

Научное
сотрудничество
социалистических
стран
в ядерной
физике

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ



Научное
сотрудничество
социалистических
стран
в ядерной
физике

Под редакцией Н.Н. БОГОЛЮБОВА



МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1986

Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике/ Под ред. Н.Н. Боголюбова. М.: Энергоатомиздат, 1986. 264 с.

Описаны история, структура, основные научные направления и сотрудничество ОИЯИ с крупнейшими физическими центрами мира. Рассмотрены результаты совместных исследований наиболее актуальных проблем физики элементарных частиц и ядерной физики, организация международных коллективов ученых для проведения научных исследований, работа по созданию крупных физических установок и аппаратуры, использованию методов ядерной физики для решения важных народнохозяйственных задач.

Для научных работников, инженеров, студентов, а также для интересующихся проблемами физики микромира, вопросами международного научного сотрудничества.

Табл. 4. Ил. 82. Библиогр. 467.

Редакционная коллегия:

В.А. Бирюков, П.Н. Боголюбов, П.С. Исаев, А.Н. Сисакян

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

НАУЧНОЕ СОТРУДНИЧЕСТВО СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ СТРАН В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Редактор *Е.В. Сатарова*

Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*

Технические редакторы *Г.Н. Лядухина, Л.В. Осипова*

Корректор *С.В. Малышева*

Оператор *Н.С. Потемина*

ИБ № 2017

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 31.01.86.Т-03234. Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная №2. Печать офсетная. Усл. печ.л. 16,5 + 1,0 вкл. Усл. кр.-отт. 17,5.

Уч.-изд. л. 20,95 + 1,18 вкл. Тираж 2100 экз. Заказ 5149. Цена 3 р. 60 к. Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени
МПО "Первая Образцовая типография имени А.А. Жданова"
Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам
издательства, полиграфии и книжной торговли
113054, Москва, Валовая, 28

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга посвящена Международному ядерно-физическому центру в Дубне — Объединенному институту ядерных исследований, 30 лет со дня образования которого исполнилось в марте 1986 г. В настоящее время в нем активно работают специалисты 11 стран: НРБ, ВНР, СРВ, ГДР, КНДР, Республика Куба, МНР, ПНР, СРР, СССР, ЧССР. На протяжении трех десятилетий деятельность Института привлекает внимание международной общественности, является примером успешной интеграции творческих сил и материальных ресурсов стран социалистического содружества в одной из важнейших областей современной науки. Опыт организации и работы Института приобретает особенно важное значение в связи с разработкой Комплексной программы научно-технического прогресса стран—членов СЭВ, в которой приоритетное значение придается развитию фундаментальной науки.

В книге, представляющей собой сборник статей, кратко описаны история создания Института, его структура, основные научные направления и сотрудничество ОИЯИ с крупнейшими физическими центрами мира. Ведущие ученые ОИЯИ и стран—участниц Института выступают со статьями о результатах исследований наиболее актуальных проблем физики элементарных частиц и ядерной физики, об опыте организации интернациональных коллективов ученых для проведения научных исследований. Статьи содержат обзоры важнейших результатов теоретических и экспериментальных работ, в них рассказано о создании крупных физических установок и аппаратуры, об использовании методов ядерной физики для решения важных народнохозяйственных задач.

ОИЯИ — один из крупнейших в мире физических центров с очень широкой тематикой исследований. Ученые Института дали науке так много новых и ценных данных, что лишь часть из них можно было упомянуть в этой книге. Другая трудность, с которой столкнулись составители, — это невозможность популярного изложения некоторых научных результатов, и, хотя книга в целом рассчитана на широкий круг

читателей, отдельные статьи могут быть адресованы лишь специалистам.

Краткий обзор деятельности Института, а также общие сведения о Дубне даны в первой главе книги. В приложении помещены списки открытий и премий сотрудников ОИЯИ. Остальные главы содержат обзоры наиболее важных результатов работ ученых Института, распределенные несколько условно по научным направлениям.

В подготовке материалов к публикации участвовали сотрудники Института: Е.А. Васильева, В.Г. Сандуковский, Е.Б. Соболева, Л.П. Устенко, Ю.П. Устенко. Фотографии, помещенные в книге, выполнены Ю.А. Тумановым (снимки 1956 и 1958 гг. сделаны ТАСС и В.А. Шустиним). Всем им мы выражаем благодарность за помощь в этой работе.

Редакционная коллегия

УДК 539.1:001.89 (103)

30 ЛЕТ ОБЪЕДИНЕННОМУ ИНСТИТУТУ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*Н.Н. Боголюбов, академик, директор ОИЯИ,
А. Сэндулеску, профессор, вице-директор ОИЯИ (СРР),
Э. Энтральго, профессор, вице-директор ОИЯИ (Республика Куба)*

26 марта 1956 г. отмечается как официальная дата организации нашего Института. 30 лет назад в этот день в Москве полномочными представителями правительства социалистических стран было подписано соглашение о создании их первого международного научного центра — Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Главная цель этого акта состояла в объединении усилий социалистических государств для совместного выполнения фундаментальных исследований в области ядерной физики с целью расширения возможностей использования ядерной энергии в мирных целях, на благо всего человечества.

Необходимость создания Института определялась рядом крупных событий 50-х годов, началом практического использования ядерной энергии в мирных целях. В 1954 г. в СССР была введена в эксплуатацию первая в мире атомная электростанция, в 1955 г. состоялась первая крупная международная конференция, посвященная мирному использованию атомной энергии. Во многих странах начали создавать центры ядерных исследований, и Советский Союз принял на себя поставки исследовательских реакторов и ускорителей для оснащения национальных центров социалистических стран. Развитие физических исследований привело к необходимости разработки крупных физических установок, которые приобретали промышленные размеры; их сложность и стоимость быстро росли; для обработки все возрастающего объема экспериментальной информации требовались большие научные коллективы. Советский Союз располагал тогда кадрами специалистов, а также техническим и промышленным потенциалом, позволявшими вести исследования в области ядерной физики на высоком уровне, и накопленный в СССР опыт был необходим другим странам социалистического содружества, начавшим работы в области ядерных исследований. Все это привело к решению об организации Объединенного института ядерных исследований.

Правительство СССР, выступившее инициатором создания Института, передало в его ведение две научно-исследовательские организации Академии наук СССР, расположенные в подмосковном городе Дубне. Они стали первыми лабораториями ОИЯИ. В одной из них действовал крупный ускоритель протонов — шестиметровый синхроциклотрон на энергию 680 МэВ, а в другой заканчивалось строительство крупнейшего тогда ускорителя — синхрофазотрона на энергию протонов 10 ГэВ. Это позволило ученым нового института сразу же начать актуальные исследования по многим направлениям. Одновременно началась организация еще трех лабораторий, а несколько позже была создана шестая лаборатория.

Институт с момента его образования постоянно пользуется содействием Советского Союза. С помощью советских проектных организаций и промышленных предприятий в Дубне построены мощные циклотроны для ускорения тяжелых ионов, созданы уникальные импульсные реакторы. Они обеспечили проведение широкого круга фундаментальных ядерно-физических исследований.

За 30 лет своей деятельности Институт вырос в крупнейший международный научный центр, известный во всем мире. В него входят шесть крупных исследовательских лабораторий: *Лаборатория теоретической физики, Лаборатория высоких энергий, Лаборатория ядерных проблем, Лаборатория ядерных реакций, Лаборатория нейтронной физики и Лаборатория вычислительной техники и автоматизации.* Здесь сформировался высококвалифицированный интернациональный коллектив ученых и специалистов, созданы сложнейшая экспериментальная аппаратура и мощный измерительно-вычислительный комплекс, построено множество лабораторных зданий, вокруг Института вырос большой город. Сегодня семитысячный коллектив Объединенного института составляют граждане 11 стран-участниц: Народной Республики Болгарии, Венгерской Народной Республики, Социалистической Республики Вьетнам, Германской Демократической Республики, Корейской Народно-Демократической Республики, Республики Куба, Монгольской Народной Республики, Польской Народной Республики, Социалистической Республики Румынии, Союза Советских Социалистических Республик, Чехословацкой Социалистической Республики. Ученые Института внесли большой вклад в развитие науки, они стали инициаторами новых научных направлений, разработали новые методы исследований и открыли немало физических явлений, они создали и укрепили научный авторитет ОИЯИ.

Одновременно с организацией Объединенного института ядерных исследований здесь начал формироваться коллектив физиков-теоретиков. В настоящее время Институт стал одним из крупнейших и успешно работающих центров исследований в области теоретической физики. Учеными Института были высказаны и получили развитие основополагающие идеи в областях квантовой теории поля, физики элементарных частиц и атомного ядра, статистической механики.

В Институте был развит новый подход к построению квантовой теории поля, основанный на общих физических принципах релятивистской инвариантности, спектральности, унитарности и причинности. Особую роль при этом сыграла разработка микроскопической формулировки принципа причинности. Создание метода ренормализационной группы и последовательной схемы устранения из теории расходимостей проложило дорогу многим современным достижениям в теории калибровочных полей.

Построение аксиоматического подхода к квантовой теории поля позволило обосновать дисперсионные соотношения и тем самым открыть новый этап в развитии теоретической физики. Предложенные идеи и новые понятия прочно вошли в арсенал ученых: они лежат в основе получивших широкое признание исследований неупругих и автомодельных

процессов, работ по дисперсионным правилам сумм и многих других подходов к физике сильных взаимодействий.

В работах по динамическим кварковым моделям элементарных частиц получили объяснение статические свойства адронов. Введение нового квантового числа кварков, впоследствии названного цветом, дало возможность разрешить принципиальную проблему статистики кварков и привело в результате к построению калибровочной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамике. Предложенная в Дубне модель кваркового мешка породила идеи, перекликающиеся с современными представлениями о "плении" кварков внутри адронов.

В исследованиях по статистической механике был получен ряд результатов, имеющих фундаментальное значение. Так, построение микроскопической теории сверхпроводимости не только позволило понять физические механизмы этого важного физического явления, но и оказало заметное влияние на развитие современной теории ядра и микроскопических моделей квантовой теории поля. Формулировка концепции квазисредних создала фундамент современной теории фазовых переходов — спонтанных нарушений симметрии — и стимулировала развитие алгебраического подхода в задачах статистической механики и квантовой теории поля. Установленная в связи с формулировкой концепции квазисредних теорема "об особенностях типа $1/q^2$ " позволила исследовать вопрос об упорядочении в системах различной размерности и получила дальнейшее развитие в квантовой теории поля в связи с изучением "механизмов Голдстоуна и Хиггса" и построением теории электрослабых взаимодействий. Дальнейший прогресс в этой области связывают с надеждами на построение объединенной теории всех фундаментальных взаимодействий элементарных частиц.

Метод двухвременных температурных функций Грина вот уже четверть века является одним из важнейших методов в теории конденсированного состояния. Математически строгое исследование модельных задач статистической механики позволило получить ряд тонких мажоранционных оценок для термодинамических величин и установить новые вариационные неравенства, что привело к формулировке важного в прикладном отношении метода аппроксимирующих гамильтонианов. Изучение стохастических процессов в динамических системах, взаимодействующих с термостатом, и разработка методов построения точных иерархий кинетических уравнений для таких систем дали возможность исследовать проблему полярона, а также решить ряд проблем, связанных с генерацией когерентного электромагнитного излучения и его взаимодействием со средой.

Учеными Института сформулирована микроскопическая теория атомного ядра. В ее основу положены математические методы, развитые при построении теорий сверхтекучести, сверхпроводимости и ферми-жидкости. В рамках микроскопической теории разрешен ряд проблем, недоступных феноменологической теории ядра, в том числе узловые вопросы строения сферических и деформированных ядер. Построена теория квазичастичных, вибрационных и ротационных состояний деформированных ядер. Сформулирована квазичастично-фононная модель ядра, с по-

мощью которой описаны фрагментация одночастичных состояний, характеристики нейтронных и гигантских резонансов. Широкую популярность приобрел в последние годы разработанный в Дубне микроскопический вариант модели взаимодействующих бозонов. На основе концепции квазисредних дана трактовка ядерного ротационного движения и спаривания. Большое влияние на экспериментальные исследования оказали работы по вычислению равновесной формы ядер, предсказанию новых областей существования деформированных ядер и изменению формы высокоспиновых состояний. На основе теории сверхасимметричного деления были предсказаны новые виды распада ядер, промежуточные между α -распадом и делением.

Представление о примесях многокварковых конфигураций в ядрах позволило успешно описать полученные в ОИЯИ экспериментальные данные по сечениям адрон-ядерных процессов в кумулятивной области.

Экспериментальные исследования в области физики высоких энергий — одно из главных направлений работ в Институте. К нему относится изучение структуры элементарных частиц и свойств их взаимодействия, исследование динамики множественного рождения частиц и их резонансных состояний, а также задач релятивистской ядерной физики. Тематика этих исследований определялась необходимостью получения информации для решения основных проблем теории фундаментальных взаимодействий. Созданная в Институте оригинальная экспериментальная аппаратура, в том числе крупные современные установки, дала возможность проводить опыты не только на синхрофазотроне в Дубне, но также на ускорителях других научных центров: Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино, СССР), Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) и Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США).

Проводя исследования в широкой области энергий, ученые Института обнаружили новые свойства реакций упругого рассеяния частиц, позволившие проверить ряд фундаментальных представлений современной физики. В работах по изучению образования странных частиц была открыта новая частица — антисигма-минус-гиперон (Σ^- -гиперон). Экспериментально обнаружено новое физическое явление — прямой переход фотона в векторный мезон, что подтвердило одну из важных теоретических моделей — векторную доминантность. При изучении прохождения заряженных частиц через монокристаллы открыто явление каналирования частиц в деформированных кристаллах.

В экспериментах, проведенных учеными ОИЯИ и ИФВЭ на серпуховском ускорителе, доказано существование ядер антитрития, изучены свойства K^0 -мезонов, процессы рождения и распада резонансов с участием странных частиц. Интересные результаты получены при исследовании поляризационных явлений в рассеянии мезонов и протонов, впервые наблюдались ультрарелятивистские позитрони. Многие работы связаны с изучением кварковой структуры частиц, поиском новых короткоживущих частиц с квантовым числом "очарование" (так называемых очарованных частиц).

Ускорение на синхрофазотроне ОИЯИ легких ядер позволило начать исследования в новом научном направлении — релятивистской ядерной физике. Было обнаружено и изучено новое физическое явление — кумулятивное рождение частиц, предложена и исследована новая универсальная характеристика атомного ядра — кварк-партонная структурная функция. Получены доказательства существования в ядрах мультикварковых состояний, сильно отличающихся по своей структуре от нуклонов. Предложен количественный критерий границы применимости протон-нейтронной модели ядра.

Первые исследования в области физики элементарных частиц начались на старейшем ускорителе Дубны — синхроциклотроне — при энергиях протонов до 680 МэВ (теперь эти энергии называют средними). Изучение упругого рассеяния неполяризованных и поляризованных нуклонов, а также процессов рождения π -мезонов позволило проверить справедливость основных законов симметрии ядерных сил в сильных взаимодействиях: зарядовую симметрию и зарядовую независимость, T -инвариантность. При исследовании взаимодействия нуклидов и мезонов были открыты явления резонансного поглощения мюонов, двойной перезарядки пионов; в продуктах ядерных реакций обнаружено более 100 новых нуклидов.

В области слабых взаимодействий был открыт β -распад π -мезона, выполнены прецизионные измерения времени жизни мюонов, позволившие значительно увеличить точность определения константы слабого взаимодействия. Исследования редких процессов подтвердили справедливость основных положений теории универсального слабого взаимодействия. Ученые Института обосновали возможность существования двух типов нейтрино — мюонного и электронного — и предложили эксперимент по обнаружению мюонного нейтрино.

В работах на синхроциклотроне родилось новое научное направление — мезохимия, т.е. исследование электронной структуры вещества с помощью мезонных и мюонных пучков. Большой цикл исследований был посвящен изучению мюонных процессов и мюонного катализа реакций синтеза двух ядер дейтерия или ядер дейтерия и трития.

Мощные ускорители многозарядных ионов, построенные в Дубне, обеспечивают получение интенсивных пучков в широком диапазоне масс и энергий. Это позволило ученым Института развернуть исследования в одном из быстро развивающихся направлений современной ядерной науки — физике тяжелых ионов. Большие успехи достигнуты в работах по синтезу новых элементов и изучению их свойств. В ОИЯИ были впервые синтезированы новые химические элементы с атомными номерами от 102 до 108, изучены физические и химические свойства многих изотопов этих элементов. В ряде реакций синтеза использовали новый вид слияния сложных ядер — “холодное” слияние.

В ходе этих работ были открыты новые виды радиоактивного распада ядер. Один из них — спонтанное, с аномально коротким периодом, деление ядер трансурановых элементов, находящихся в изомерном состоянии, которое отличается от основного состояния большой деформацией ядра. Другой — запаздывающее деление ядер из возбужденных

состояний, образующихся после β -распада ряда изотопов трансурановых элементов. Экспериментально обнаружен спонтанный распад тяжелых ядер с испусканием ядер неона, это подтвердило предсказанное ранее существование нового типа радиоактивности — эмиссии тяжелых кластеров.

Результаты исследования закономерностей спонтанного деления и α -распада тяжелых трансурановых элементов стимулировали развитие нового направления экспериментов по синтезу на ускорителях и поиску в природе сверхтяжелых элементов с атомными номерами 110–116. Природными образцами в этих работах служат различные минералы и руды, железомарганцевые конкреции, геотермальные воды, осколки метеоритов.

В течение многих лет в опытах на ускорителях исследуется механизм взаимодействия сложных ядер. Изучение многонуклонных передач в ядерных реакциях привело к открытию нового класса реакций между сложными ядрами — глубоконеупругих передач. В таких реакциях было синтезировано около 30 неизвестных изотопов легких элементов с очень большим избытком нейтронов. Был исследован новый вид ядерных реакций — "холодная" передача нуклонов.

Уникальные импульсные периодического действия реакторы на быстрых нейтронах, построенные в Дубне, послужили базой для проведения широкого круга исследований в области физики элементарных частиц, атомного ядра и конденсированных сред. В работах по нейтронной спектроскопии ядер были получены подробные данные о свойствах отдельных ядерных уровней, в особенности об их спиновых и радиационных ширинах, имеющие большое научное и прикладное значение. Для делящихся ядер измерены ядерные константы, используемые в реакторостроении.

Благодаря разработанному в ОИЯИ оригинальному методу получения поляризованных пучков резонансных нейтронов и использованию поляризованных ядерных мишеней были широко развернуты исследования поляризационных эффектов в реакциях с нейтронами. Так, в поляризованных пучках прямым методом измерены спины составных уровней ядер, исследовано нарушение пространственной четности в нейтронных резонансах и др.

Одно из новых направлений — исследование сверхтонких взаимодействий в атомах, содержащих ядра в высоковозбужденных состояниях. Здесь получены интересные новые данные о нейтронных резонансах, в том числе их магнитных моментах, а также об изменении радиусов ядер при их возбуждении. В течение многих лет успешно ведутся эксперименты по изучению редких процессов α -распада компаунд-состояний различных ядер, а также радиационного захвата нейтронов ядрами.

Ученые Института впервые осуществили опыты по получению и хранению ультрахолодных нейтронов в закрытых сосудах в течение многих сотен секунд. Эти результаты важны для изучения фундаментальных свойств нейтронов, а также для применения их в нейтронной оптике, физике твердого тела и физике элементарных частиц. Важное значение для квантовой теории имеют результаты экспериментального исследова-

дования с помощью тепловых нейтронов явления бозе-конденсации в сверхтекучем гелии.

Импульсные реакторы ОИЯИ оказались весьма эффективным средством для исследования конденсированных сред, в том числе сложных соединений и биологических объектов. Применение нейтроноструктурного анализа с использованием развитых в Институте методов дало новые ценные результаты, которые нельзя было получить классическим рентгеноструктурным исследованием. Один из интересных результатов этих работ — построение пространственной модели иммуноглобулина.

Ведущиеся в Институте ядерно-физические исследования потребовали использования высокопроизводительных средств вычислительной техники и различных автоматизированных систем обработки экспериментальной информации. Для этих целей в ОИЯИ создан мощный измерительно-вычислительный комплекс, насчитывающий более 70 ЭВМ различных классов и типов. Его основу составляют базовые ЭВМ ЕС-1060, СДС-6500 и БЭСМ-6, которые предназначены для выполнения сложных расчетов и обработки большого объема информации, получаемой в опытах на ускорителях и реакторе. Они связаны с измерительными центрами лабораторий Института, действующими на основе машин среднего класса, и могут использоваться для обработки данных, в том числе в реальном времени проведения эксперимента. Малые вычислительные машины используются в системах управления работой крупных физических установок, сканирующих устройств, в системах накопления и предварительной обработки экспериментальной информации, а также в системах доступа к машинам более высокого уровня.

