотивы в современной теории поля	65
<i>Иванов Е. А., Кривонос С. О.</i>	
Спонтанное нарушение суперсимметрии и супербраны	73
<i>Филиппов А. Т.</i>	
Интегрируемые модели черных дыр и их обобщений в теории супергравитации и суперстринг	78
<i>Винтернитц П., Измельцев А. А., Погосян Г. С., Сисакян А. Н.</i>	
Контракции алгебр Ли и разделение переменных	84
<i>Спиридонов В. П.</i>	
Новые специальные функции гипергеометрического типа и эллиптические бета-интегралы	88
<i>Казаков Д. И., Авдеев Л. В., Велижсанин В. Н., Кондрашук И. Н.</i>	
Перенормировки в калибровочных теориях со спонтанно нарушенной суперсимметрией	93
<i>Ширков Д. В., Соловцов И. Л.</i>	
Аналитический подход в квантовой хромодинамике	97
<i>Ефремов А. В.</i>	
Измерима ли поляризация кварка?	104
<i>Дорохов А. Е., Михайлов С. В.</i>	
Нелокальная структура вакуума КХД в инстанционной модели	107
<i>Манджавидзе И. Д., Сисакян А. Н.</i>	
Физика процессов с очень большой множественностью	112

<i>Арбузов А. Б., Кураев Э. А., Шайхатденов Б. Г.</i>	
Процессы квантовой электродинамики	
на e^+e^- , $\nu\nu$ -коллайдерах	116
<i>Герасимов С. Б.</i>	
О наблюдаемых эффектах возбуждения экзотических	
адронных резонансов с кварк-глюонной ($gQ\bar{Q}$)	
и мультикварковой ($6q$) валентной структурой	118
<i>Волков М. К., Юдичев В. Л.</i>	
Радиально-возбужденные мезонные нонеты и глюбол
	121
<i>Воронов В. В.</i>	
Эффекты ангармоничности и двойные гигантские	
дипольные резонансы	125
<i>Адамян Г. Г., Антоненко Н. В., Джолос Р. В., Насиров А. К.</i>	
Кластерная интерпретация слияния и квазиделения	
в реакциях с тяжелыми ионами	131
<i>Титов А. И.</i>	
Актуальные проблемы образования векторных мезонов	
в ядерных процессах	138
<i>Мотовилов А. К.</i>	
Строение T-матрицы и матрицы рассеяния	
на нефизических листах энергии	
в задаче трех квантовых частиц	144
<i>Плакида Н. М.</i>	
Антиферромагнитный обмен как механизм	
высокотемпературной сверхпроводимости	151
<i>Ивашиевич Е. В., Поволоцкий А. М., Приезжев В. Б.</i>	
Асимметричный лавинный процесс в теории	
самоорганизованной критичности	156
<i>Бибик А. И., Герлах Б., Дзеро М. О., Смондырев М. А.</i>	
Поляроны в квантовых ямах
	162
<i>Иткис М. Г., Оганесян Ю. Ц., Попеко А. Г.</i>	
Развитие физики тяжелых ионов	
в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ	169

<i>Фурман В. И.</i>	
Ядерная физика с нейтронами — фундаментальные и прикладные исследования	202
<i>Копач Ю. Н., Попов А. Б., Фурман В. И., Алфименков В. П., Ласонь Л., Пикельнер Л. Б., Гонин Н. Н., Козловский Л. К., Тамбовцев Д. И., Гагарский А. М., Петров Г. А., Соколов В. Е.</i>	
Деление тяжелых ядер резонансными нейтронами	204
<i>Григорьев Ю. В., Замятнин Ю. С., Борзаков С. Б., Коновалов В. Ю., Русков И. Н., Фурман В. И., Файков-Станчик Х., Янева Н. Б.</i>	
Исследование ядерных данных на нейтронных пучках ИБР-30 и ИБР-2	215
<i>Белушкин А. В.</i>	
Малоугловое рассеяние нейтронов в исследованиях самоорганизующихся систем	226
<i>Шарапов Э. И., Боуман Дж. Д., Пентилла С. И., Митчелл Дж. Е.</i>	
Нарушение четности в p-волновых нейтронных резонансах	241