Вычислительный комплекс оснащен памятью большого объема на магнитных дисках, сетью терминалов, удаленных станций ввода-вывода информации на рабочих местах физиков. Успешному функционированию комплекса способствует развитая система математического обеспечения, разработанная специалистами ОИЯИ. Созданы единая для базовых ЭВМ библиотека программ общего назначения, системы программ для обработки экспериментальных данных, в том числе для обеспечения экспериментов, проводимых с помощью крупных электронных установок.

Большое внимание в Институте уделяется также развитию математических методов решения физических задач. Разработаны численные методы и созданы системы программ для решения задач из областей ускорительной техники, физики плазмы, теории ядра и теории элементарных частиц, задач, связанных с планированием эксперимента, статистическим моделированием сложных физических процессов и др.

Созданный в Институте центр для массовой обработки снимков с трековых детекторов оснащен автоматическими и автоматизированными измерительными системами, работающими на линии с ЭВМ. Сюда входят просмотрные столы и измерительные микроскопы, сканирующие автоматы НРД и "спиральный измеритель", измерительные системы на базе электронно-лучевой трубки. Для обработки получаемых данных разработаны сложные системы программ.

Базу для экспериментальных исследований в ОИЯИ составляют ускорители заряженных частиц и исследовательские импульсные реакторы. Поэтому естественно то большое внимание, которое уделяется в Институте созданию новых систем и усовершенствованию имеющихся установок. Так, в процессе эксплуатации синхрофазотрона непрерывно совершенствовались его узлы, создавались новые инжекционные системы с целью расширения экспериментальных возможностей. На синхрофазотроне осуществлено ускорение ядер тяжелее водорода, и он стал первым релятивистским ускорителем ядер. В последние годы успешно ведутся разработки модельного сверхпроводящего синхротрона для приобретения опыта в сооружении и эксплуатации сверхпроводящих ускорителей.

В Институте выполнен большой цикл теоретических и экспериментальных исследований новых типов сильноточных ускорителей, сооружен исследовательский электронный кольцевой циклотрон с жесткой фокусировкой. Синхроциклотрон ОИЯИ реконструирован в сильноточный фазотрон, что открывает новые возможности экспериментальных исследований.

Широкое развитие в Институте получила техника ускорения тяжелых ионов. Созданы циклотроны для ускорения многозарядных ионов, отличающиеся высокой интенсивностью пучков и широким диапазоном ускоряемых ионов: вслед за классическим циклотроном У-300 был создан двухметровый изохронный циклотрон У-200, который послужил моделью для построенного здесь позднее мощного циклотрона У-400.

Учеными Института был предложен принципиально новый метод ускорения, названный коллективным методом. Эксперименты подтвердили возможность создания ускорителя, действие которого основано на этом методе, и перспективность этого направления. Сооружается коллективный ускоритель тяжелых ионов.

С первых лет существования ОИЯИ начались работы по созданию исследовательских импульсных реакторов на быстрых нейтронах. Сначала был построен реактор ИБР, дополненный затем инжектором — линейным ускорителем электронов, его сменил более мощный реактор ИБР-30. В настоящее время ученые ведут исследования на созданном в Дубне мощном реакторе ИБР-2.

Успех многих экспериментов был обусловлен своевременной разработкой оригинальных методов и созданием эффективной аппаратуры. В Институте разработан новый тип ядерных мишеней — сверхзвуковая струя газообразного вещества (водорода, дейтерия, гелия), проходящая через вакуумную камеру ускорителя. Большой объем экспериментальной информации получен на крупных пузырковых камерах: жидководородных, пропановых, ксеноновой, помещенных в магнитное поле, а также на стримерных камерах. Для проведения экспериментов на ускорителях ОИЯИ и других центров созданы большие магнитные спектрометры, в которых используются искровые, пропорциональные и дрейфовые камеры, сцинтилляционные годоскопы, сложные электронные схемы; аппаратура работает на линиях с ЭВМ.

Широкое развитие получила в Институте криогенная техника. Созданы высокопроизводительные установки для ожижения газов, мишеней с жидкими водородом, дейтерием и гелием размером до 3 м, упомянутые струйные мишени, криогенные системы пузырковых камер. Для получения сверхнизких температур разработаны оригинальные установки с высокой холодопроизводительностью, в которых используется растворение гелия-3 в гелии-4. На их базе созданы поляризованные водородные и ядерные мишени.

Исследования в области ядерной спектроскопии ведутся с помощью современных альфа-, бета- и гамма-спектрометров, радиохимическая "полугорячая" лаборатория позволяет обрабатывать высокоактивные образцы. Для многих опытов, в особенности с тяжелыми ионами, разработаны экспрессные методы выделения короткоживущих продуктов ядерных реакций, электромагнитные масс-сепараторы и масс-анализаторы.

В экспериментах на пучках импульсного реактора используются спектрометры различных типов: с механическим прерывателем, обратной геометрии, двухосевой. Все возрастающее внимание уделяется разработке стандартной регистрирующей и управляющей электронной аппаратуры, а также развитию измерительных

центров лабораторий ОИЯИ. Центры оснащаются аппаратурой для накопления и анализа экспериментальной информации, системами ЭВМ.

Основная задача ученых нашего Института — проведение фундаментальных исследований в области ядерной физики. Однако развитие ускорительной техники, методов детектирования частиц и электронной техники нередко позволяет эффективно решать важные задачи в области медицины, биологии, геологии, различные технические проблемы. Так, на специально сформированных пучках протонов и π -мезонов от синхротрона сотрудники Онкологического научного центра АМН СССР совместно с физиками ОИЯИ ведут работы, связанные с лечением злокачественных опухолей у человека. В Институте разработана методика получения радиоактивных нуклидов, отличающихся хорошими характеристиками и высокой радиоизотопной чистотой.

Применяемые физиками методы регистрации тяжелых заряженных частиц с помощью полимерных пленок нашли эффективный выход в промышленную практику: путем облучения пленок ускоренными тяжелыми ионами получают ядерные фильтры, которые имеют ценные качества и могут быть использованы для очистки жидкостей и газов, стерилизации продуктов, очистки медицинских препаратов и др. Разработаны методы радиоизотопного и рентгенофлюоресцентного анализа с использованием различных источников радиоактивного излучения, применяемые в геологии, медицине, биологии и др.

Импульсные пучки нейтронов от реакторов ОИЯИ дают возможность изучать макроскопическую структуру объектов, в том числе биологических макромолекул. Разработан метод изучения тонкой анатомической структуры объекта с помощью ускоренных на синхрофазотроне пучков α -частиц и ионов гелия — ионная радиография. Один из детекторов — многопроволочная пропорциональная камера — эффективно используется в молекулярной биологии для обработки тонкослойных радиохроматограмм неразрушающим методом.

Результаты 30-летней научно-исследовательской деятельности коллектива Института заслуженно получили высокую оценку мировой научной общественности: 29 работ ученых ОИЯИ зарегистрированы как открытия; сотрудниками Института сделано около 1000 изобретений; ученые Института написали около 170 монографий, посвященных актуальным проблемам современной физики; ежегодно публикуется более 1500 научных статей, препринтов, докладов на конференциях с результатами работ, выполненных в ОИЯИ. Многие научные достижения Института удостоены национальных премий стран-участниц, премий и медалей академий наук и других наград.

Вся деятельность Объединенного института строится на основе широкого и разностороннего международного сотрудничества с научно-исследовательскими центрами, университетами и другими организациями многих стран, а также с международными организациями. Главное направление в этом сотрудничестве — совместные научные работы ученых ОИЯИ и их коллег из стран-участниц, которые в настоящее время ведутся практически по всей тематике Института, в них участвует около

200 научных организаций стран-участниц. На основе многостороннего сотрудничества проводятся теоретические и экспериментальные исследования, создается физическая и электронная аппаратура, организуются международные конференции, совещания и школы. Характеристикой масштаба этого сотрудничества могут служить следующие данные: ежегодно в Дубну для проведения совместных работ из стран-участниц приезжает более тысячи специалистов, около 500 человек выезжает из ОИЯИ в национальные центры.

Большую роль в успехах Института играет его сотрудничество со многими научными центрами Советского Союза. Соглашение между ОИЯИ и Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР открыло перед учеными Института большие возможности для проведения исследований на крупнейшем советском ускорителе ИФВЭ.

Современные физические установки ОИЯИ, работающие на пучках ускорителей в Дубне и Протвино, дают большой объем экспериментальной информации, в обработке которой участвуют вместе с учеными Института специалисты национальных научных центров стран-участниц. Таким образом, с одной стороны, ускоряется получение результатов экспериментов, с другой стороны, ученые стран, в которых нет крупных ускорителей, имеют возможность участвовать в важных физических исследованиях, привлекать к работе сотрудников университетов, обучать студентов.

Деятельность Института оказала большое влияние на развитие фундаментальных исследований в области ядерной физики в странах-участницах. Возникли новые ядерно-физические центры, институты, лаборатории, они оснащаются крупными физическими установками. В них работают ученые, получившие опыт работы в ОИЯИ. Это, в свою очередь, расширяет и углубляет научные и технические связи ОИЯИ с национальными научными организациями стран-участниц.

Объединенный институт ядерных исследований поддерживает широкие научные связи с международными организациями и физическими центрами стран, не являющихся участницами ОИЯИ. На протяжении многих лет Объединенный институт плодотворно сотрудничает с ЦЕРН, Международным теоретическим центром в Триесте, Институтом им. Н. Бора в Копенгагене, итальянскими научными центрами. Успешно сотрудничают физики Дубны с учеными физическими институтами Цюриха, Страсбурга, Сакле, Орсе, Гренобля, а также ряда научных центров Великобритании, ФРГ, Финляндии, СФРЮ. Ученые ОИЯИ приняли участие в экспериментах на крупнейшем ускорителе протонов в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми. В Объединенном институте установлены стипендии для ученых государств, не являющихся членами ОИЯИ. В качестве стипендиатов здесь работали физики из институтов МАГАТЭ и ЮНЕСКО, а также ряда стран Европы, Азии и Африки.

Для успешного развития современной физической науки большое значение имеет широкий обмен информацией о результатах научных исследований. Работы сотрудников Института публикуются в научных журналах и различных изданиях многих стран мира. Ученые более 50 стран получают оперативную информацию о деятельности ОИЯИ и направляют в Дубну свои сообщения. Объединенный институт является

организатором многих международных совещаний ученых и специалистов. Ежегодно проводится несколько крупных конференций, симпозиумов и школ-семинаров, а также около 40 научно-методических и организационных совещаний.

Объединенный институт по праву заслужил авторитет научной школы высшей квалификации. Научные коллективы в Институте возглавляют известные ученые, в настоящее время в ОИЯИ работают пять академиков, шесть членов-корреспондентов академий наук, более 170 докторов и 550 кандидатов наук. В Дубне созданы хорошие условия для творческого роста ученых: передовой уровень проводимых здесь исследований и возможность использования уникальной техники, помощь высококвалифицированных специалистов и научный демократизм, творческая атмосфера поиска. Несколько тысяч ученых и инженеров из многих институтов стран-участниц прошли школу ОИЯИ, некоторые из них возглавили большие исследовательские коллективы и научные направления.

На протяжении 30 лет деятельность Объединенного института неизменно привлекает внимание международной общественности. Институт посетили выдающиеся ученые многих стран, крупные общественные и политические деятели, дипломаты и представители всех средств массовой информации. Об Институте и его ученых ежегодно публикуются десятки статей в газетах и журналах разных стран.

Объединенный институт награжден Юбилейным почетным знаком ЦК КПСС, Совета Министров СССР, Верховного Совета СССР и ВЦСПС в честь 50-летия образования СССР. За успехи, достигнутые в фундаментальных и прикладных исследованиях в области физики элементарных частиц и ядерной физики, большой вклад в подготовку высококвалифицированных научных кадров и развитие научно-технического сотрудничества социалистических стран советское правительство наградило ОИЯИ орденом Дружбы народов. Правительство Социалистической Республики Вьетнам наградило Институт орденом Дружбы.

Тридцатилетняя деятельность ОИЯИ представляет собой пример успешной интеграции творческих сил и материальных ресурсов социалистических стран в одной из важнейших областей современной науки. Большой опыт разносторонних международных связей и научного сотрудничества позволяет Институту успешно выполнять роль координирующего центра во многих исследованиях, проводимых странами-участницами ОИЯИ. Эта функция Института приобретает особенно важное значение в связи с предстоящей разработкой Комплексной программы научно-технического прогресса стран-членов СЭВ на 15–20 лет, которая должна помочь быстрейшему решению совместными усилиями важнейших вопросов в области науки и техники. На состоявшемся в июне 1984 г. в Москве Экономическом совещании стран-членов СЭВ на высшем уровне отмечена особая актуальность всемерного ускорения научно-технического прогресса и предложено разработать Комплексную программу как основу для выработки согласованной, а в некоторых областях и единой научно-технической политики.

В заключение отметим, что Объединенный институт приступил к реализации своего седьмого пятилетнего плана развития. В этом плане учтены

основные современные тенденции в теоретической и экспериментальной физике и предусмотрено проведение широкого круга исследований в области физики элементарных частиц, атомного ядра и конденсированных сред. Дальнейшее развитие получают техника ускорителей и импульсных реакторов, методика физического эксперимента, обработка экспериментальной информации и вычислительная техника, а также применение ядерно-физических методов для прикладных работ; вырастет собственная производительная база для изготовления механического и электронного оборудования.

УДК 001.89(103)

МЕЖДУНАРОДНЫЕ НАУЧНЫЕ СВЯЗИ ОИЯИ

*А. И. Романов, помощник директора ОИЯИ,
В. С. Шванев, начальник отдела международных связей ОИЯИ*

Тридцатилетняя успешная деятельность ОИЯИ является ярким подтверждением эффективности и целесообразности международного научного сотрудничества, органически присущего Институту как международной организации. Наличие в ОИЯИ уникальных экспериментальных установок, высококвалифицированного коллектива ученых создает необходимые условия для международного сотрудничества, вызывает интерес к ОИЯИ физиков из научных центров стран-участниц и других стран. Институт успешно выполняет задачи, сформулированные в IV статье Устава: обеспечивает совместное проведение теоретических и экспериментальных исследований в области ядерной физики, содействует развитию ядерной физики в странах-участницах Института, поддерживает связи с заинтересованными национальными и международными научно-исследовательскими и другими организациями, содействует всестороннему развитию творческих способностей научно-исследовательских кадров стран-участниц.

Международные научно-технические связи ОИЯИ непрерывно развивались и совершенствовались. В начальный период деятельности Института они осуществлялись главным образом путем обмена учеными и научно-технической информацией, проведения совместных работ с помощью фотоэмульсионной методики и радиоактивных препаратов. В дальнейшем благодаря вводу в строй пузырьковых камер и спектрометров начались широкомасштабные исследования, для выполнения которых формировались большие интернациональные коллективы ученых, сотрудничество расширялось и углублялось. В настоящее время международные связи Института характеризуются большим масштабом совместных работ. Особенно распространенным стал такой вид сотрудничества, как "физика на расстоянии". Для обработки и анализа полученных в Дубне научных данных созданы многочисленные группы физиков в странах-участницах.

В настоящее время ОИЯИ поддерживает связи с более чем 200 научными центрами стран-участниц, 30 лабораториями стран, не входящими в Институт.

Сотрудничество с научными центрами стран-участниц Института. За истекший период Институт внес большой вклад в осуществление социалистической интеграции в науке, объединив усилия стран-участниц в решении фундаментальных проблем физики и оказав влияние на развитие науки и техники в этих странах. За 30 лет в лабораториях ОИЯИ длительное время работали более 4000 ученых и специалистов стран-участниц ОИЯИ (не считая СССР). Плодотворность сотрудничества ученых социалистических стран внутри лабораторий Института проявилась уже в первые годы его существования. В 1960 г. была открыта новая частица — Σ^- -гиперон. Авторами открытия был коллектив физиков СРВ, КНР, КНДР, СРР, СССР и ЧССР. В ряде других открытий участвовали физики НРБ, ПНР, СССР, ЧССР и других стран. Премиями ОИЯИ отмечены исследования и разработки специалистов всех стран-участниц.

Каждая лаборатория Института, будучи международным научным коллективом, за истекшие годы внесла свой вклад в развитие сотрудничества с научными центрами разных стран.

Лаборатория теоретической физики (ЛТФ) как ведущий научный коллектив стран социалистического содружества в области теоретической физики элементарных частиц, атомного ядра и конденсированных сред осуществляет постоянные контакты с научными центрами стран-участниц. Ежегодно в лабораторию для обсуждения научных проблем приезжает около 200 специалистов из стран-участниц. Физики-теоретики ОИЯИ посещают институты и университеты стран-участниц, выступают на научных семинарах; ЛТФ оказала большое влияние на развитие науки в НРБ, СРВ, ГДР, МНР, ПНР, СССР, ЧССР и других странах.

Значительный вклад в развитие международного научно-технического сотрудничества внесла Лаборатория высоких энергий (ЛВЭ). Основной формой сотрудничества является совместное проведение экспериментов с помощью фотоэмульсионной, камерной и электронной методик. В настоящее время более половины экспериментальной информации, полученной на ускорителях Дубны и Протвино, обрабатывается в научных центрах стран-участниц. В совместных исследованиях с помощью фотоэмульсионной методики участвуют 23 лаборатории из шести стран, с помощью пропановой камеры — 30 лабораторий из десяти стран, с помощью бесфильмового искрового спектрометра БИС-2 — 16 институтов из семи стран. Лаборатория оказала содействие в оснащении ряда научных центров стран-участниц соответствующей просмотровой и измерительной аппаратурой. В то же время специалисты стран-участниц приняли активное участие в создании автоматизированных систем и математического обеспечения для обработки данных. При активном участии других научных центров успешно развивалось возникшее в лаборатории новое научное направление — релятивистская ядерная физика. Лаборатория имеет большие заслуги в объединении усилий ученых стран-участниц при проведении экспериментов на советском ускорителе протонов в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) в Протвино.

Лаборатория ядерных проблем (ЛЯП) уже в первые годы существования организовала совместно с научными центрами НРБ, ВНР, ГДР,

ПНР, СССР, ЧССР исследования радиоактивных нуклидов, получаемых на синхроциклотроне. Широкое научное сотрудничество осуществлялось в исследованиях короткоживущих нуклидов по программе ядерной спектроскопии на пучках протонов. Значительный вклад внесли Карлов университет и Пражский политехнический институт в создание установки СПИН и проведение исследований на ней. Изохронный циклотрон У-120М был разработан и сооружен лабораторией для Института ядерной физики в Ржеже. Монгольскому государственному университету оказана помощь в создании математического обеспечения для работы спектрометров на линии с ЭВМ. Лаборатория активно участвует в исследованиях на ускорителе ИФВЭ.

Лаборатория ядерных реакций (ЛЯР) тесно сотрудничала с научными центрами стран-участниц, играя ведущую роль в исследованиях в области физики тяжелых ионов. По изучению взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, структуры атомного ядра, атомной физики Лаборатория связана с научными центрами ВНР, ГДР, ПНР, СССР, ЧССР. Вместе с Пражским политехническим институтом были разработаны два микротрона для элементного анализа и других прикладных работ. Совместно с учеными Центрального института ядерных исследований в Россендорфе был создан спектрометр продуктов ядерных реакций для исследований на У-400, со специалистами ПНР — магнитный спектрометр-анализатор, с Центральным институтом физики СРР — каналы разводки пучков тяжелых ионов циклотрона У-400. С физиками из Института ядерных исследований в Дебрецене проводятся эксперименты на У-300 по изучению спектров электронов в ион-атомных столкновениях. С рядом научных центров стран-участниц осуществляются совместные работы по поиску сверхтяжелых элементов в природе и прикладные исследования. При помощи ЛЯР в Варшавском физическом центре начато сооружение циклотрона тяжелых ионов. Физическому институту в Ханое были поставлены микротрон и нейтронный генератор для проведения научных исследований и прикладных работ.

Лаборатория нейтронной физики (ЛНФ) организовала широкое научное сотрудничество ученых стран-участниц в экспериментах на первом в мире импульсном реакторе ИБР-30, сыгравшее значительную роль в разработке широкой программы экспериментов на уникальном импульсном реакторе ИБР-2. Научные центры СССР, ПНР и ВНР приняли активное участие в создании реактора ИБР-2, а в разработке спектрометров для исследований на ИБР-2 участвовали также ученые из Института ядерных исследований и ядерной энергетики БАН в Софии, Центрального института физических исследований в Будапеште, Технического университета в Дрездене, Центрального института ядерных исследований в Россендорфе, Института ядерной физики в Кракове, Института ядерной физики в Ржеже. Монгольскому государственному университету был поставлен нейтронный генератор для научных исследований и прикладных работ.

Лаборатория вычислительной техники и автоматизации (ЛВТА) активно сотрудничала с научными центрами стран-участниц по всем направлениям деятельности Лаборатории. При непосредственном участии спе-

циалистов ГДР, ВНР, КНДР и других стран было создано базовое математическое обеспечение ЭВМ БЭСМ-6, а в сотрудничестве с научными центрами ПНР развито системное обеспечение СДС-6500. Эти разработки используются как в ОИЯИ, так и в других научных центрах стран-участниц. Центр обработки камерных снимков ОИЯИ укомплектован протонно-измерительным оборудованием, в том числе установками САМЕТ и "Спиральный измеритель", разработанными и изготовленными вместе с научными центрами ГДР и ЧССР.

Отдел новых методов ускорения вел совместные работы с научными центрами НРБ, ВНР, ГДР, СРР, СССР и ЧССР по созданию ускорителя нового типа с использованием коллективного метода ускорения. Специалисты Технического университета в Дрездене участвовали в разработке одного из самых важных узлов ускорителя — адгезатора, инженеры из ВНР — в создании автоматической системы управления ускорителя. Особенно большой вклад в разработку различного оборудования внесли специалисты из Электротехнического института в Братиславе. На физическом факультете Софийского университета успешно разрабатываются узлы установки для генерации сильноточных электронных пучков.

В связи с широким научным сотрудничеством с научными центрами социалистических стран ОИЯИ ежегодно принимает только по совместным работам более 1500 физиков и инженеров в краткосрочные научные командировки, не считая СССР, 500 специалистов ОИЯИ выезжают в научные центры социалистических стран с этой же целью и для чтения лекций. Такой обмен учеными содействует оперативному решению научных и технических вопросов, повышению эффективности исследований.

Особо следует выделить сотрудничество лабораторий ОИЯИ с научно-исследовательскими организациями Советского Союза. Прежде всего необходимо отметить вклад СССР в создание базовых и экспериментальных установок ОИЯИ — технической основы для научной деятельности Института. Большое значение для Института как международной научной организации имело соглашение с Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР о научно-техническом сотрудничестве. Интернациональный коллектив Института получил возможность проводить эксперименты на мощном советском ускорителе протонов в ИФВЭ. С помощью экспериментальных установок ОИЯИ там были выполнены уникальные исследования, в которых участвовали физики НРБ, ВНР, СРР, ГДР, МНР, ПНР, СРВ, ЧССР, а также других стран. В последние годы эксперименты в ИФВЭ ведутся физиками ОИЯИ на восьми—десяти экспериментальных установках, для этого используется половина времени работы ускорителя. Экспериментальные данные, полученные учеными ОИЯИ в опытах на протонном ускорителе в Протвино, обрабатываются в научных центрах стран-участниц и других стран.

ОИЯИ придает большое значение сотрудничеству с такими крупными научными центрами СССР, как Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Институт экспериментальной и теоретической физики, Физико-энергетический институт, Ленинградский институт ядерной физики,

Математический институт АН СССР им. В.А. Стеклова, Институт ядерных исследований АН СССР и др.

ОИЯИ стал местом работы многих физиков из союзных республик СССР. Научно-исследовательские организации Киева, Минска, Тбилиси, Еревана, Баку, Ташкента, Самарканда, Душанбе, Алма-Аты ведут совместные с ОИЯИ теоретические и экспериментальные исследования, обработку данных с пузырьковых камер и спектрометров, разработку экспериментальных установок, используют опыт ОИЯИ в постановке научно-исследовательских и прикладных работ, создания программ обработки экспериментальной научной информации.

ОИЯИ сыграл большую роль в подготовке высококвалифицированных научных кадров для стран-участниц. Около 400 физиков и инженеров стран-участниц защитили кандидатские и докторские диссертации по научным проблемам, разрабатываемым в ОИЯИ. По возвращении на родину многие ученые, длительное время работавшие в ОИЯИ, назначаются на руководящие научные посты, становятся директорами научно-исследовательских институтов, руководителями отделов и лабораторий, заведующими кафедрами, деканами физических факультетов. Вьетнамский физик Нгуен Дин Ты, длительное время работавший в ОИЯИ, сейчас — министр высшего и среднего специального образования СРВ, другой вьетнамский ученый профессор Нгуен Ван Хьеу, защитивший в ОИЯИ кандидатскую и докторскую диссертации, руководит Национальным центром научных исследований СРВ и является одновременно директором Института физики в Ханое. Он избран иностранным членом АН СССР. Монгольский физик Чойдогийн Цэрен — президент Академии наук МНР, Даржаагийн Чултэм — первый заместитель председателя Государственного комитета высшего и среднего специального образования МНР. Пак Гван О — Генеральный директор Института атомной энергии КНДР. В ГДР более 30 ученых, прошедших школу работы в ОИЯИ, являются профессорами университетов. Большое число ведущих болгарских физиков в прошлом работали в ОИЯИ. Институт сыграл большую роль в деле подготовки кадров для Советского Союза. Бывшие сотрудники Института находятся сейчас на ответственных постах: академик А.А. Логунов — вице-президент АН СССР, ректор МГУ, директорами научно-исследовательских институтов стали А.Н. Тавхелидзе, Л.Д. Соловьев, И.В. Чувило, Н.С. Амаглобели, Р.Г. Салуквадзе. Процесс подготовки кадров продолжается. ОИЯИ успешно выполняет свою задачу "содействовать всестороннему развитию творческих способностей научно-исследовательских кадров стран-участниц Института".

Традиционные связи ОИЯИ имеет с Постоянной комиссией СЭВ по мирному использованию атомной энергии. Представители ОИЯИ приглашаются на заседания Комиссии в качестве наблюдателей. В то же время представитель СЭВ участвует в качестве наблюдателя в работе сессий Ученого совета ОИЯИ и присутствует на совещаниях высшего органа Института — Комитета Полномочных Представителей правительств стран-участниц ОИЯИ.

Связи ОИЯИ с научными центрами стран, не являющихся участниками Института. Институт широко сотрудничает с научными центрами

стран, не являющихся участницами Института. Особое место в этом сотрудничестве занимает Европейская организация ядерных исследований (ЦЕРН, Женева). Многие физики ОИЯИ длительное время работали в различных лабораториях ЦЕРН и посещали этот центр с краткосрочными визитами. С другой стороны, некоторые ученые стран — участниц ЦЕРН на длительное время приезжали в ОИЯИ, посещали Институт с целью ознакомления с его деятельностью. Связи ОИЯИ с ЦЕРН укрепились в процессе подготовки и проведения крупномасштабного мюонного эксперимента на протонном суперсинхротроне с помощью совместной созданной уникальной установки — тороидального спектрометра.

Один раз в два года ОИЯИ и ЦЕРН поочередно организуют школы молодых физиков, которые были проведены в Финляндии, НРБ, Дании, СССР, Греции, ВНР, ЧССР. ОИЯИ и ЦЕРН — инициаторы совместного проведения встреч ведущих ученых мира по перспективам физики высоких энергий. Первая такая встреча состоялась в Риге в 1967 г., организатором ее был ОИЯИ. В 1976 г. семинар был проведен в Тбилиси. Последний семинар ведущих ученых был организован в Японии в 1984 г.

Новым этапом сотрудничества ОИЯИ и ЦЕРН является проведение крупного совместного эксперимента на строящемся в ЦЕРН ускорительном комплексе LEP с помощью установки DELFI. В этом эксперименте примет участие еще более многочисленная группа специалистов Института из разных стран.

Эффективно осуществлялись научные связи с итальянскими научными центрами. В течение 12 лет итальянские физики из Турина и Фраскати участвовали в экспериментах на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ по изучению взаимодействий π -мезонов с гелием-4 и гелием-3. Сейчас с помощью совместно разработанной методики ученые успешно ведут эксперименты по исследованию взаимодействия медленных антипротонов с легкими ядрами на установке LEAR в ЦЕРН. Успешно осуществлен совместный эксперимент с итальянскими физиками из Милана и Болоньи на протонном синхротроне ИФВЭ с помощью магнитного искрового спектрометра ОИЯИ.

В течение многих лет ОИЯИ сотрудничает с научными центрами Франции, в том числе с Национальным институтом физики ядра и физики частиц, объединяющим ряд лабораторий Франции. В 1972 — 1973 гг. на циклотроне ОИЯИ У-300 были проведены совместные исследования ядерных реакций с тяжелыми ионами с помощью французского спектрометра. В экспериментах приняла участие большая группа французских физиков из Лаборатории ядерной спектроскопии в Орсе. В последние годы ОИЯИ вновь поддерживает с этой лабораторией активные связи. Совместно создан электростатический спектрометр, на котором в ЛЯП ОИЯИ ведутся исследования свойств нейтрино. Совместные работы проводились также с французскими ядерными центрами в Сакле, Страсбурге, с Парижским университетом, Институтом им. Анри Пуанкаре, имеются контакты с Национальным центром по физике тяжелых ионов в Кане (Нормандия). Лаборатория нейтронной физики в течение многих лет выполняла совместные научные исследования с Институтом ядерной физики им. М. Лауэ и П. Ланжевена в Гренобле.

Первые совместные с научными центрами США эксперименты по измерению электромагнитного радиуса π -мезона были проведены на ускорителе ИФВЭ. После запуска в 1972 г. в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми нового крупного ускорителя с помощью уникальной аппаратуры, разработанной в Дубне, в течение нескольких лет проводилась серия совместных работ по исследованию упругого и неупругого рассеяния протонов на протонах. В этой же лаборатории группа физиков ОИЯИ участвовала в экспериментах по измерению электромагнитного радиуса π - и K -мезонов. В 1983–1984 гг. на синхротроне ОИЯИ и на ускорителе в Протвино были проведены совместно с американскими физиками эксперименты по изучению эффектов каналирования заряженных частиц в монокристалле при высоких энергиях. Работы привели к открытию явления отклонения заряженных частиц с помощью изогнутого монокристалла.

Ряд совместных работ ОИЯИ провел с научными центрами Финляндии, включая исследования взаимодействия антипротонов с протонами и антинейтронов с нейтронами с помощью водородной камеры "Людмила", эксперименты на магнитном искровом спектрометре.

С 1975 г. ЛЯП поддерживает связи с Сассекским университетом в Брайтоне (Великобритания) по исследованиям короткоживущих ориентированных ядер.

Теоретики Института проводят совместные работы в области физики конденсированных сред с югославскими коллегами из Института ядерных наук им. Б. Кидрича. Несколько лет назад ученые из Института физики в Белграде присоединились к работам в области релятивистской ядерной физики, выполняемым на пропановой пузырьковой камере ОИЯИ.

Ряд индийских физиков из Дели, Бомбея, Калькутты, Чандигарха, Курукшетры длительное время работали в различных лабораториях Института. ЛВЭ провела ряд совместных экспериментов с физиками из университета Чандигарха и Курукшетры в области релятивистской ядерной физики с помощью камерной и фотоэмульсионной методик.

ОИЯИ поддерживает также научные контакты с институтами ФРГ в Дармштадте, Карлсруэ, Мюнхене, Юлихе. Традиционные связи осуществляются с Институтом им. Н. Бора в Копенгагене, Международным центром теоретической физики в Триесте, Швейцарским институтом ядерных исследований в Цюрихе, Каирским университетом и Атомным исследовательским центром АРЕ, Резерфордской лабораторией (Великобритания) и др.

В качестве стипендиатов в ОИЯИ работали физики Индии, Финляндии, СФРЮ, Алжира, Бразилии, АРЕ, Пакистана, Австрии. Три стипендии предоставлено Международному агентству по атомной энергии в Вене.

Ежегодно в ОИЯИ с целью выполнения совместных работ, обсуждения научных проблем, чтения лекций бывает более 100 ученых из стран, не являющихся членами ОИЯИ.

Международные научные конференции ОИЯИ. Важную роль в развитии международного научного сотрудничества играют научные со-

вещания, организуемые ОИЯИ. Ежегодно Институт проводит четыре-пять крупных научных конференций, симпозиумов, школ по актуальным проблемам физики элементарных частиц, атомного ядра и конденсированных сред, ядерной электроники, научно-техническим проблемам, прикладным работам. Кроме того, ОИЯИ организует свыше 20 рабочих научных совещаний в год по отдельным направлениям исследований, осуществляемых с помощью пузырьковых камер, спектрометров, а также по методическим вопросам.

ОИЯИ участвует в крупнейших международных и национальных научных конференциях и симпозиумах. Сотрудники ОИЯИ представляют на эти конференции доклады о результатах последних теоретических и экспериментальных исследований, методических разработках. Ежегодно Институт направляет свои делегации примерно на 75 совещаний, проходящих в странах-участницах, и на 25 конференций в других странах.

ОИЯИ имеет хорошую базу для дальнейшего развития международного научного сотрудничества. Деятельность Института, его международные связи соответствуют интернациональным принципам и отвечают национальным интересам стран-участниц. Международное сотрудничество Института в последующие годы будет направлено на еще более эффективную эксплуатацию его уникальных базовых установок, создание новых экспериментальных установок, вычислительных мощностей, более полное использование интеллектуального и научно-технического потенциала ОИЯИ для решения фундаментальных проблем физики и их практического применения.

За годы своего существования ОИЯИ внес значительный вклад в социалистическую интеграцию в области науки, в укрепление сотрудничества и дружбы между учеными стран-участниц Института и других стран. Напомним, что ОИЯИ награжден советским орденом Дружбы народов и вьетнамским орденом Дружбы.

УДК 621.384.6+621.039.572

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА ОИЯИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ РАЗВИТИЯ В 1986–1990 гг.

Ю.Н. Денисов, профессор

Для проведения экспериментальных исследований по наиболее актуальным проблемам современной физики необходимы установки, генерирующие пучки протонов, нейтронов, тяжелых ионов и других частиц в широком диапазоне энергий. При образовании Объединенного института ядерных исследований 30 лет назад Советский Союз безвозмездно передал этому международному исследовательскому центру действующий синхроциклотрон, ускорявший протоны до энергии 680 МэВ, и находившийся в стадии наладки синхрофазотрон на энергию протонов 10 ГэВ. Эти два ускорителя, обладавшие в то время рекордными параметрами, стали первыми базовыми установками Института, на которых физики из всех стран-участниц начали проводить экспериментальные

исследования. Вскоре после создания Института марк базовых установок был дополнен реактором периодического действия на быстрых нейтронах и классическим циклотроном, предназначенным для ускорения многозарядных ионов в широком диапазоне масс.

В апреле 1957 г. на синхрофазотроне были ускорены протоны, при этом впервые была достигнута энергия 10 ГэВ. Все последующие годы одновременно с выполнением широкой программы физических экспериментов продолжалось совершенствование его технологических систем. В результате интенсивность пучка ускоренных протонов была доведена до $4 \cdot 10^{12}$ имп.⁻¹, были созданы высокоэффективные системы быстрого и медленного выводов ионов, а также разветвленная система разводки пучков протонов и вторичных частиц.

В 1970 г. на синхрофазотроне впервые были ускорены ядра тяжелее протона. К настоящему времени в результате последовательного совершенствования ионных источников и инжекционного комплекса синхрофазотрона получены пучки дейтронов (в том числе поляризованных) и ядер ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si . Синхрофазотрон стал первым ускорителем, на котором удалось ускорить многозарядные ионы до релятивистских энергий (около 4 ГэВ/нуклон) и создать тем самым условия для проведения на высоком уровне исследований по актуальным проблемам физики элементарных частиц и релятивистской ядерной физики.

Совершенствование синхрофазотрона продолжается. Улучшаются характеристики ионных источников, в том числе источника поляризованных дейтронов, создаются лучшие условия для их эксплуатации, совершенствуются вакуумная система ускорителя, а также система автоматизированного управления режимом ускорения и разводки пучков. Все это позволит еще более расширить диапазон ускоряемых ионов и увеличить интенсивность получаемых пучков ядер.

Следующим значительным шагом в развитии ускорительной базы Института для экспериментов в области релятивистской ядерной физики является планируемая на ближайшие годы замена действующего синхрофазотрона сверхпроводящим ускорителем ядер — "Нуклотроном". Замена действующей "теплой" магнитной системы синхрофазотрона на классической слабой фокусировкой на жесткофокусирующую сверхпроводящую, даже при размещении нового ускорителя в существующем здании, позволит получить ускоренные ядра с энергией до 7 ГэВ/нуклон. При соответствующем совершенствовании инжекционного комплекса "Нуклотрона" диапазон ускоряемых ядер может быть расширен вплоть до урана, существенно будут повышены интенсивности пучков. Например, число ускоренных частиц в цикле достигнет для дейтерия $3 \cdot 10^{12}$, для ионов $\text{Mg}^{12+} - 1 \cdot 10^{11}$, $\text{U}^{82+} - 1 \cdot 10^9$. Кроме того, использование в ускорителе сверхпроводящей магнитной системы существенно уменьшит энергоемкость установки и расходы на эксплуатацию.

Разработка проекта ускорителя "Нуклотрон" базируется на результатах успешного развития в последнее десятилетие в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) программы внедрения сверхпроводимости в ускорительную технику. За эти годы в ЛВЭ было создано несколько моделей сверхпроводящих дипольных и квадру-

ольных магнитов "погружного" и "прокачного" типов с максимальной магнитной индукцией 2,1–2,3 Тл. Особенностью разработанных магнитных систем, названных магнитами типа "Дубна", является активное использование близко расположенного ярма для формирования поля в зазоре магнита. Это позволяет резко сократить расход сверхпроводящего кабеля и упростить конструкцию магнитной системы и ее криостата.

Для проверки основных конструкторских и технологических идей, заложенных в проект ускорителя "Нуклотрон", в ЛВЭ сооружен сверхпроводящий жесткофокусирующий синхротрон СПИН с разделенными функциями поворота и фокусировки ускоряемых частиц. Применена магнитная система "погружного" типа. Для охлаждения магнитной системы до температуры 4,2 К используется криогенно-гелиевая установка КГУ-1600/4,5. При общем периметре ускорителя 54 м конечная энергия протонов составит 1,5 ГэВ. Опыт сооружения, запуска и пробной эксплуатации установки СПИН будет использован при разработке проекта и в процессе сооружения сверхпроводящего ускорителя ядер "Нуклотрон".

Синхроциклотрон на энергию протонов 680 МэВ служил экспериментальной базой Института для физических исследований с момента образования ОИЯИ до 1979 г. К этому времени эксплуатационный ресурс его технологических систем был полностью использован и ускоритель был остановлен на реконструкцию. Проектом реконструкции предусматривалось создание в существующем здании ускорителя нового типа — фазотрона с пространственной вариацией магнитного поля. Вид ускоряемых частиц (протоны) и конечная энергия (680 МэВ) остались прежними. Пространственная вариация магнитного поля, обеспечивающая вертикальную фокусировку ускоряемых частиц при растущем по радиусу магнитном поле, дает возможность существенно сократить диапазон частот ускоряющего напряжения и за счет этого увеличить как ускоряющее напряжение, так и частоту циклов ускорения. Оба эти фактора обеспечивают рост интенсивности пучка ускоряемых протонов. Применение новой высокоэффективной системы вывода позволяет дополнительно увеличить интенсивность внешних пучков протонов, нейтронов и мезонов.

В новом ускорителе используется магнитопровод синхроциклотрона и некоторые его технологические системы. Но все основные узлы ускорителя в процессе реконструкции были изготовлены заново, на современном уровне технологических возможностей с широким применением автоматизированных систем управления режимом ускорения, вывода и разводки пучков по экспериментальным залам. Одновременно существенно увеличена площадь залов для размещения экспериментальных физических установок. Сооружены специальные помещения для экспериментов по ядерной спектроскопии, работ с низким радиационным фоном, для медико-биологических исследований.