CONTENTS

<i>Baldin A. M., Malakhov A. I., Sissakian A. N.</i>	
Some Problems of Relativistic Nuclear Physics and Multiple Particle Production	6
<i>Filippov A. T., Zhuravlev V. I.</i>	
The Main Directions of Activity in the Recent Years	63
<i>Isaev A. P., Fursaev D. V.</i>	
New Motives in Modern Field Theory	65
<i>Ivanov E. A., Krivonos S. O.</i>	
Spontaneous Breaking of Supersymmetry and Superbranes	73
<i>Filippov A. T.</i>	
Integrable Models for Black Holes and Their Generalizations in Supergravity and Superstring Theory	78
<i>Winternitz P., Izmest'ev A. A., Pogosyan G. S., Sissakian A. N.</i>	
Lie Algebra Contractions and Separation of Variables	84

<i>Spiridonov V. P.</i>	
New Special Functions of Hypergeometric Type	
and Elliptic Beta Integrals	88
<i>Kazakov D. I., Avdeev L. V., Velizhanin V. N., Kondrashuk I. N.</i>	
Renormalizations in the Gauge Theories	
with Spontaneously Broken Supersymmetry	93
<i>Shirkov D. V., Solovtsov I. L.</i>	
Analytic Approach in Quantum Chromodynamics	97
<i>Efremov A. V.</i>	
Could the Quark Polarization Be Measured?	104
<i>Dorokhov A. E., Mikhailov S. V.</i>	
Nonlocal QCD Vacuum in the Instanton Model	107
<i>Manjavidze J. D., Sissakian A. N.</i>	
Very High Multiplicity Physics	112
<i>Arbuzov A. B., Kuraev E. A., Shaikhatdenov B. G.</i>	
QED Processes on e^+e^\pm-, ep-, $\gamma\gamma$-Colliders	116
<i>Gerasimov S. B.</i>	
On Observable Effects of Exotic Hadron Resonances	
with Quark-Gluonic ($gQ\bar{Q}$) and Multiquark ($6q$) Valence Structure	118
<i>Volkov M. K., Yudichev V. L.</i>	
Radial Excited Meson Nonets and Glueball	121
<i>Voronov V. V.</i>	
Anharmonical Effects and Double Giant Dipole Resonances	125
<i>Adamyan G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Nasirov A. K.</i>	
Cluster Interpretation of Fusion and Quasifission	
in Reactions with Heavy Ions	131
<i>Titov A. I.</i>	
Urgent Problems of the Vector Meson Production	
in Nuclear Processes	138
<i>Motovilov A. K.</i>	
Structure of the T and Scattering Matrices	
on Unphysical Energy Sheets	
in the Problem of Three Quantum Particles	144

<i>Plakida N. M.</i>	
Antiferromagnetic Exchange as the Mechanism of High-Temperature Superconductivity	151
<i>Ivashkevich E. V., Povolotsky A. M., Priezzhev V. B. An Asymmetric Avalanche Process in the Theory of Self-Organized Criticality</i>	156
<i>Bibik A. I., Gerlach B., Dzero M. O., Smirnov M. A. Polarons in Quantum Wells</i>	162
<i>Itkis M. G., Oganessian Yu. Ts., Popeko A. G. Developments in the Field of Heavy Ion Physics at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions</i>	169
<i>Furman W. I. Nuclear Physics with Neutrons — Fundamental and Applied Research</i>	202
<i>Kopach Yu. N., Popov A. B., Furman W. I., Alfimenkov V. P., Lason L., Pikelner L. B., Gonin N. N., Kozlovsky L. K., Tambovtsev D. I., Gagarsky A. M., Petrov G. A., Sokolov V. E. The Resonance Neutron Fission of Heavy Nuclei</i>	204
<i>Grigoriev Yu. V., Zamyatnin Yu. S., Borzakov S. B., Konovalov V. Yu., Ruskov I. N., Furman W. I., Faikov-Stanchik H., Yaneva N. B. Investigation of the Neutron Data on the Neutron Beam of the IBR-2 and IBR-30 Reactors</i>	215
<i>Belushkin A. V. Small-Angle Neutron Scattering for Investigations of Self-Assembling Aggregates</i>	226
<i>Sharapov E. I., Bowman J. D., Penttila S. I., Mitchell G. E. Parity Violation in p-Wave Neutron Resonances</i>	241