В 1984 г. в Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) впервые в мире был осуществлен физический пуск фазотрона с пространственной вариацией магнитного поля. Получена предельная проектная энергия ускоренных протонов 680 МэВ. В 1985 г. реализован вывод пучка из вакуумной камеры ускорителя с расчетной эффективностью около 60%.

Сечение выведенного пучка оказалось в десятки раз меньше, чем на старом ускорителе с классической слабой фокусировкой. Благодаря этому значительно увеличивается эффективность трактов проводки ускоренных протонов и вторичных частиц и существенно улучшается использование пучков в экспериментальных физических установках.

Радикально изменена система управления ускорителем. Пульт управления перенесен в новое помещение, непосредственно примыкающее к экспериментальным залам и основным технологическим системам фазотрона. Система управления режимом ускорения построена с применением ЭВМ и электроники в стандарте КАМАК. Особое внимание обращено на автоматизацию контроля радиационной обстановки в технологических помещениях ускорителя и экспериментальных залах.

Таким образом, в ЛЯП создана новая перспективная базовая установка для обеспечения экспериментальной программы Института на пучках протонов, нейтронов и мезонов в области средних энергий. Значительное место в этой программе занимают прикладные исследования, для которых на реконструированном фазотроне созданы благоприятные условия.

В последующие годы ускоритель и его основные системы будут совершенствоваться с целью поэтапного увеличения интенсивности пучка ускоренных протонов и повышения эффективности системы вывода. По мере увеличения коэффициента вывода и соответствующего снижения активации узлов ускорителя интенсивность внутреннего пучка протонов постепенно будет увеличиваться до ее проектного значения 10–50 мкА.

В 1957 г. для расширения в ОИЯИ экспериментальных исследований в области ядерной физики было принято решение о создании Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) и оснащении ее необходимыми базовыми установками. Первым был сооружен "классический" циклотрон, предназначенный для ускорения широкого спектра многозарядных ионов вплоть до ядер цинка. Диаметр полюсов электромагнита этого циклотрона составляет 3,1 м. С момента его запуска в 1960 г. в течение последующих 15 лет ускоритель У-300 обеспечивал лидирующее положение стран-участниц ОИЯИ в экспериментальных исследованиях по физике тяжелых ионов.

В 1968 г. экспериментальная база для исследований по физике тяжелых ионов была дополнена еще одним ускорителем — изохронным циклотроном с диаметром полюсов 2 м (У-200). На этом циклотроне anomalно высокое среднее поле позволило ускорить ионы до энергии $145 Z^2/A$ МэВ в диапазоне отношений массы иона к заряду $A/Z = 5 \div 28$. Одновременно ускоритель У-200 использовался как модель более мощного изохронного циклотрона с диаметром полюсов 4 м (У-400), разработанного в ЛЯР.

Новый изохронный циклотрон У-400 введен в эксплуатацию в 1978 г. Благодаря высокому среднему магнитному полю в зазоре магнита энергия ускоряемых ионов может достигать $650 Z^2/A$ МэВ. Ускоряются ионы с отношением массы к заряду в диапазоне от 4 до 20. За время работы циклотрона У-400 на нем отлажены режимы ускорения широкого спектра ионов от ^{15}N до ^{84}Kr при конечных энергиях, больших 5 МэВ/нуклон. Разработанные в ЛЯР высокоэффективные ионные источники обеспе-

чивают получение пучков ускоренных ионов, на один-два порядка превосходящих по интенсивности пучки, получаемые на других известных ускорителях тяжелых ионов.

Вывод пучка из циклотрона осуществляется в двух направлениях методом перезарядки ускоренных ионов на тонких графитовых фольгах толщиной 40–60 мкг/см². Для расширения диапазона энергий выводимых ионов применяется как однооборотный (с радиусом 170–175 см), так и двухоборотный (с радиусом 138–160 см) вывод. Эффективность выводной системы составляет в зависимости от массы ускоряемых ионов 30–70%. Ускоритель оснащен автоматизированной системой контроля и управления режимом ускорения ионов и системами развозки выведенных пучков по экспериментальным установкам.

В ЛЯР разработан проект дальнейшего развития ускорительной базы для исследований по физике тяжелых ионов. В основу проекта заложен опыт, приобретенный в ЛЯР несколько лет назад, когда впервые в мире ионы ксенона были последовательно ускорены в тандеме циклотронов У-300 и У-200. Проектом предусматриваются реконструкции устаревшего классического циклотрона У-300 в изохронный циклотрон У-400, аналогичный по параметрам действующему циклотрону, и соединение этих двух ускорителей в последовательный ускорительный комплекс. Первая ступень комплекса – действующий изохронный циклотрон У-400, вторая – реконструируемый циклотрон. При совместной работе обеих ступеней будут ускоряться все ионы до ионов урана (энергия ионов 150–20 МэВ/нуклон). В Лаборатории уже ведется подготовка к реализации этого проекта.

Для ведущихся в ЛЯР прикладных исследований сооружены две специализированные установки: микротрон МТ-22 и изохронный циклотрон с диаметром полюсного наконечника 100 см – ИЦ-100. В микротроне МТ-22 электроны ускоряются до энергии 22 МэВ при среднем токе пучка 20 мкА. Изохронный циклотрон-имплантатор предназначен для ускорения тяжелых ионов до энергии 1 МэВ/нуклон. С помощью этих ускорителей ведутся исследования по элементному анализу, отработке методики получения некоторых нуклидов, например короткоживущего нуклида ¹²³I, изготовлению ядерных фильтров, ионной имплантации и радиационному материалловедению.

Сразу же после образования ОИЯИ было решено оснастить Институт не только ускорителями, но и реакторными установками. Было принято оригинальное решение соорудить не обычный стационарный исследовательский реактор на тепловых нейтронах, какими располагали все другие физические исследовательские центры, а импульсный реактор на быстрых нейтронах периодического действия – ИБР. Такой реактор со средней тепловой мощностью 1 кВт был запущен в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) в 1960 г. Эта установка была заменена в 1969 г. новым импульсным реактором ИБР-30, средняя тепловая мощность которого уже достигла 25 кВт. Реактор генерирует периодически повторяющиеся импульсы нейтронного потока длительностью 70 мкс с частотой повторения от 4 до 100 с⁻¹. Мощность реактора в импульсе достигает 150 МВт.

Периодичность действия реактора обеспечивается циклическим изменением коэффициента размножения нейтронов в активной зоне — модуляцией реактивности. В реакторе ИБР-30 для модуляции реактивности используется подвижная часть активной зоны — диск из металлического урана, запрессованный на периферии вращающегося стального ротора. При вращении ротора со скоростью 50 с^{-1} урановый вкладыш 50 раз за 1 с проходит между двумя неподвижными частями активной зоны, сначала переводя реактор в надкритическое состояние, а затем снижая реактивность.

В исследованиях, требующих высокого энергетического разрешения для нейтронного потока, ИБР-30 используется в подкритическом режиме как размножитель нейтронов от мишени инжектора электронов — линейного ускорителя ЛУЭ-40. Длительность импульса нейтронов в этом режиме сокращается до 3 мкс. Реактор оснащен восьмью вакуумированными нейтронотодами длиной от десятков метров до 1 км.

В 1984 г. в ЛНФ введен в эксплуатацию новый импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР-2, средняя тепловая мощность которого равна 2 МВт. При длительности импульса нейтронов 215 мкс и частоте повторения циклов 5 с^{-1} максимальная мощность реактора в импульсе составляет 1500 МВт. Максимальная плотность потока нейтронов от реактора в импульсе достигла рекордного значения $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для периодической модуляции реактивности в реакторе ИБР-2, в отличие от ИБР-30, использован подвижный отражатель при неподвижной активной зоне. Механизм изменения реактивности состоит из двух синхронно вращающихся элементов — основного и дополнительного подвижных отражателей. Основной подвижный отражатель в виде стальной динамически уравновешенной лопасти вращается со скоростью 25 с^{-1} . Дополнительный отражатель — алюминиевый диск с бериллиевым вкладышем — может вращаться с меньшей скоростью и определять тем самым частоту "вспышек" реактора, поскольку максимум коэффициента размножения нейтронов в активной зоне реактора достигается только при одновременном подходе к зоне лопасти основного отражателя и бериллиевого вкладыша дополнительного отражателя. При вращении дополнительного подвижного отражателя со скоростью 5 с^{-1} частота импульсов нейтронов составляет 5 с^{-1} . При одинаковой скорости вращения обоих отражателей 25 с^{-1} частота циклов равна 25 с^{-1} .

Напряженный тепловой режим активной зоны реактора потребовал применения в качестве теплоносителя системы охлаждения жидкого натрия.

Проектом предусмотрен и бустерный режим работы реактора. В качестве инжектора электронов будет использоваться уникальный индукционный линейный ускоритель, рассчитанный на максимальную энергию ускоряемых электронов 30 МэВ при токе пучка до 250 А в импульсе длительностью 0,7 мкс.

Реактор ИБР-2 оснащен необходимыми средствами управления и защиты (СУЗ), выполняющими те же функции, что и в стационарных реакторах. Вместе с тем в связи с импульсным характером работы реактора к СУЗ предъявляются особые требования. Все они соответствующим образом учтены в подсистемах СУЗ ИБР-2. В частности, в реакторе использовалась кроме обычной относительно медленно действующей защиты быстродействующая защита. Время срабатывания быстродействующей аварийной защиты меньше длительности минимального цикла реак-

тора. Совместная работа разных систем защиты обеспечивает достаточно надежную безопасность эксплуатации этой установки.

Реактор оснащен также нейтроноводами максимальной длиной до 500 м.

Последние достижения экспериментальной ядерной физики доказали принципиальную важность последовательного и непрерывного совершенствования ускорительной базы исследовательских физических центров. В ОИЯИ эта работа ведется с момента образования Института по трем направлениям: модернизация действующих ускорителей; сооружение новых более мощных установок, работающих на основе уже известных, проверенных принципов; разработка принципиально новых путей создания ускорителей.

Один из новых перспективных методов ускорения заряженных частиц, так называемый коллективный метод, уже длительное время исследуется и развивается в Отделе новых методов ускорения (ОНМУ). Сейчас в этом отделе ведется сооружение нового ускорителя тяжелых ионов КУТИ-20, основанного на коллективном методе ускорения. Главная часть установки — индукционный ускоритель электронов СИЛУНД-20 и адиабатический генератор заряженных торов "Адгезатор-20", рассчитанные на повторение циклов ускорения с частотой до 20 с^{-1} , уже готовы. Изготавливается линейный индукционный ускоритель заряженных торов. Он должен обеспечить ускорение до энергии 20 МэВ/нуклон всех ионов до ионов урана. Удачное завершение этой разработки создаст в Институте новые экспериментальные возможности для исследований в области ядерной физики.

Таким образом, на протяжении всех 30 лет существования ОИЯИ в его подразделениях велась напряженная и успешная работа по развитию ускорительной и реакторной базы для широкого спектра экспериментальных исследований практически по всем основным направлениям физики элементарных частиц, атомного ядра, конденсированных сред. Создавались также специализированные ускорители для прикладных исследований. Перспективными планами Института предусматривается дальнейшее развитие этих работ.

УДК 001.89 (103)

ДУБНА. ШТРИХИ К ПОРТРЕТУ

*А.С. Гиршева, редакторе еженедельника
"Дубна: наука, содружество, прогресс"*

Город мирного атома, столица науки, "мекка" физиков, жемчужина северного Подмосковья — каких только названий не удостоивалась Дубна за 30 лет своего существования! Почти каждый побывавший здесь журналист с восторгом сообщал читателям, что на улицах Дубны звучит разноязыкая речь, привокзальное кафе называется "Нейтрино", а от плавательного бассейна "Архимед" рукой подать до реки Волги, что в одном из высотных домов города есть отличный книжный магазин с задорным названием "Эврика" ... Благодаря популярной телепередаче "Очевидное — невероятное" повсюду стало известно, что велоси-

педистов в Дубне больше, чем пешеходов, а кинодокументалисты пытались показать, что за соснами почти не видны дубненские новостройки...

Да, многими неповторимыми чертами, "лица необщим выраженьем" запоминается Дубна.

За 30 лет неузнаваемо изменился внешний облик города, выросли многоэтажные дома, поднялись новые корпуса лабораторий. Ветераны Института с умилением теперь вспоминают, что когда-то в городе было всего несколько улиц: Южная, Центральная, Парковая (сейчас они носят имена выдающихся ученых — И.В. Курчатова, В.И. Векслера, Ф. Жолио-Кюри). Старожилы рассказывают, что в центре Дубны было всего несколько двухэтажных каменных домов, а вокруг толпились низкорослые деревянные постройки, простирались болота и леса. Даже не верится сейчас, что в первые годы существования ОИЯИ поездка в Москву на автобусе была целым событием и что при образовании Лаборатории нейтронной физики в ней насчитывалось всего три сотрудника...

Да, множество событий произошло в жизни города за 30 лет, но неизменным было, есть и будет одно: неповторимая атмосфера Дубны, в которой совершаются открытия мирового значения, — атмосфера научного поиска, дружбы, интернационализма, сотрудничества.

"Дубна является не только городом, где слова "дружба", "интернационализм", "сотрудничество" приобретают совершенно конкретный смысл, — в ходе работы здесь возникают дружеские связи, которые, что особенно важно для молодых людей, сохраняются на всю жизнь.

Дубна — магнит и мечта для всех, кто хочет углубиться в изучение материи. Это неудивительно. Здесь есть все условия для работы, для проявления способностей и овладения новыми знаниями. Но, я думаю, притягательная сила Дубны заключается и в другом. Здесь живут люди сердечные и гостеприимные, здесь течет великая река Волга, вокруг прекрасные поля и леса, здесь много построено и еще больше строится... В Дубне я узнал, почувствовал душу русского человека, полюбил русскую землю".

К этим словам известного болгарского ученого академика Христо Христова могут полностью присоединиться и те, кто связан с Дубной и Институтом многие годы, и те, кому довелось здесь жить и работать всего несколько месяцев.

Все сотрудники Института чувствуют себя членами большой интернациональной семьи. Ее прекрасный живой символ — парк Дружбы на берегу Волги. Он был заложен руками ученых братских социалистических стран в честь 60-летия Великого Октября. Год от года крепнут деревья, с каждой весной все гуще становится на них зеленая листва. И стало хорошей традицией в день Ленинского коммунистического субботника создавать здесь новые аллеи.

В Дубне делают удивительные открытия не только в мире элементарных частиц, но и в области человеческих отношений. Вот что говорит об этом почетный член Академии наук СССР Нгуен Ван Хьюе:

“Для меня Дубна — это не только школа теоретической физики. Это — школа дружбы. Именно здесь для меня стало ясным то, что совместная работа ученых стран социализма — это не простое сложение умов и средств. Мне стало ясным, что здесь два плюс три дает намного больше пяти. Вот в чем характерное свойство “существенно нелинейных полей”. И здесь, в Дубне, я обнаружил новый тип “взаимодействия”, новую силу дальнего действия притяжения, объединяющую ученых из географически далеких, но по сердцам близких стран. Это наша интернациональная солидарность. Эта могучая сила превратила нас в самую твердую, непобедимую, самую “тяжелую частицу” — максимон”.

Если обратиться к специалистам, приехавшим работать в Дубну из разных стран—участниц Института, с вопросом “Как вы проводите свободное время?”, то большинство ответит, наверное, так: “У меня такого времени практически нет, потому что главное для меня — не отдых, а максимальное использование тех уникальных возможностей, которые предоставлены в лабораториях ОИЯИ для научной работы”. И все-таки не наукой единой живут в Дубне физики, математики, химики... Они активно занимаются спортом: бегают, плавают, играют в волейбол, футбол, малый и большой теннис, занимаются в секциях виндсерфинга и верховой езды. Многие сотрудники Института могут гордиться и спортивными успехами. Впервые в жизни встают в Дубне на лыжи кубинцы, монголы, вьетнамцы, и на традиционных спартакиадах дружбы накал борьбы не уступает олимпийскому.

Живя в Дубне, вдалеке от столичных театров, музеев, дубненцы отнюдь не чувствуют себя оторванными от большого искусства. Преодолев расстояние 130 км, из Москвы в Дубну, несмотря на утомительную дорогу, непогоду, приезжают известные артисты и музыканты. В залах Дома ученых и Дома культуры не раз выступали Святослав Рихтер, Лили Иванова, Карел Готт, Беата Тышкевич, Аркадий Райкин, Данг Тхай Шон, солисты Берлинской оперы и актеры Театра на Таганке...

Не только Институт, но и сам город создан для того, чтобы люди, занятые напряженной научной деятельностью, имели возможность интересно отдыхать, а их дети — гармонично развиваться.

О дубненских детях — разговор особый. Маленький подмосковный город открывается перед ними широкие горизонты, сотни дорог. Хочешь быть, как родители, физиком, математиком — будь им! При ОИЯИ уже много лет действует физико-математическая школа, преподают в которой ведущие ученые и талантливые молодые специалисты. Не первый год проходят в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации серьезную практику, овладевая одной из самых современных массовых профессий, юные программисты.

Детство тысяч дубненских ребят окрылила песня — даже перед трехлетними гостеприимно распахнуты двери знаменитой хоровой студии “Дубна”, удостоенной звания лауреата премии Ленинского комсомола. А еще есть детская балетная студия “Фантазия”, клуб юных техников, музыкальные школы, фотостудия, множество спортивных секций и

кружков. И каждый год проводятся в Дубне молодежные праздники, антивоенные митинги, где юные дубненцы из Софии, Будапешта, Ханоя, Берлина, Пхеньяна, Гаваны, Улан-Батора, Варшавы, Бухареста, Праги вместе со своими советскими сверстниками поют: "Пусть всегда будет солнце!" И на разных языках звучит слово "Мир!".

Сегодня, никуда не уезжая из Дубны, можно выучить несколько иностранных языков, закончить училище, техникум, вуз, получив нужную Институту и другим учреждениям города профессию.

Вот еще одна характерная черта 30-летней Дубны — ныне в лабораториях Института, в его производственных подразделениях начинают свою научную, рабочую биографию те, кто родился в этом городе, кто рос и вырос вместе в нем. Так продолжается эстафета поколений. И ветераны Института, и молодежь гордятся тем, что они причастны к достижениям первого в мире города интернациональной науки, где людей из разных стран объединяет общий труд в мирных целях. Поэтому Дубну по праву считают и прообразом городов Будущего.

* *
*
*
*

● 24 июля 1956 г. Указом Президиума Верховного Совета РСФСР поселок Дубна Калининской области был преобразован в город и включен в состав городов Московской области.

● Дубна — один из самых зеленых городов Подмосковья. Около 20 км² территории города занято лесами, зелеными насаждениями.

● Средний возраст жителей Дубны — 33,1 года.

● В Дубне работает 28 дошкольных учреждений, которые посещают почти 5 тыс. детей.

● 66,9% работающего населения Дубны имеют высшее и среднее образование. Около 11 тыс. жителей города учатся.

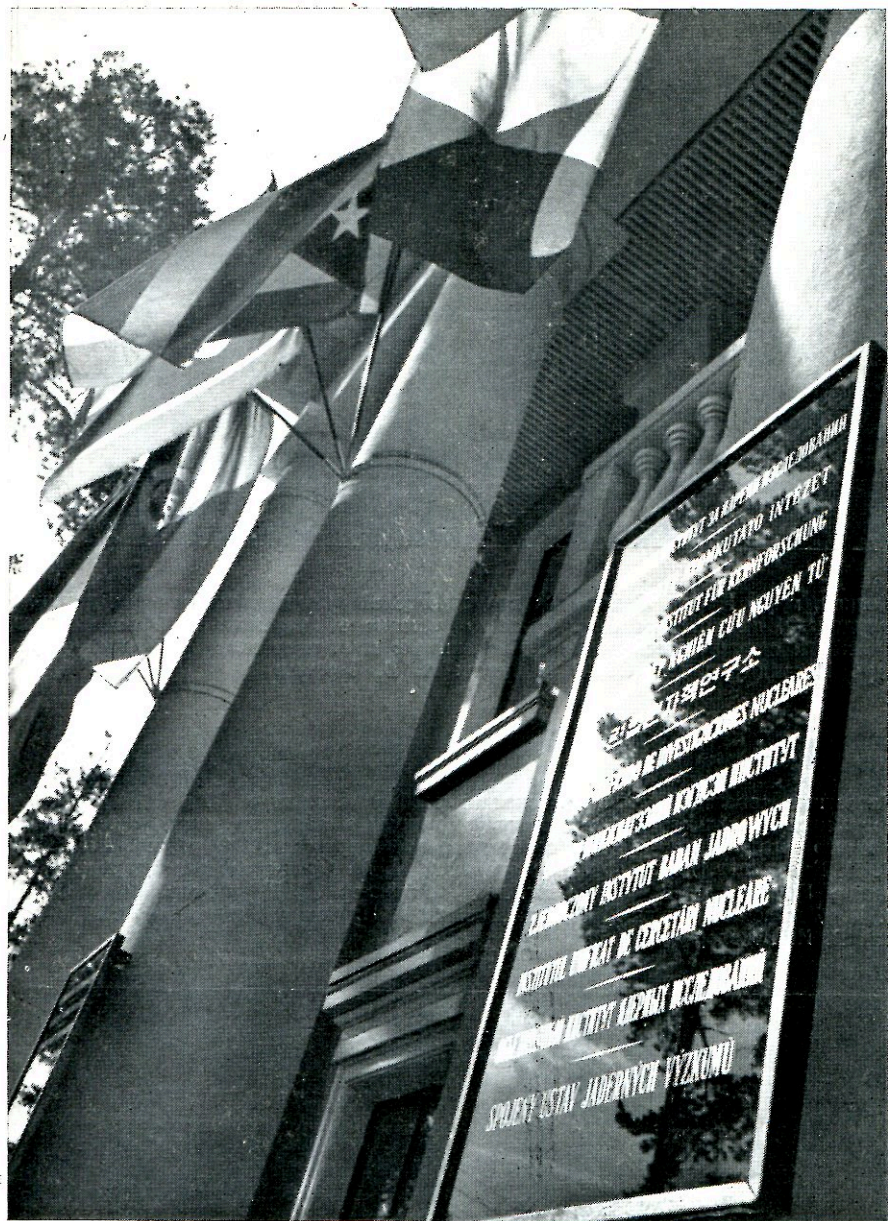
● В городе работают два филиала высших учебных заведений, два техникума, профессионально-технические училища.

● В 25 библиотеках зарегистрирована 51 тыс. читательских абонементов.

● На 1 тыс. жителей выписывается 1301 экз. газет и журналов.

● В 74 коллективах художественной самодеятельности участвуют более 3 тыс. человек. Работают 28 клубов и объединений, 12 народных университетов.

● Город располагает двумя стадионами, плавательным бассейном, теннисными кортами, 15 спортивными залами, четырьмя тирами, легкоатлетическими дорожками, лыжными базами, освещенными лыжными трассами.



Объединенный институт ядерных исследований — первый международный научный центр социалистических стран. В настоящее время здесь работают ученые из одиннадцати стран: НРБ, ВНР, СРВ, ГДР, КНДР, Республики Кубы, МНР, ПНР, СРР, СССР и ЧССР



Москва, март 1956 г. Совещание представителей правительств социалистических государств, на котором было принято решение об учреждении Объединенного института ядерных исследований. На снимке: выступает главный ученый секретарь Президиума АН СССР академик А. В. Топчиев

Известные советские ученые и специалисты возглавили в ОИЯИ важные направления деятельности. На снимке, сделанном в перерыве между заседаниями Ученого совета летом 1965 г. (слева направо): директор ЛТФ чл.-кор. АН СССР Д. И. Блохинцев, директор ЛНФ академик И. М. Франк, административный директор Института В. Н. Сергиенко, директор ЛЯП чл.-кор. АН СССР В. П. Джелепов, директор ЛЯР академик Г. Н. Флеров, директор ЛВЭ академик В. И. Векслер





Деятельность ОИЯИ — пример международного сотрудничества в области науки, вызывающего интерес ученых, государственных и общественных деятелей, дипломатов, журналистов разных стран. Среди всемирно известных ученых, посетивших Дубну, был выдающийся французский физик и общественный деятель Фредерик Жолио-Кюри. На снимке: гостя принимают первый директор ОИЯИ чл.-кор. АН СССР Д. И. Блохинцев и вице-директор профессор В. Вотруба. В беседе участвуют сотрудник Президиума АН СССР С. Г. Корнеев, академик Б. М. Понтекорво, академик Л. Инфельд (1958 г.)

Многие выдающиеся ученые стран-участниц принимали и принимают активное участие в организации Объединенного института, в работе его руководящих органов, в развитии международного сотрудничества. На снимке: директор Института академик Н. Н. Боголюбов беседует с Полномочными Представителями ВНР и СРР академиком Л. Яноши и академиком Х. Хулубеем (1966 г.)







В 1976 г. Объединенный институт ядерных исследований награжден орденом Дружбы народов. От имени Президиума Верховного Совета СССР президент Академии наук СССР академик А. П. Александров вручил награду дирекции ОИЯИ

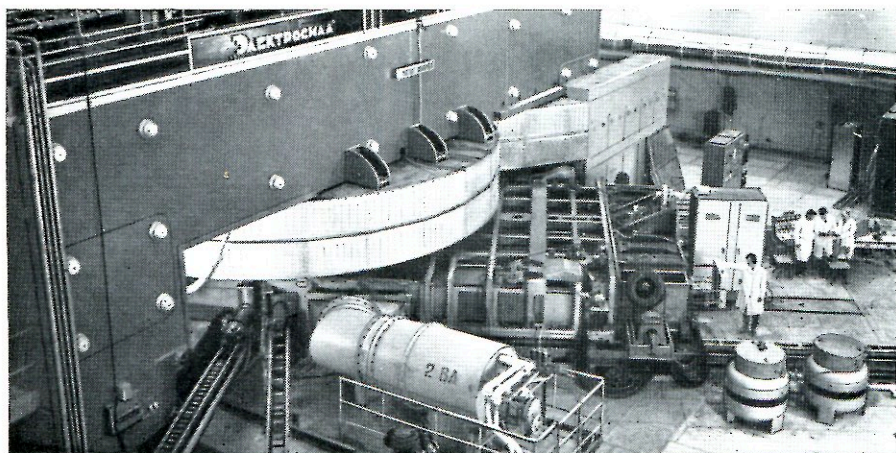


Дубна, 1970 г. Соглашение о научно-техническом сотрудничестве между ОИЯИ и Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР подписали председатель ГКАЭ академик А. М. Петросьянц и директор ОИЯИ академик Н. Н. Боголюбов. При подписании присутствовали: вице-директора Института профессор А. Михуля и профессор Н. Содном, академик Х. Христов, административный директор Института В. Л. Карповский, директора лабораторий чл.-кор. АН СССР Д. И. Блохинцев, чл.-кор. АН СССР М. Г. Мещеряков и др.



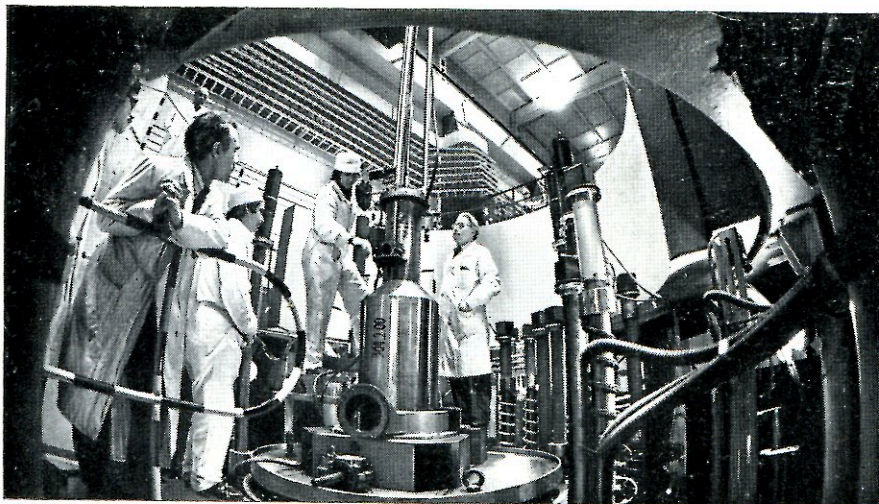
Крупнейший ускоритель ОИЯИ — синхрофазотрон на энергию протонов 10 ГэВ, запущенный в 1957 г. В 1970 г. на нем началось ускорение ядер, позволившее развернуть широкую программу исследований в новом научном направлении — релятивистской ядерной физике

Первым ускорителем Дубны был шестиметровый синхроциклотрон, ускорявший протоны до энергии 680 МэВ. Сейчас на базе синхроциклотрона создан сверхточный фазотрон, обеспечивающий новые экспериментальные возможности для ученых стран — участниц Института



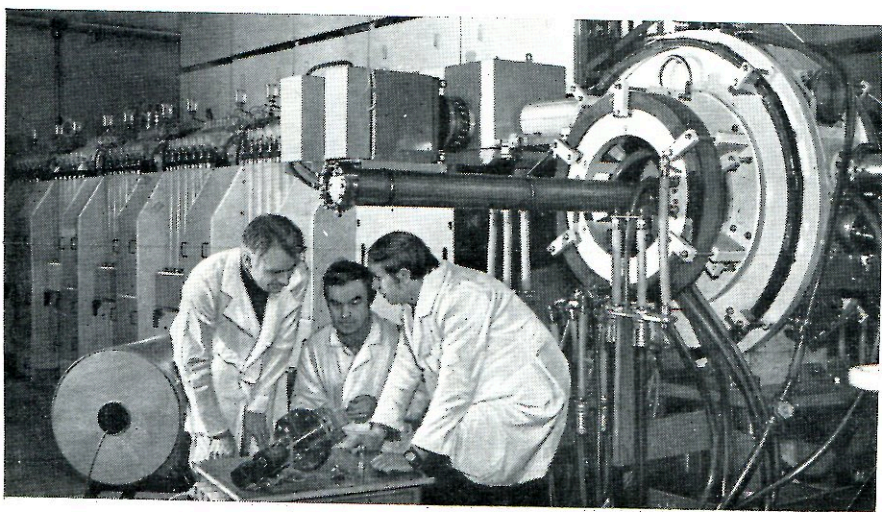


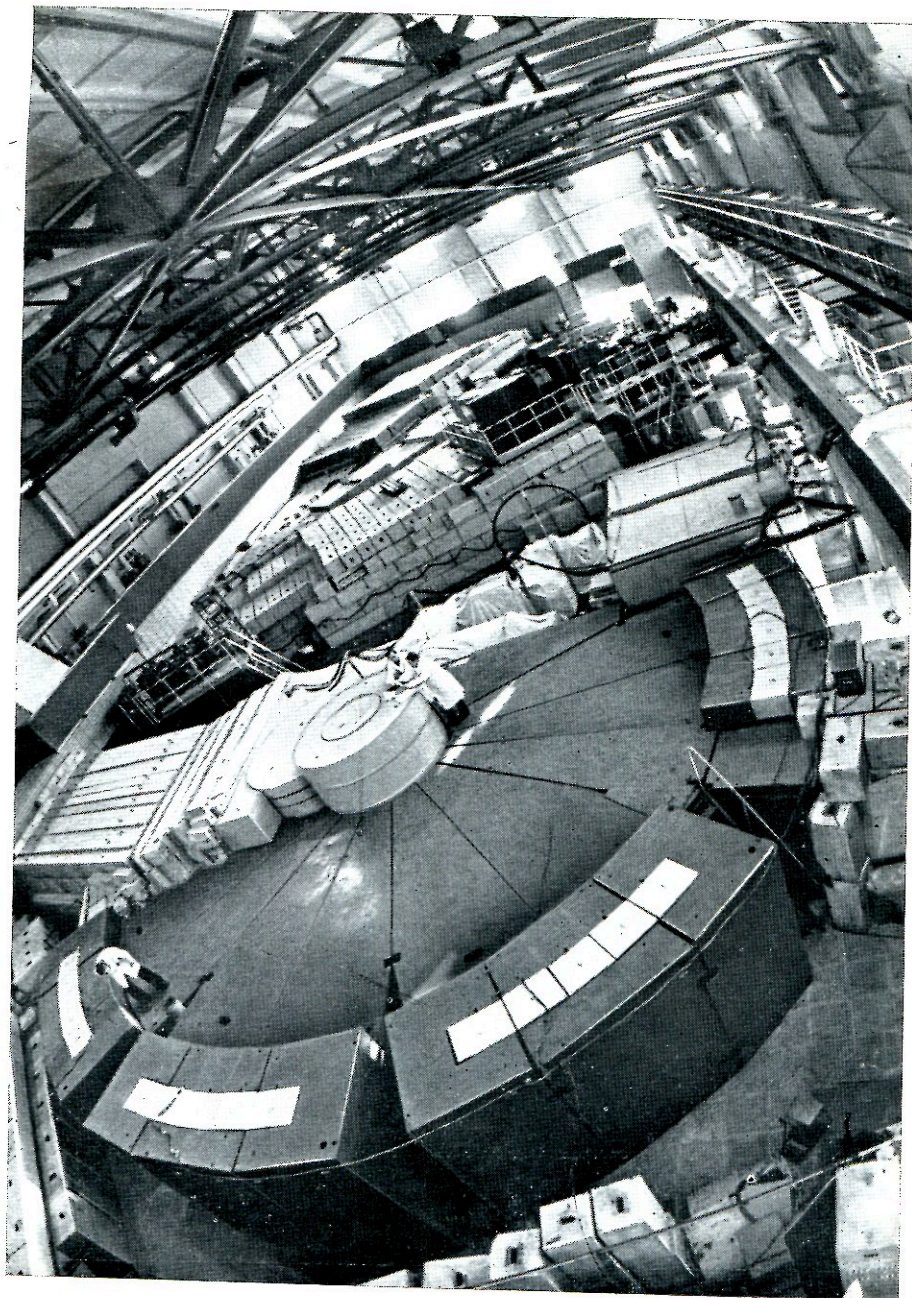
В 1978 г. вступил в строй действующих базовых установок Института новый мощный ускоритель тяжелых ионов — изохронный циклотрон У-400, проект которого был разработан специалистами ОИЯИ. Он обеспечивает получение максимальной интенсивности пучков ионов элементов первой половины Периодической системы Менделеева



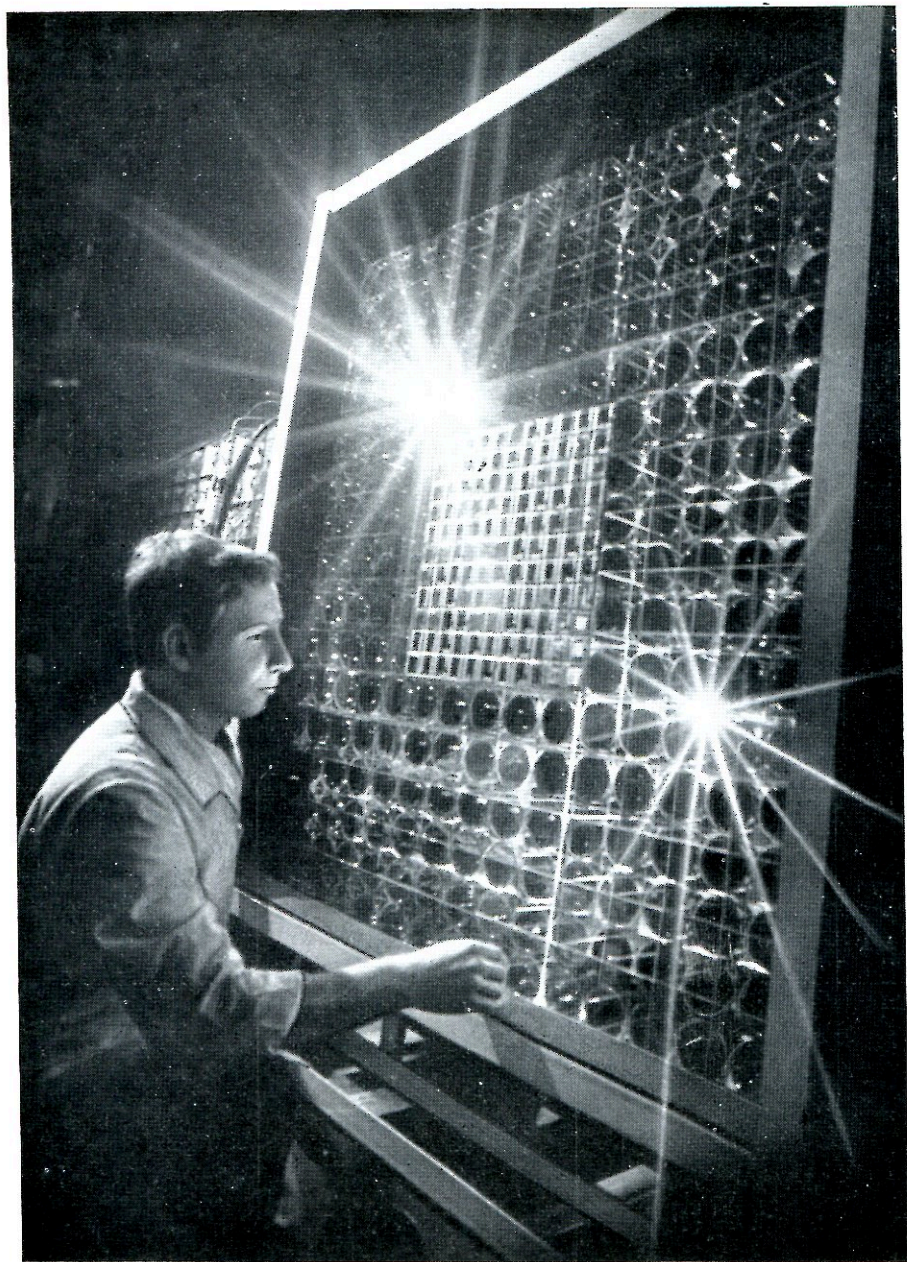
Значительным достижением ОИЯИ явилось сооружение нового мощного импульсного реактора периодического действия на быстрых нейтронах ИБР-2. На нем достигнут рекордный поток тепловых нейтронов, уникальные параметры реактора открывают перед учеными широкие возможности для физических экспериментов и прикладных исследований

В ОИЯИ предложен принципиально новый метод ускорения заряженных частиц, названный коллективным методом. Учеными Института разработаны теоретические основы метода и ведутся работы по созданию ускорителя тяжелых ионов. На снимке: подготовка к экспериментам с головной частью КУТИ — линейным ускорителем электронов и адгезатором





В двух экспериментальных залах на девяти пучках нейтронов импульсного реактора ИБР-2 ведутся физические исследования. Для изучения свойств конденсированных сред с помощью импульсных источников нейтронов создан спектрометр ДИН-2К

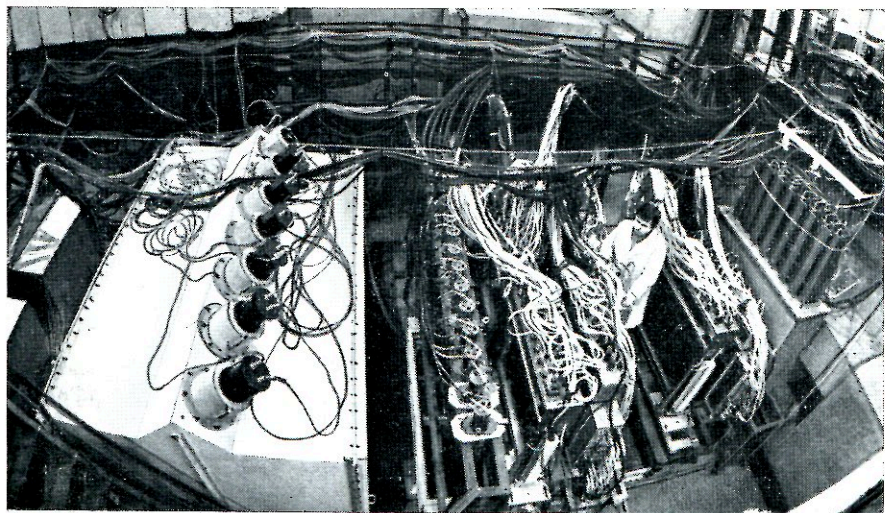


Ученые ОИЯИ осуществляют большую программу экспериментов на крупнейшем советском ускорителе Института физики высоких энергий (Протвино). Одна из крупных установок «Гиперон» используется для изучения бинарных и многочастичных процессов при высоких энергиях. На снимке: узел установки — ливневый детектор из свинцового стекла



Дальнейшее развитие получил центральный вычислительный комплекс ОИЯИ. Введена в эксплуатацию и широко используется физиками Института ЭВМ ЕС-1060. На снимке: зал ЭВМ