Редакторы Е. К. Аксенова, Э. В. Иващенко

Технический редактор Е. Н. Водоватова

Корректор Т. Е. Попеко

Сдано в набор 15.10.2001. Подписано в печать 20.12.2001. Формат 60 90/16
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 15,6. Уч.-изд. л. 19,03
Тираж 400. Заказ 53029. Цена 15 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, издательский отдел, E-mail address: publish@pds.jinr.dubna.su

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
2001. Том 32. Вып.7. 1—252.

УДК 539.17; 539.14

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

A. M. Балдин, A. I. Малахов*, A. H. Сисакян**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	6
СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА	7
ЗАКОНЫ САМОПОДОБИЯ И СИММЕТРИИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ	9
ПРОЦЕССЫ С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ И ИХ СВЯЗЬ С РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКОЙ	14
Рассмотрение множественных процессов в пространстве 4-скоростей	15
Процессы с очень большой множественностью	17
ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ СИНХРОФАЗОТРОН–НУКЛОТРОН	20
Развитие ускорительного комплекса	20
Обзор исследований, выполненных на синхрофазотроне, и планы исследований на нуклotronе	22
Эксперименты с релятивистскими ядрами	22
Эксперименты на поляризованных пучках	33
Первые эксперименты на нуклotronе	36
Исследования на внутреннем пучке	37
Исследования на выведенных пучках	38
Асимптотические законы в релятивистской ядерной физике	42
Прикладные исследования на ускорительном комплексе синхрофазотрон–нуклotron	47

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

**e-mail: sisakian@jinr.ru

СОВМЕСТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ В ДРУГИХ НАУЧНЫХ ЦЕНТРАХ	51
Работы в CERN	51
Участие в экспериментах на RHIC	54
Участие в экспериментальной программе GSI	54
Исследования в RIKEN	55
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	55
БЛАГОДАРНОСТИ	56
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ	57
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	60

УДК 539.12.01; 539.17.01

ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ С ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ

И. Д. Манджавидзе, А. Н. Сисакян*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

ВВЕДЕНИЕ	112
ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ ПРОЦЕССОВ С ОБМ	113
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОГРАММА	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	115

*Постоянное место работы: Институт физики, Тбилиси, Грузия.

УДК 539.172; 539.173

КЛАСТЕРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СЛИЯНИЯ
И КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, Р. В. Джолос, А. К. Насиров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

НОВАЯ МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	131
РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ	132
ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЯС	134
КВАЗИДЕЛЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЯС	135
ДИФФУЗИОННЫЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ДЯС	136
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	136

УДК 539.12.01

АСИММЕТРИЧНЫЙ ЛАВИННЫЙ ПРОЦЕСС
В ТЕОРИИ САМООРГАНИЗОВАННОЙ
КРИТИЧНОСТИ

E. V. Иваишевич, A. M. Поволоцкий, B. B. Приезжев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

ВВЕДЕНИЕ И ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ	156
ОСНОВНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ И АНЗАЦ БЕТЕ	157
УРАВНЕНИЯ БЕТЕ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ	159
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	161