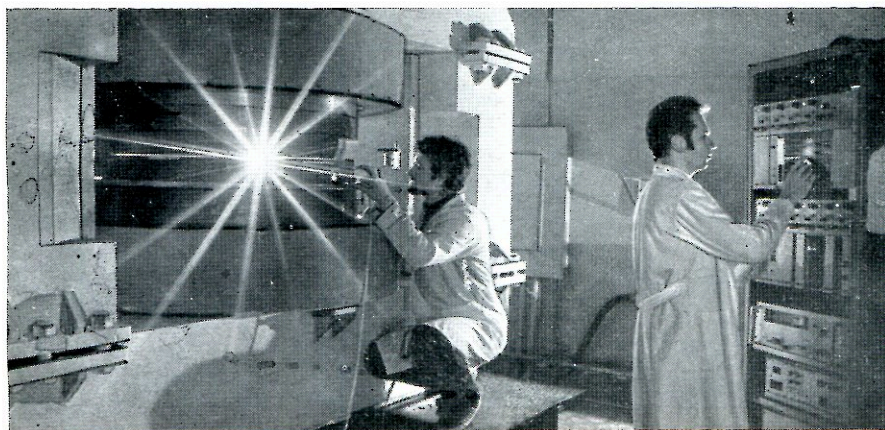
Примером широкого международного сотрудничества являются исследования механизма рождения и распада частиц при высоких энергиях. В этих исследованиях вместе с учеными ОИЯИ участвуют специалисты 16 институтов из семи стран — участниц ОИЯИ. Эксперименты ведутся на пучке ускорителя ИФЭ в Протвино с помощью крупной установки ОИЯИ — бесфильмового искрового спектрометра. Получены результаты большой научной значимости

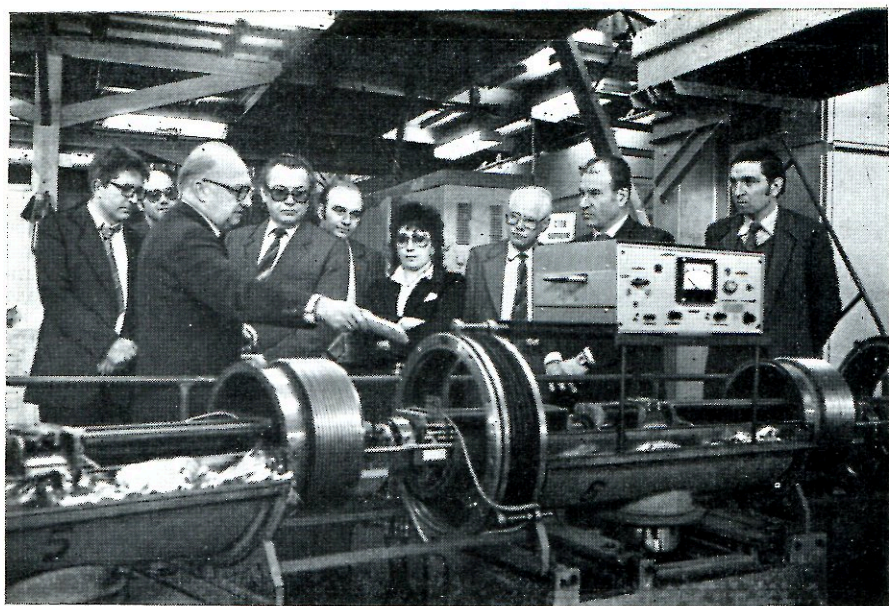




Опытное производство ОИЯИ располагает широкими технологическими возможностями для изготовления экспериментальной аппаратуры, в том числе крупных установок. На снимке: Полномочный Представитель СССР в ОИЯИ, председатель ГКАЭ СССР А. М. Петросьянц и член ученого совета ОИЯИ начальник главного управления ГКАЭ СССР А. А. Васильев знакомятся с работой одной из технологических линий в Опытном производстве

Методика физических исследований используется специалистами ОИЯИ для многих научно-прикладных работ в медицине, геологии, биологии, материаловедении и др. Одна из новых разработок — циклический имплантатор для серийного производства пленочных ядерных фильтров и изучения радиационного воздействия тяжелых ионов на различные материалы





Модельный сверхпроводящий синхротрон разработан в ОИЯИ на основе оригинальной технологии сверхпроводящих магнитов типа «Дубна». На снимке: Чрезвычайный и Полномочный посол НРБ в СССР Димитр Жулев во время визита в ОИЯИ. С работами по созданию синхротрона его познакомил директор ЛВЭ академик А. М. Балдин

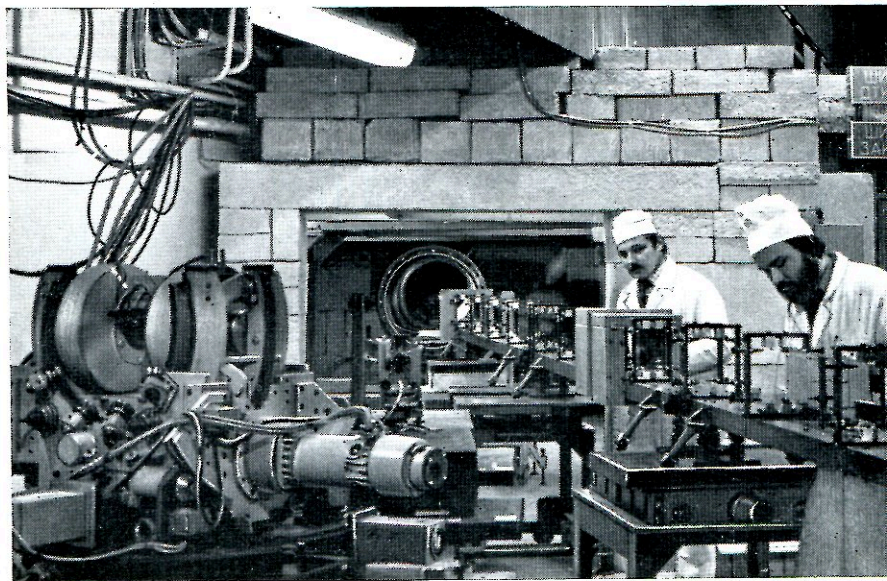
Многие физические установки создаются объединенными усилиями научных коллективов ОИЯИ и институтов стран-участниц. В сотрудничестве ОИЯИ с Институтом ядерной физики (Краков, ПНР) разработан автоматический изохронный циклотрон АИЦ-144. На снимке: монтаж ускорителя в Институте ядерной физики

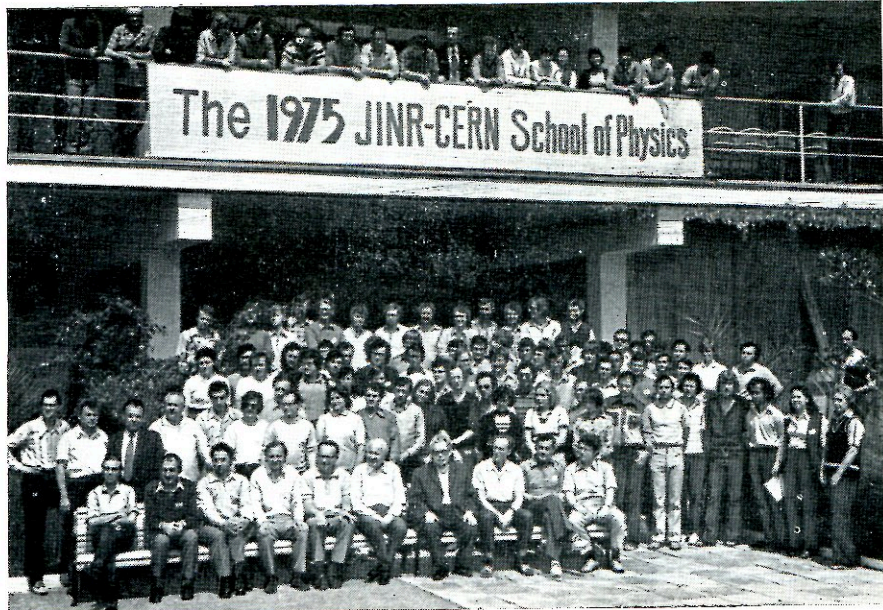




Объединенный институт является организатором многих крупных совещаний, некоторые из них стали традиционными в 1979 г. Дубна. Международный симпозиум по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. На снимке: участники симпозиума вице-президент АН СССР академик А. А. Логонов, директор ОИЯИ академик Н. Н. Боголюбов, директор Института ядерных исследований АН СССР чл.-кор. АН СССР А. Н. Тавхелидзе

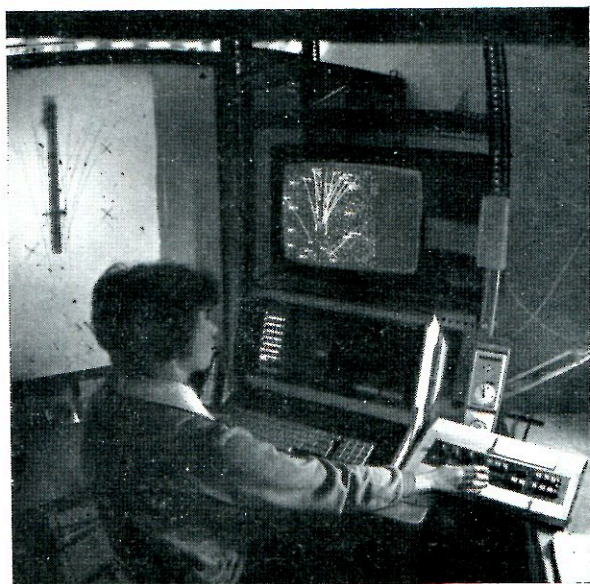
Активно развивается сотрудничество ОИЯИ с научными центрами ГДР в разработке новых установок для экспериментов на пучках ИБР-2. На снимке: спектрометр поляризованных тепловых нейтронов, в создании которого приняли участие специалисты Высшей технической школы в Магдебурге





Международная школа физиков ОИЯИ — ЦЕРН (Европейский центр ядерных исследований) проходила в мае 1975 г. в Алуште. Молодые ученые познакомились с важнейшими теоретическими достижениями и экспериментальными результатами последних лет в физике высоких энергий и элементарных частиц. Организация таких школ — одно из направлений научного сотрудничества ОИЯИ и ЦЕРН

Ученые Центрального института физических исследований (ВИФ) участвуют в обработке экспериментальной информации, получаемой на установках ОИЯИ. Для этих работ ими созданы автоматизированные приборы. На снимке: проволочная измерительная система для обработки снимков с трековых камер





Вид на город с Волги

Книжный магазин «Эврика»



ЦВЕТНЫЕ КВАРКИ

*Н.Н. Боголюбов, академик, В.А. Матвеев, профессор,
А.Н. Тавхелидзе, чл.-кор. АН СССР*

Идея цветных кварков, фундаментальных фермионов, обладающих специфическим квантовым числом — цветом и являющихся наравне с лептонами простейшими составляющими вещества, лежит в основе современных теоретических представлений о мире элементарных частиц и атомных ядер. С этой идеей, представляющей собой поистине один из краеугольных камней современного естествознания, связаны многие достижения в физике элементарных частиц, атомного ядра и высоких энергий.

Без представления о цветных кварках как фундаментальных составляющих материи вряд ли были бы возможны прогресс в понимании эволюции ранней Вселенной и продвижение по пути реализации глубокой идеи о единстве всех сил природы.

Понятие цвета — нового квантового числа, введенного Н.Н. Боголюбовым, Б.В. Струминским и А.Н. Тавхелидзе в 1965 г. в связи с решением проблемы статистики кварков [1], лежит в настоящее время в основе спектроскопии адронов, квантовой хромодинамики, а также различных вариантов *объединенных калибровочных теорий сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий*.

Когда в 1964 г. в работах Гелл-Мана [2] и Цвейга [3] была высказана гипотеза кварков — гипотетических частиц, из которых строятся все наблюдаемые сильновзаимодействующие частицы (мезоны и барионы), кварки мыслились как сугубо математические объекты, в терминах которых наиболее просто и изящно можно описывать обнаруженные к тому времени свойства унитарной $SU(3)$ -симметрии сильных взаимодействий [4]. Обладающие дробными электрическими зарядами и не наблюдаемые в свободном состоянии частицы не сразу получили необходимое физическое истолкование.

Прежде всего, построение адронов из кварков, обладающих спином $1/2$, противоречило принципу Паули для систем частиц с полудельным спином. Проблема статистики кварков была, однако, не единственной трудностью, стоящей на пути теории. Оставался без ответа вопрос: почему в природе реализуются лишь системы, соответствующие трем кваркам или кварк-антикварковым парам, и почему отсутствуют указания о существовании других многокварковых состояний? Особую важность приоб-

рел вопрос о возможности существования кварков в свободном состоянии (проблема удержания, или невылетаия, кварков).

Анализ этих проблем привел в 1965 г. Н.Н. Боголюбова, Б.В. Струминского и А.Н. Тавхелидзе [1], а также независимо от них Намбу и Хана [5], Фройнда [6] и Миямото [7] к кардинальной идее о наличии у кварков нового, неизвестного ранее квантового числа, впоследствии названного цветом [8].

Согласно гипотезе цветных кварков, кварки подчиняются статистике Ферми-Дирака, причем кварк каждого типа появляется в трех унитарно эквивалентных состояниях $q = (q_1, q_2, q_3)$, различающихся значениями нового квантового числа — цвета. Так как в то время, когда было введено новое квантовое число, было известно лишь три типа кварков — u , d и s , модель цветных кварков получила название модели трех триплетов.

Предполагалось, что волновая функция наблюдаемого семейства барионов, описываемая в приближении спин-унитарной симметрии полностью симметричным 56-компонентным тензором, полностью антисимметрична по переменным цвета трех составляющих кварков [9]

$$\Psi_{ABC}(x_1, x_2, x_3) = (1/\sqrt{6}) \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \Phi_{abc}(x_1, x_2, x_3), \quad (1)$$

где $A = (a, \alpha)$; $B = (b, \beta)$; $C = (c, \gamma)$.

Данное предположение приводит к выводу о том, что наблюдаемые мезоны и барионы нейтральны по отношению к новому квантовому числу и отвечают, выражаясь в терминах соответствующей этому квантовому числу унитарной $SU(3)$ -симметрии, синглетным состояниям. Например, известные мезоны и барионы строятся следующим образом из кварков и антикварков:

$$\left. \begin{aligned} \bar{q}^\alpha(1) q_\alpha(2) &- \text{мезоны;} \\ \epsilon^{\alpha\beta\gamma} q_\alpha(1) q_\beta(2) q_\gamma(3) &- \text{барионы,} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где цветовые индексы α, β и γ пробегают три значения.

Таким образом, гипотеза цветных кварков позволила удовлетворить принципу Паули для спиновых кварков, а также требованиям спектроскопии адронов.

Введение цветных ферми-кварков как физических фундаментальных частиц открыло путь к динамическому описанию элементарных частиц. Главной проблемой на этом пути было отсутствие кварков в свободном состоянии. Объяснение данного явления, известного как удержание, или невылетание, кварков — одна из наиболее узловых принципиальных проблем, стоящих перед современной физикой элементарных частиц. Хотя очевидно, что окончательно решить проблему невылетаия можно только экспериментально, был предпринят ряд попыток дать логически непротиворечивое объяснение "вечного заключения" кварков внутри адронов.

Динамическая кварковая модель, разработка которой началась в Дубне в 1964 г., опиралась на предположение о том, что кварки — весьма тяжелые объекты, связанные в адронах огромными силами, которые, с одной стороны, обуславливают большой дефект масс кварков в адронах, а с другой — препятствуют их вылету наружу [1, 9, 10]. Данная модель позволила систематически описать как статические наблюдаемые характеристики элементарных частиц (магнитные моменты, аксиально-

векторные константы слабых переходов и др.), так и формфакторы адронов. Эти исследования дали толчок развитию современных кварковых моделей элементарных частиц, среди которых наибольшей популярностью пользуются модель кваркового мешка [10, 11] и кварк-партоновая модель.

Важный шаг на пути развития динамической теории адронов сделал Намбу, который впервые ввел в рассмотрение векторные поля — переносчики цветового взаимодействия, явившиеся прообразом квантохромодинамических глюонных полей [12]. Квантовая хромодинамика (КХД), бурно развивающаяся в течение последних лет, возникла, таким образом, как результат объединения гипотезы цветных кварков и цветовой $SU_c(3)$ -симметрии с принципом локальной калибровочной инвариантности Янга—Миллса.

В этой связи важно подчеркнуть, что гипотеза Гринберга о параферми-статистике кварков [13] не позволяет ввести калибровочную $SU_c(3)$ -симметрию, лежащую в основе КХД, и является, таким образом, физически неприемлемой альтернативой гипотезе цветных ферми-кварков [14].

В рамках настоящей статьи невозможно, очевидно, осветить все достижения КХД, развитие которой знаменует значительный прогресс теории сильных взаимодействий.

Отметим лишь, что КХД и соображения о составной природе адронов приводят к возможности последовательного теоретического описания широкого круга явлений приближенной масштабной инвариантности или автомодельного поведения, позволяют обосновать метод кваркового счета для процессов с большими передаваемыми импульсами.

В последние годы идея цветных кварков и фундаментальных хромодинамических сил начинает проникать в теорию ядерных явлений. Наиболее прямым указанием на проявление кварковой структуры ядер является наблюдающийся на опыте закон степенного уменьшения электромагнитного формфактора дейтрона при больших передаваемых импульсах, хорошо согласующийся с формулой кваркового счета и указывающий на наличие жесткой шестикварковой структуры у дейтрона [15, 16].

В работах последнего времени весьма интенсивно обсуждаются проблемы учета кварковых степеней свободы при описании чисто ядерных явлений, в особенности тех, которые протекают при высоких энергиях и больших передаваемых импульсах. Указывается, в частности, на возможность возбуждения "скрытого цвета" в ядерной материи и ряд других следствий [17].

В становлении новой области исследований, называемой сейчас релятивистской ядерной физикой, большую роль сыграли теоретические работы А.М. Балдина и инициированные им в 70-х годах широкие экспериментальные исследования на пучках релятивистских ядер синхротрона в Дубне, приведшие, в частности, к установлению границ применимости протон-нейтронной модели ядра.

Представление о цветных кварках и цветовой симметрии вот уже почти 20 лет лежит в основе физики элементарных частиц. Позволив

разрешить проблемы адронной спектроскопии, гипотеза цветных кварков привела в дальнейшем к созданию КХД — калибровочной теории сильных взаимодействий, вызвала к жизни многочисленные варианты теории "большого объединения".

В теоретических исследованиях последнего десятилетия большое внимание уделялось вопросу о том, является ли цветовая симметрия точным или приближенным законом природы. С этой еще не решенной принципиальной проблемой теории элементарных частиц тесно связан вопрос о зарядах кварков. Уже в первых работах, посвященных модели трех триплетов, указывалось на возможность выбора целочисленных значений электрических и барионных зарядов цветных кварков. Введение целочисленных зарядов кварков, зависящих от их цветового состояния, приводит, очевидно, к нарушению цветовой симметрии, по крайней мере, в электромагнитных взаимодействиях частиц.

Исследование проблем спонтанного нарушения цветовой симметрии привело в последние годы к интересным и важным результатам, касающимся особенностей структуры вакуума в калибровочных теориях с цветными скалярными полями и вопроса о существовании легких скалярных кварков [18].

Подчеркнем, что гипотеза о целочисленности зарядов кварков и спонтанном нарушении цветовой и других калибровочных симметрий привела к представлению о нестабильных кварках и послужила основой для ряда объединенных калибровочных моделей элементарных частиц, допускающих распад нуклона и другие процессы с несохранением барионного числа. Экспериментальная проверка предсказаний подобных теорий — дело ближайшего будущего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965. 13 с.; Tavkhelidze A.N. — In: High Energy Physics and Elementary Particles. Vienna: IAEA, 1965, p. 753–762.
2. Gell-Mann M. — Phys. Lett., 1964, vol. 8, p. 214–215.
3. Zweig G. Preprint TH-104, CERN, Geneva, 1964, 12 p.
4. Neeman Y. — Nucl. Phys., 1961, vol. 26, p. 222–229.
5. Han M.Y., Nambu Y. — Phys. Rev., 1965, vol. 139B, p. 1006–1010.
6. Freund P.G. — Nuovo Cimento, 1965, vol. 39, p. 769–771.
7. Migamoto Y. — Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra, 1965, N 187, p. 187–192.
8. Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. — Rev. Mod. Phys., 1978, vol. 50, N 4, p. 721–744.
9. Боголюбов Н.Н., Нгуен Ван Хьеу, Матвеев В.А. и др. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965; — В кн.: Проблемы физики элементарных частиц. Ереван: Изд-во АН СССР, 1965, с. 406–420.
10. Bogoliubov P.N. — Ann. Inst. H. Poincare, 1968, vol. VIII, p. 163–189.
11. De Grand T., Jaffe R.L., Jonson K. e.a. — Phys. Rev., 1975, vol D12, p. 2060–2076.
12. Nambu Y. — In: Preludes in Theoretical Physics/Ed. R. Gatto. N.Y.: Wiley, 1972, p. 175–211.
13. Greenberg O.W. — Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 13, p. 598–603.
14. Говорков А.Б. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1983, т.1 4, вып. 5, с. 1229–1279.
15. Arnold R.G. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 35, p. 776–779.
16. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. — В кн.: Труды IV Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий/Под ред. А.М. Балдина и др. Пре-

принт ОИЯИ Д1-9224. Дубна, 1975, с. 219–232; Brodsky S. – In: Few Body Problems Nuclear Particles Physics. Quebec: Les Presses de l'Univ. Laval, 1975, p. 676–690.

17. Матвеев В.А. – В кн.: Мультикварковые системы. Теория и эксперимент. Лекции на школе по физике высоких энергий (Гомель, БССР). Препринт ОИЯИ P2-12080. Дубна, 1978, с. 123–201.

18. Матвеев В.А., Гавхалидзе А.Н., Шапошников М.Е. – Теорет. и мат. физ., 1984, т. 59, № 3, с. 323–344.

УДК 530.145

ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО

*С.М. Биленький, д-р физ.-мат. наук,
Б.М. Понтекорво, академик*

Осцилляции нейтральных каонов – один из самых замечательных эффектов в физике элементарных частиц – были предсказаны Гелл-Маном и Пайсом в 1954 г. Вскоре после этого они были открыты. В настоящее время осцилляции каонов представляют собой детально изученное явление. Существуют ли аналогичные эффекты в системах других частиц?

В 1957–1958 гг. в Дубне [1, 2] была впервые высказана гипотеза осцилляций нейтрино. В то время, когда была выдвинута эта гипотеза, был известен один тип нейтрино. Только что была создана и нашла широкое признание теория двухкомпонентного нейтрино, предложенная Ландау, Ли и Янгом и Саламом. Большинство физиков думало, что масса нейтрино равна нулю и осцилляции нейтрино невозможны.

Выполненные в Дубне пионерские работы по осцилляциям нейтрино были основаны на предположении о том, что лептонный заряд (как и странность) не является строго сохраняющимся квантовым числом и волновая функция нейтрино представляет собой "смесь" волновых функций майорановских нейтрино (истинно нейтральных частиц со спином $1/2$) с отличными от нуля и различными массами m_1 и m_2 (аналогично тому, как волновая функция K^0 -мезона является смесью волновых функций истинно нейтральных K_1^0 - и K_2^0 -мезонов)*. Если массы m_1 и m_2 достаточно малы, то для слабых распадов частиц такая теория дает практически те же следствия, что и теория двухкомпонентного нейтрино. Однако в соответствии с этой теорией в пучках нейтрино должны иметь место переходы (осцилляции) нейтрино с отрицательной спиральностью ("левых" нейтрино) в антинейтрино с отрицательной спиральностью ("левых" антинейтрино): $\nu_L \rightleftharpoons \bar{\nu}_L$ (аналогично тому, как в пучках нейтральных каонов имеют место осцилляции $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$).

В обычном слабом $V-A$ -взаимодействии участвует только левое нейтрино (и правое антинейтрино). Таким образом, левые антинейтрино являются "стерильными" частицами [2, 3]. Обнаружить осцилляции нейтрино в этом случае можно по "нехватке" обычных левых нейтрино на некотором расстоянии от источника нейтрино.

В 60-х годах в Дубне были рассмотрены [2–4] возможные эксперименты с нейтрино от реакторов, ускорителей и Солнца, в которых мог-

*Если пренебречь малыми эффектами нарушений CP -инвариантности.

ли бы быть зарегистрированы осцилляции нейтрино. Было обращено внимание на то, что поиск осцилляций представляет собой исключительно чувствительный метод проверки закона сохранения лептонного заряда. Это связано с тем, что осцилляции — интерференционное явление.

После того как в известном бруксгейвском эксперименте было доказано, что мюонное и электронное нейтрино — разные частицы, идея осцилляций была обобщена на случай двух типов нейтрино. В [3] обсуждались все возможные в этом случае типы осцилляций: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_{eL}$, $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu L}$...

Для понимания явления осцилляций нейтрино существенную роль сыграла появившаяся в 1969 г. работа [5], в которой для случая двух типов нейтрино была построена минимальная схема смешивания и осцилляций нейтрино. В этой схеме четырьмя феноменологическим (участвующим в стандартном слабом взаимодействии) нейтрино и антинейтрино ν_e , ν_μ , $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ отвечают два массивных майорановских нейтрино ν_1 и ν_2 (четыре состояния ν_{1L} , ν_{2L} , ν_{1R} и ν_{2R}). При этом поля электронного и мюонного нейтрино связаны с полями майорановских нейтрино соотношениями:

$$\nu_{eL} = \cos \theta \cdot \nu_{1L} + \sin \theta \cdot \nu_{2L}; \quad \nu_{\mu L} = -\sin \theta \cdot \nu_{1L} + \cos \theta \cdot \nu_{2L}. \quad (1)$$

Здесь θ — так называемый угол смешивания; $\nu_{eL} = [(1+\gamma_s)/2]\nu_e \dots$

Как хорошо известно, поля кварков с определенными массами входят в заряженный слабый ток в смешанном виде. В простейшем случае четырех кварков в ток входят комбинации

$$d'_L = \cos \theta_C \cdot d_L + \sin \theta_C \cdot s_L; \quad s'_L = -\sin \theta_C \cdot d_L + \cos \theta_C \cdot s_L, \quad (2)$$

где θ_C — угол Кабиббо. Из данных опыта следует, что $\sin \theta_C \approx 0,23$.

Существенное различие между (1) и (2) состоит в том, что кварк-частицы с дираковскими массами (кварк и антикварк — разные частицы), ν_1 и ν_2 — частицы с майорановскими массами.

Современная теория электрослабого взаимодействия основана на подтверждаемом многочисленными экспериментами предположении о кварк-лептонной аналогии. В [6] были рассмотрены осцилляции в случае смешивания нейтрино с дираковскими массами [аналогичного смешиванию (2)]*.

Если имеет место смешивание нейтрино (как с дираковскими, так и с майорановскими массами), то в простейшем случае двух типов нейтрино (например, ν_e и ν_μ) вероятность обнаружения ν_e на расстоянии R от места образования ν_μ дается выражением [8]

$$P_{\nu_e; \nu_\mu}(R) = (1/2) \sin^2 2\theta [1 - \cos(2\pi R/L)]. \quad (3)$$

*Впоследствии нам стало известно, что смешивание нейтрино с дираковскими массами (а также смешивание кварков) обсуждалось японскими физиками [7] в 1962 г.

Здесь

$$L = 4\pi E / |m_1^2 - m_2^2| \quad (4)$$

— длина осцилляций (E — энергия нейтрино). Вероятность обнаружения ν_μ на расстоянии R от места образования ν_μ в общем случае меньше единицы и равна

$$P_{\nu_\mu; \nu_\mu}(R) = 1 - P_{\nu_e; \nu_\mu}(R). \quad (5)$$

Формулы (3) — (5) используются в настоящее время при анализе данных всех экспериментов по поиску осцилляций. Если угол смешивания достаточно велик, то осцилляции нейтрино могут наблюдаться только при условии

$$L \leq R \quad (6)$$

или

$$|m_1^2 - m_2^2| \geq 4\pi E/R. \quad (7)$$

Величина E/R характеризует чувствительность опыта по поиску осцилляций нейтрино: из (7) видно, что чем меньше E/R , тем чувствительнее эксперимент к значению $|m_1^2 - m_2^2|$. Характерные значения этой величины для экспериментов, выполненных с нейтрино от реакторов, мезонной фабрики, ускорителя высоких энергий и Солнца, соответственно равны 10^{-2} , 10^{-1} , 1 и 10^{-11} эВ².

Огромное значение могут иметь осцилляции нейтрино для интерпретации экспериментов с солнечными нейтрино. На это было обращено внимание в работах дубненских физиков [3, 4] еще до того, как Дэвис и др. начали свои известные эксперименты по регистрации нейтрино от Солнца. Если имеют место осцилляции нейтрино, то на пути от Солнца до Земли электронные нейтрино должны частично превратиться в нейтрино других типов (ν_μ , ν_τ ...), которые не регистрируются детектором Дэвиса. В результате поток регистрируемых нейтрино окажется меньше ожидаемого потока. В [9] показано, что если возможны осцилляции только между активными физическими нейтрино ($\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$, $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\tau$ и т.д.), то поток регистрируемых нейтрино может ослабиться максимум в n раз (n — число типов нейтрино). Если возможны также осцилляции между активными и "стерильными" нейтрино ($\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_{eL}$, $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_{\mu L}$ и т.п.), то, как показано в [10], поток детектируемых нейтрино от Солнца может ослабиться максимум в $2n$ раз.

До 1977–1978 гг. работы по осцилляциям нейтрино выполнялись в основном в Дубне. В этих работах была развита полная феноменологическая теория осцилляций нейтрино как с дираковскими, так и с майорановскими массами* и рассмотрены все возможные опыты по поиску осцилляций. Результаты этих работ были изложены в обзоре [8], сыгравшем существенную роль в популяризации идей осцилляций нейтрино в широких кругах физиков. Согласно современным представлениям ос-

*Эта теория (с учетом последних работ) изложена в лекциях [11].

циллиции нейтрино — весьма вероятное явление. В большинстве моделей великого объединения при спонтанном нарушении симметрии нейтрино (как и все остальные фундаментальные фермионы) приобретают массы. Поля нейтрино входят при этом в гамильтониан слабого взаимодействия в смешанном виде.

Однако теория не может однозначно предсказать значения масс и углов смешивания нейтрино. В настоящее время этот вопрос адресован к экспериментаторам. Во всех нейтринных лабораториях мира ставятся десятки экспериментов по поиску осциллирующей нейтрино. Поиск осциллирующей нейтрино — одна из главных проблем современной нейтринной физики.

Выполненные в Дубне работы по осцилляциям нейтрино открыли новое направление исследований в физике элементарных частиц и астрофизике и оказали решающее влияние на его развитие. Эти работы стимулировали дальнейшие исследования проблемы смешивания массивных нейтрино. Петков (НРБ) выполнил цикл исследований, посвященных данной проблеме. Ему принадлежат широко известные работы по изучению распадов [12] $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\nu' \rightarrow \nu\gamma$ и др. Интересные работы были выполнены Нидермайером (ВНР) [13], Хошеком (ЧССР) [14] и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Понтекорво Б.М. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 33, с. 549–552.
2. Понтекорво Б.М. — Там же, 1958, т. 34, с. 247–249.
3. Понтекорво Б.М. — Там же, 1967, т. 53, с. 1717–1725.
4. Понтекорво Б.М. — Успехи физ. наук, 1971, т. 104, вып. 1, с. 3–14.
5. Gribov V.N., Pontecorvo B. — Phys. Lett., 1969, vol. 28B, p. 493–496.
6. Bilenky S.M., Pontecorvo B. — Ibid., 1976, vol. B61, p. 248–251.
7. Maki Z., Nakagawa M., Sakata S. — Progr. Theor. Phys., 1962, vol. 28, p. 870–890.
8. Биленький С.М., Понтекорво Б.М. — Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 181–206; Bilenky S.M., Pontecorvo B. — Phys. Repts, 1978, vol. 41, N 4, p. 226–261.
9. Понтекорво Б.М. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 281–283.
10. Bilenky S.M., Pontecorvo B. — Lett. Nuovo Cimento, 1976, vol. 17, p. 569–574.
11. Биленький С.М. Препринт ОИЯИ P2-83-441. Дубна, 1983. 66 с.
12. Петков С.Т. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 641–650; Bilenky S.M., Petcov S.T., Pontecorvo B. — Phys. Lett., 1977, vol. 67B, p. 309–313.
13. Биленький С.М., Нидермайер Ф. — Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1091–1094.
14. Bilenky S.M., Hosek J., Petcov S.T. — Phys. Lett., 1980, vol. 94B, p. 495–499.

УДК 539.12.01

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Д.В. Ширков, чл.-кор. АН СССР

Основные идеи теории квантовых полей зародились в конце 20-х годов одновременно с возникновением релятивистской формулировки квантовой механики. Квантовое поле — это фундаментальное физическое понятие, отвечающее универсальной форме материи и лежащее в основе всех ее конкретных проявлений. Квантовое поле представляет собой единый объект, заменяющий поля и частицы классической физики. Математический аппарат квантовой теории поля в наши дни является един-

ственной теоретической основой физики микрочастиц и их взаимодействий.

Современную форму квантовая теория поля приобрела в конце 40-х — начале 50-х годов, когда после реализации идеи устранения ультрафиолетовых расходимостей и построения ковариантной теории возмущений удалось создать математически строгую теорию перенормировок и получить конечную однозначную теорию возмущений для матрицы рассеяния. На заключительном этапе этого периода окончательного становления квантовой теории поля важную роль сыграли работы Н.Н. Боголюбова и его школы.

Новая теория матрицы рассеяния. В цикле исследований, опубликованных в 1951–1955 гг., Н.Н. Боголюбов дал формулировку квантово-полевой теории возмущений для матрицы рассеяния, рассматриваемой как функционал от свободных полей в произвольной области пространства-времени [1]. В этом построении решающую роль сыграла математическая запись в явном виде условия микроскопической причинности [2], наложенного непосредственно на матрицу рассеяния и сформулированного в терминах ее вариационных производных по "функции включения взаимодействия". Условие причинности Боголюбова оказывается наиболее сильным. Известное условие локальной коммутативности, выражаемое через коммутатор токов, как и предложенное ранее условие Штюкельберга, является следствием условия Боголюбова. Использование этого условия совместно с условиями релятивистской ковариантности и унитарности матрицы рассеяния привело к созданию нового метода теории возмущений [3] по степеням функции включения взаимодействия. Преимущество метода связано с тем, что в нем не используются, как и в гамильтоновом методе, уравнения движения и понятие состояния в фиксированный момент времени. Дело в том, что, в отличие от квантовой механики, математически корректное определение таких состояний в квантовой теории взаимодействующих полей наталкивается на трудности, связанные с наличием ультрафиолетовых расходимостей.

В рамках нового метода матрица рассеяния во всех сколь угодно высоких порядках теории возмущений представляется в виде, близком к результатам обычного гамильтонова подхода, основанного на уравнении Шредингера. Различие заключается в наличии так называемых квазилокальных операторов, дающих вклады в эффективный гамильтониан в виде контрчленов. Последние представляют собой средство проведения операции устранения расходимостей, которая тем самым получает строгое обоснование. Процедура перенормировок ультрафиолетовых расходимостей при этом выглядит весьма элегантно и естественно. Она оказывается эквивалентной доопределению хронологических произведений операторных полевых функций в точках совпадения их пространственно-временных аргументов.

В дальнейшем выяснилось, что условие Боголюбова, сформулированное в терминах вариационных производных по полям, весьма удобно для аксиоматического построения теории поля. Соответствующее по-

строение матрицы рассеяния из небольшого числа наложенных на нее фундаментальных условий исторически было первой аксиоматической конструкцией в квантовой теории поля. Используемая здесь система аксиом была впоследствии расширена Н.Н. Боголюбовым в целях получения строгого доказательства дисперсионных соотношений (см. статью В.А. Мещерякова, Нгуен Ван Хьеу, Л.Д. Соловьёва "Дисперсионные соотношения" в этом сборнике).

Теория перенормировок. В процессе создания аксиоматической теории возмущений выявилась важность тщательного анализа математической структуры сингулярных квантовопольевых функций (простейшей из которых является причинная функция распространения Штюкельберга—Фейнмана) и определения операций над ними, в первую очередь операции умножения друг на друга. Именно в сингулярном характере коэффициентных функций матрицы рассеяния кроется причина их неоднозначности, лежащая в основе нового взгляда на процедуру устранения ультрафиолетовых расходимостей.

Доказательство того, что на этом пути можно перенормировать все расходящиеся диаграммы в любом порядке теории возмущений, свела для перенормируемых теорий (например, для квантовой электродинамики) всю процедуру к перенормировкам масс, полей и констант связи, представляя собой довольно сложную математическую проблему. Она была решена Н.Н. Боголюбовым и его учениками. При этом выяснилась недостаточность обычного аппарата классического математического анализа для описания объектов, фигурирующих в квантовой теории поля. Было показано, что ультрафиолетовые расходимости возникают вследствие некорректного умножения причинных функций, являющихся обобщенными функциями в смысле С.Л. Соболева.

На этой основе была разработана специальная техника такого доопределения произведений причинных функций, которое обеспечивает конечность и однозначность элементов матрицы рассеяния в произвольных порядках теории возмущений. Соответствующее утверждение составляет содержание теоремы о перенормировках [4]. Его рецептурная часть [5] (так называемая R -операция) служит практической основой получения конечных однозначных результатов в квантовопольевых расчетах.

В итоге этих исследований к середине 50-х годов квантовая электродинамика (теория квантового взаимодействия электронов и позитронов с электромагнитным полем) превратилась в законченную физическую теорию. Ее отличное согласие с опытом подтвердило правильность физических представлений, лежащих в основе локальной квантовой теории поля.

Тем не менее в квантовой электродинамике оставалась еще одна проблема, ждущая своего решения. Речь идет о так называемых ультрафиолетовых асимптотиках перенормированных матричных элементов, т.е. об их поведении в области больших энергий E и (или) импульсов p . Дело в том, что при больших абсолютных значениях лоренц-инвариантной формы $p^2 = E^2 - p^2$ эффективным параметром разложения в квантовой электродинамике оказывается не безразмерный квадрат

заряда электрона (точнее, постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$), а произведение $\alpha \ln p^2$, которое при достаточно больших p^2 перестает быть малым по сравнению с единицей. Поэтому в ультрафиолетовой области, т.е. при $|\ln p^2| \gg 1$, теория возмущений оказывается неэффективной.

Ренормализационная группа. В середине 50-х годов Н.Н. Боголюбов и его ученики создали новый чрезвычайно эффективный метод исследования ультрафиолетовых и инфракрасных асимптотик в квантовой теории поля — метод ренормализационной группы.

Ренормализационная группа есть группа непрерывных преобразований квантовополевых величин, связанных с особой симметрией микромира. Уравнения квантовой теории поля допускают специальный класс однопараметрических преобразований, состоящих из операции изменения масштаба импульсно-энергетических (или, что эквивалентно, пространственно-временных) переменных и операции преобразования константы связи, имеющей более сложный, функциональный характер. Определение явного вида функции преобразования требует решения уравнений движения. Такие преобразования естественным образом возникают в процессе устранения расходимостей и называются преобразованиями перенормировки или ренормировочными. С математической точки зрения они представляют собой функциональное обобщение преобразований степенного подобия.

Наличие особой группы непрерывных преобразований, связанных с произволом, который возникает в результате квантовополевой процедуры устранения ультрафиолетовых расходимостей, было установлено в 1953 г. Штюкельбергом и Петерманом. Вслед за тем ренормгрупповые преобразования были реализованы как специфические преобразования (конечные преобразования Дайсона) вершинных функций, пропагаторов и констант связи при одновременном преобразовании растяжения шкалы энергий и импульсов. Оказалось, что эти преобразования можно записать в виде функциональных уравнений для вновь введенных специфических функций — инвариантных (или эффективных) констант связи. Для практических целей весьма полезными оказались дифференциальные групповые уравнения, соответствующие бесконечно малым групповым преобразованиям, которые впервые были получены в [6]. На основе этих уравнений Н.Н. Боголюбов и автор этой статьи предложили регулярную процедуру улучшения результатов квантовополевой теории возмущений в ультрафиолетовой и инфракрасной областях импульсных переменных, т.е. в таких областях, когда решения уравнений движения имеют сингулярное поведение. Эта процедура, успешно примененная к асимптотикам функций Грина в квантовой электродинамике [7, 8], а также в двухзарядной мезон-нуклонной модели [9], известна теперь как метод ренормализационной группы (МРГ).