УДК 538.91

ПОЛЯРОНЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

A. И. Бибик

Институт молекулярной и атомной физики, Минск, Белоруссия

B. Герлах

Институт физики, Университет Дортмунда, Германия

M. O. Дзоро

Национальная лаборатория высоких магнитных полей,
Университет Флориды, Таллахасси, США

M. A. Смондырев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

ВВЕДЕНИЕ	162
ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ	164
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	165
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	168

УДК 539.172.15; 539.172.17; 539.163.1; 539.173.7; 546.799; 621.384.611

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
В ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
им. Г. Н. ФЛЕРОВА

М. Г. Иткис, Ю. Ц. Оганесян, А. Г. Попеко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флерова

СИНТЕЗ НОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	170
ХИМИЯ ТРАНСАКТИНИДОВ	176
ДЕЛЕНИЕ И КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ	178
РЕАКЦИИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ И РАСПАД ГОРЯЧИХ ЯДЕР ЯДРА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ СТАБИЛЬНОСТИ. СЕПАРАТОР COMBAS	183
РЕАКЦИИ С ПУЧКАМИ РАДИОАКТИВНЫХ ИОНОВ. СЕПА- РАТОР АКУЛИНА	184
ДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ	187
ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ	191
ФИЗИКА И ТЕХНИКА УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ	195
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	197
	200

УДК 539.173.4

ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

*Ю. Н. Копач, А. Б. Попов, В. И. Фурман,
В. П. Алфименков, Л. Ласонь, Л. Б. Пикельнер*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

Н. Н. Гонин, Л. К. Козловский, Д. И. Тамбовцев

Физико-энергетический институт, Обнинск

А. М. Гагарский, Г. А. Петров, В. Е. Соколов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ В ОПИСАНИИ ДЕЛЕНИЯ	204
ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР ^{235}U	208
P -ЧЕТНЫЕ И P -НЕЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ИНТЕРФЕРЕНЦИИ s - И p -НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ	212
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	214

УДК 539.173.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ НА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКАХ ИБР-30 И ИБР-2

Ю. В. Григорьев

Физико-энергетический институт, Обнинск

*Ю. С. Замятнин, С. Б. Борзаков, В. Ю. Коновалов,
И. Н. Русков*, В. И. Фурман,*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

X. Файков-Станьчик

Лодзинский университет, Лодзь, Польша

Н. Б. Янева

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария

ВВЕДЕНИЕ	216
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	217
Определение спинов	217
Определение радиационных ширин и других	
характеристик	218
Определение величины $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$	220
Изучение сечений деления минорных актинидов	222
Исследования запаздывающих нейтронов	224
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	224

*Постоянное место работы: Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария.

УДК 538.97; 544.022.53; 620.18

МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ
В ИССЛЕДОВАНИЯХ САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ
СИСТЕМ

A. V. Белушкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ СИСТЕМЫ ИЗ АМФИФИЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ В РАСТВОРАХ	226
МЕТОД МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ	229
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФОРМИРОВАНИЯ МИЦЕЛЛ	231
ЗАВИСИТ ЛИ СТРУКТУРА ВОДЫ ОТ РАЗМЕРА ВОДЯНОЙ КАПЛИ?	235
КАК УСТРОЕНЫ ВЕЗИКУЛЫ	237
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	240

УДК 539.172.4

PARITY VIOLATION IN *p*-WAVE NEUTRON RESONANCES

E. I. Sharapov

Joint Institute for Nuclear Research, FLNP, Dubna 141980, Russia

J. D. Bowman, S. I. Penttilä

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos NM 87545, USA

G. E. Mitchell

North Carolina State University, Raleigh NC 27695-8202, USA and
Triangle Universities Nuclear Laboratory, Durham NC 27708-0308, USA

INTRODUCTION	241
EXPERIMENTAL METHOD	242
ANALYSIS	243
RESULTS	244
REFERENCES	246