В 50-х — 60-х годах МРГ в основном использовался в чисто теоретических квантовополевых построениях. Принципиальным результатом, полученным на его основе, было заключение [10] о недостаточности известных рассуждений насчет внутренней противоречивости локальной

квантовой теории поля, основывавшихся на феномене "призрачного полюса" ("нуля заряда"). Это заключение было затем проиллюстрировано явным примером [11].

Положение существенно изменилось в начале 70-х годов. Появились перенормируемая объединенная модель электрослабых взаимодействий, а также теория кварк-глюонных взаимодействий (квантовая хромодинамика), основанные на принципе локальной калибровочной симметрии и содержащие неабелевы калибровочные поля — поля Янга—Миллса. Было обнаружено, что в квантовополевых моделях, содержащих такие поля, в частности в квантовой хромодинамике с небольшим числом кварковых полей, инвариантный заряд убывает с уменьшением расстояния (т.е. ростом p^2). В явном виде формула для эффективного заряда в квантовой хромодинамике в однопетлевом приближении, приведшая к важному качественному выводу о наличии в КХД феномена асимптотической свободы, была получена с помощью МРГ. В настоящее время более употребительна формула двухпетлевого ренормгруппового приближения для эффективного заряда. Ее прообраз, содержащий характерную зависимость $\ln \ln p^2$ (не имеющую аналога в разложениях теории возмущений), был впервые получен в [7].

В середине 70-х годов возникла идея так называемого великого объединения взаимодействий, одним из следствий которой является возможность распада протона. Основное предположение здесь основано на экстраполяции эффективных констант связи квантовой электродинамики и квантовой хромодинамики из области современных экспериментальных энергий в область сверхвысоких энергий ($\sqrt{|p^2|} \approx \approx 10^{15 \pm 1}$ ГэВ/с), где значения этих величин сравниваются. Подобная экстраполяция технически выполняется на основе формул, полученных с помощью МРГ.

Следует также отметить, что в течение 70-х годов МРГ вышел за рамки квантовой теории поля и успешно применяется в теории критических явлений, теории турбулентности, физике полимеров и ряде других, весьма далеких от физики микромира разделах теории.

Причина такой общезначимой универсальности ренормгрупповых представлений была недавно проанализирована в [12]. Суть дела заключается в том, что функциональные уравнения ренормгруппы соответствуют однопараметрической группе преобразований, которая отвечает симметрии транзитивного типа, т.е. свойству транзитивности динамической величины $G(x, g)$, зависящей от физической переменной x и своего начального (граничного) значения g , относительно значения переменной $x = x_0$, при котором это начальное значение задается. Такая симметрия в силу своей простоты присуща широкому кругу динамических систем при условии их однородности по x .

В наши дни в квантовой теории поля МРГ является одним из основных методов исследований. В теории сильных взаимодействий кварков и глюонов — квантовой хромодинамике, образующей фундамент современной теории ядерных сил, этот метод представляет собой главное средство получения количественных результатов.

Перечисленные в этой статье фундаментальные достижения Н.Н. Боголюбова и его школы надежно закрепились в квантовой теории поля. Они широко отражены в монографиях и учебниках (см., например, [13–16]).

Полученные Н.Н. Боголюбовым, А.А. Логуновым, Д.В. Ширковым и И. Тодоровым результаты по квантовой теории поля удостоены Ленинской, Государственной премий и Димитровской премии (см. приложение).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н. – Докл. АН СССР, 1951, т. 81, с. 757–760, 1015–1018; 1952, т. 82, с. 217–220.
2. Боголюбов Н.Н. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1955, т. 19, с. 237–246.
3. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. – Успехи физ. наук, 1955, т. 55, с. 149–214; т. 57, с. 3–92.
4. Боголюбов Н.Н., Парасюк О.С. – Докл. АН СССР, 1955, т. 100, с. 25–28, 429–432; Изв. АН СССР. Сер. мат. 1956, т. 20, с. 585–610; Acta Mathem., 1957, т. 97, с. 227–266.
5. Степанов Б.М. – Докл. АН СССР, 1963, т. 151, с. 84–87; Изв. АН СССР. Сер. мат., 1965, т. 29, с. 1037–1054; Завьялов О.И., Степанов Б.М. – Ядерная физика, 1965, т. 1, с. 922–934; Завьялов О.И. – Теорет. и мат. физ., 1974, т. 21, с. 322–328; 1975, т. 23, с. 291–299.
6. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. – Докл. АН СССР, 1955, т. 203, с. 203–206.
7. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. – Там же, с. 391–394.
8. Логунов А.А. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1956, т. 30, с. 793–796.
9. Ширков Д.В. – Докл. АН СССР, 1955, т. 105, с. 972–975.
10. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. – Там же, с. 685–688.
11. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Ширков Д.В. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1959, т. 37, с. 805–812.
12. Ширков Д.В. – Докл. АН СССР, 1982, т. 263, с. 63–66; Теорет. и мат. физ., 1984, т. 60, с. 218–223.
13. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. 4-е изд. М.: Наука, 1984. 597 с.
14. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Тодоров И.Т. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М.: Наука, 1969. 424 с.
15. Завьялов О.И. Перенормированные диаграммы Фейнмана. М.: Наука, 1979. 318 с.
16. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Квантовые поля. М.: Наука, 1980. 320 с.

УДК 530.145:539.01

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

*В.А. Мещеряков, профессор,
Нгуен Ван Хьеу, иностр. член АН СССР (СРВ),
Л.Д. Соловьев, профессор*

Дисперсионные соотношения были впервые получены в 30-х годах Крамерсом и Кронигом [1] в оптике при изучении распространения света в диэлектрической среде с затуханием. С тех пор они широко используются в различных областях физики, но, пожалуй, наиболее эффективно они применяются с 60-х годов до настоящего времени в физике элементарных частиц. Широта и устойчивость их применения обус-

ловлены тем, что дисперсионные соотношения являются математическим следствием отсутствия в природе сигналов, распространяющихся со сверхсветовой скоростью. Это приводит к тому, что реакция любой системы на внешнее воздействие отсутствует до тех пор, пока оно ее не достигло. Если упрощенно характеризовать систему одной величиной $F(t)$, то условие

$$F(t) = 0 \text{ для } t < 0$$

естественно назвать условием причинности. Математически удобнее оперировать не самой величиной $F(t)$, а ее фурье-образом

$$f(E) = \int F(t) e^{iEt} dt,$$

который в квантовой теории называется амплитудой рассеяния в энергетическом представлении. Условие причинности приводит к тому, что амплитуда рассеяния $f(E)$ представляет собой аналитическую функцию комплексной переменной $E = x + iy$ в верхней полуплоскости $y > 0$. Действительно, амплитуда рассеяния $f(E)$ может быть продолжена на комплексные значения переменной E , так как растущая ветвь функции e^{-yt} не оказывает влияния на амплитуду рассеяния в силу условия причинности. Аналитические свойства амплитуды рассеяния позволяют применять для ее исследования хорошо развитый аппарат теории функций комплексного переменного. Обычно в качестве основного математического средства используется интегральная формула Коши

$$f(E) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{f(E')}{E' - E} dE',$$

которая выразит функцию в любой точке внутри замкнутого контура C через ее граничные значения на самом контуре. Контур C расположен в области аналитичности амплитуды рассеяния $f(E)$, которая определяется условием причинности. Однако условие причинности не запрещает амплитуде рассеяния иметь полюсы, положение которых на действительной оси зависит от масс элементарных частиц, а вычеты в них определяются константами взаимодействия между частицами.

При действительных значениях энергии E , больших энергии покоя сталкивающихся частиц, амплитуда рассеяния имеет как действительную $\text{Re} f(E)$, так и мнимую $\text{Im} f(E)$ части и просто связана с дифференциальным сечением рассеяния

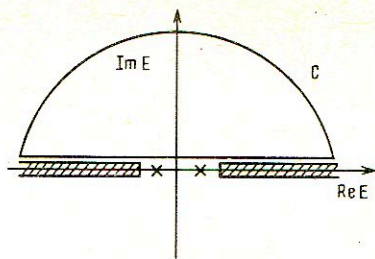
$$d\sigma/d\Omega = |f|^2(E) = [\text{Re} f(E)]^2 + [\text{Im} f(E)]^2.$$

Мнимая часть амплитуды рассеяния на нулевой угол (рассеяние вперед) выражается через другую экспериментально наблюдаемую величину – полное сечение (оптическая теорема)

$$\text{Im} f(E) \sim \sigma_{\text{tot}}(E).$$

Для ряда процессов контур C фактически сводится к своей действительной части (рис. 1), для других этого удастся достигнуть специальными

Рис. 1. Контур C и полюсы амплитуды рассеяния



приемами и тогда получается дисперсионное соотношение (ДС)

$$\operatorname{Re} f(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\operatorname{Im} f(E')}{E' - E} dE',$$

в которое входят экспериментально наблюдаемые величины, характеризующие рассеяние взаимодействующих частиц и их константы взаимодействия. Определяя последние через наблюдаемые величины из ДС для одних процессов, можно ставить вопрос о проверке принципа причинности с помощью установления справедливости ДС для других процессов.

Видно, что привлекательность использования ДС не связана со значениями констант взаимодействия и целиком основана на аналитических свойствах амплитуды рассеяния. Амплитуда рассеяния определена для действительных значений E , и процедура ее аналитического продолжения в комплексную плоскость представляет собой сложную задачу в релятивистской квантовой теории поля (КТП). В КТП амплитуды рассеяния — обобщенные функции. Вопрос об аналитическом продолжении обобщенных функций был новым в математике 60-х годов, что наряду с ошибочными доказательствами аналитических свойств амплитуд процессов привело к попыткам вообще обойти их рассмотрение. Эти противоречия породили неуверенность в справедливости всего направления ДС в физике элементарных частиц.

В сентябре 1956 г. на Международном съезде физиков-теоретиков в Сиэтле (США) Н.Н. Боголюбов [2] представил математически корректное исследование аналитических свойств амплитуды рассеяния π -мезонов на нуклонах на ненулевой угол. Важным составным элементом доказательства стал принцип микропричинности, новая формулировка которого была дана Н.Н. Боголюбовым ранее при аксиоматическом построении S -матрицы в КТП. Доказательство рассеяло сомнения в справедливости направления и явилось прочным фундаментом для всех последующих работ по ДС. Оно вводило в математическую физику новый эталон строгости рассуждений. В математике оно породило направление аналитического продолжения обобщенных функций нескольких комплексных переменных, в основе которого лежит теорема об "острие клина", носящая имя Боголюбова [3]. В процессе доказательства ДС возникло представление о взаимной связи, казалось бы, различных процессов. Так, амплитудам рассеяния процессов

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p; \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$$

соответствуют граничные значения единой аналитической функции $f(E)$ в различных кинематических областях переменной E . Для значений $E > 0$

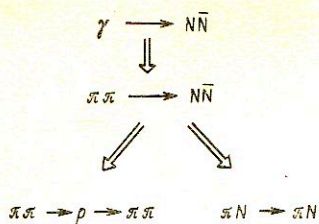


Рис. 2. Последовательность процессов, приведших к предсказыванию ρ -мезона

граничное значение функции $f(E)$ описывало первый, а при $E < 0$ — второй процесс. Понятие о единой аналитической функции ввело в физику представление о взаимной связи различных процессов и на много лет предопределило развитие физики элементарных частиц. В качестве иллюстрации этого утверждения можно привести (рис. 2) последовательность процессов, позволившую (четыре года спустя после доказательства ДС) из данных по электромагнитной структуре нуклонов [4] получить теоретическое предсказание существования и массу ρ -мезона — резонансного состояния системы двух пионов.

Аналитические свойства амплитуд рассеяния можно использовать не только в форме ДС. Применяя к амплитудам рассеяния теорему Коши $\int_C f(E') dE' = 0$, можно получить как свержсходящиеся дисперсион-

ные правила сумм (ДПС), так и ДПС при конечных энергиях. Если амплитуда процесса достаточно быстро убывает при больших энергиях E , то замкнутый контур C опять сводится к своей действительной части

и возникает интегральное равенство [5] $\int_{-\infty}^{+\infty} f(E') dE' = 0$. На языке ДПС

можно сформулировать многие результаты более поздних теорий, например алгебры токов (соотношения Кабиббо — Радикати, Адлера — Вайнберга и др.). Наиболее интересные приложения они нашли в сочетании с предположением о важности в ДПС только конечного числа резонансов. Возникающие при этом уравнения допускают экспериментальную проверку и послужили основой ряда предсказаний ширины резонансов [6]. ДПС при конечных энергиях можно написать для амплитуд рассеяния, поведение которых при больших энергиях известно, например, из теории полюсов Редже [7]. Тогда они связывают параметры поведения амплитуд рассеяния при высоких энергиях с интегралами от сечений процессов по области низких энергий. Соотношения такого рода важны при анализе экспериментальных данных и обладают предсказательной силой. В чисто теоретическом плане они дают возможность поставить вопрос о существовании резонансных амплитуд, точно удовлетворяющих ДПС при конечных энергиях [8]. Ответ на него привел к возникновению "дуальных моделей" в физике элементарных частиц.

Взаимная связь низкоэнергетических и высокоэнергетических процессов была выявлена и на пути совершенно иного использования ДС. Привлекая дополнительную информацию, можно получить систему уравнений, описывающую процессы рассеяния при низких энергиях. Во-первых, здесь важны состояния с малыми зна-

чениями момента количества движения. Во-вторых, если одна из частиц имеет значительную массу, то возникают дополнительные упрощения; например, в πN -рассеянии

$$v_N/v_\pi \sim m_\pi/M_N \ll 1,$$

где v_π, v_N — скорости частиц; m_π, M_N — их массы. Уравнения основаны на следующих условиях [9]:

- а) аналитические свойства по энергии пионов ω ;
- б) перекрестная симметрия;
- в) двухчастичная унитарность;
- г) наличие полюсов в комплексной плоскости ω .

Все они являются приближенными по отношению к точным следствиям КТП. Тем не менее анализ условий а) — в) приводит к заключению об их незамкнутости и необходимости учета области высоких энергий. Понятие о "коротковолновом отталкивании" как о способе учета влияния области высоких энергий на картину рассеяния при низких энергиях с помощью условия г) подтверждает это заключение. Оно позволяет получить самосогласованную картину рассеяния при низких энергиях [10].

Дальнейшее продвижение в область высоких энергий с помощью метода ДС было связано с доказательством ДС для неупругих процессов и исследованием аналитических свойств амплитуд неупругих процессов [11]. Известно, что роль неупругих процессов при переходе к высоким энергиям возрастает. При этом было выяснено, что целесообразнее изучать не конкретные неупругие процессы, а их совокупности с одной выделенной частицей в конечном состоянии. Такие совокупности называют в настоящее время инклюзивными процессами. Для них не существует ДС, но из аналитических свойств амплитуд неупругих процессов выводятся содержательные оценки как скорости роста, так и скорости убывания сечений [14]. Эти оценки являются, по существу, далеко идущим обобщением утверждения о равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при высоких энергиях. Само утверждение о равенстве полных сечений было получено из ДС как следствие некоторых физических предположений [13]. Впоследствии выяснилось, что оно вытекает из аналитических свойств амплитуды рассеяния и общих теорем теории функций комплексного переменного [14]. Было показано, что, используя этот факт и постулаты локальной КТП, можно установить асимптотические равенства при высоких энергиях для большой совокупности дифференциальных сечений при фиксированном значении передаваемого импульса. В качестве примера укажем на процессы рассеяния протонов и антипротонов на протонах

$$p + p \rightarrow p + p, \quad \bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p.$$

Для этих процессов включение в рассмотрение высших симметрий элементарных частиц привело к установлению новых соотношений между наблюдаемыми величинами, которые допускают экспериментальную проверку [12].

Математические методы, развитые при доказательстве ДС, Н.Н. Боголюбов со своими учениками применил к изучению инклюзивных процессов с выделенным лептоном (электроном или мюоном) при высоких энергиях. Такие процессы имеют специальное название — глубоко-

неупругие процессы. При экспериментальном исследовании глубоко-неупругих процессов выяснилось, что их сечения при высоких энергиях так же, как и в упругом рассеянии, зависят от двух, а не от трех переменных. Это значит, что определенные комбинации сечений при высоких энергиях ложатся на одну универсальную кривую. Закономерности такого же рода были ранее обнаружены в Серлухове на примере инклюзивных процессов с выделенным адроном. Все они получили название масштабной инвариантности или автомодельности по аналогии со свойствами автомодельных решений в случае точечного взрыва в газодинамике. Было показано, что в КТП автомодельное поведение при высоких энергиях тесно связано с особенностями взаимодействия на малых расстояниях и определяется его масштабной инвариантностью [15].

К интересным следствиям приводит сочетание автомодельности и составной кварковой модели. Оказывается, что при высоких энергиях электромагнитные формфакторы адронов (например, π -мезонов и нуклонов) целиком определяются числом составляющих кварков в адронах и имеют весьма простой вид [16]

$$F(t) \sim 1/t^{n_a-1},$$

где n_a — число составляющих адронов; t — энергия фотонов. Подобные соотношения удалось установить и для бинарных реакций и обосновать их в рамках квантовой хромодинамики.

Краткий обзор метода ДС показывает близость его результатов к данным экспериментов. Это ярко проявляется и на современном этапе развития теории сильных взаимодействий в квантовой хромодинамике. Если отвлечься от нерешенных проблем новой теории, таких, например, как проблема конфайнмента (ненаблюдаемость кварков в свободном состоянии), то можно сказать, что метод ДС находит важные применения. ДПС при конечных энергиях позволяют на основе расчетов по теории возмущений и предположения о спектре адронов вычислить их массы. В более сложных ситуациях можно получать предсказания для экспериментально измеримых электромагнитных формфакторов адронов [17]. Таким образом, будущее метода ДС связано, во-первых, с обоснованием его применимости в новых теориях, например в КХД, а во-вторых, с разработкой новых технических приемов получения предсказаний из теоретических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kronig P. de L. — J. Opt. Soc. Amer. Rev. Sci. Instrum., 1926, vol. 12, p. 547; Kramers H.A. — Atti Congr. Intern. Fis. Como, 1927, vol. 2, p. 545.
2. Bogoliubov N.N. Problems of the Theory of Dispersion Relations. Princeton preprint, 1955. 119 p.; Боголюбов Н.Н., Медведев Б.В., Поливанов М.К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М.: Физматгиз, 1958. 203 с.
3. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С. Об аналитическом продолжении обобщенных функций. Препринт ОИЯИ Р-71. Дубна, 1957, 44 с.: Изв. АН СССР. Сер. матем., 1958, т. 22, № 1, с. 15–48.
4. Franzer W.R., Fulco J.R. — Phys. Rev., 1960, vol. 117, p. 1603–1608, 1609–1615.
5. Logunov A.A., Soloviev L.D. — Nucl. Phys., 1960, vol. 12, p. 60–71.

6. Азнаурян И.Г., Соловьев Л.Д. — Ядерная физика, 1967, т. 8, с. 129–137.
7. Logunov A.A., Soloviev L.D., Tavkhelidze A.N. — Phys. Lett., 1967, vol. 24B, p. 181–182.
8. Veneziano G. — Nuovo Cimento, 1968, vol. 57A, p. 190–197.
9. Мещеряков В.А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, p. 175–182.
10. Серебряков В.В., Ширков Д.В. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1970, т. 1, вып. 1, с. 171–226.
11. Логунов А.А. Дис. на соиск. учен. степ. д-ра физ.-мат. наук. Дубна, ОИЯИ, 1959. 90 с.
12. Logunov A.A., Nguyen Van Hieu, Toorov I.T., Khrustalev O.A. — Phys. Lett., 1963, vol. 7, p. 69–71.
13. Померанчук И.Я. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 34, с. 725–728.
14. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Хрусталеv О.А. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т.3, вып. 3, с. 515–554.
15. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С., Тавхелидзе А.Н. — Теорет. и мат. физ., 1972, т. 12, с. 305–330.
16. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. — Nuovo Cimento Lett., 1974, vol. 7, p. 719–723.
17. Нестеренко В.А., Радиюшкин А.В. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 576–579.

УДК 539.12.01

КВАРКОВЫЕ МЕШКИ

П.Н. Боголюбов, д-р физ.-мат. наук

Немногим более 20 лет назад в связи с бурным развитием ускорительной и регистрирующей техники число известных "элементарных" частиц стало быстро возрастать, что потребовало от физиков скорейшего создания таких теоретических схем, которые могли бы не только объяснить большую совокупность известных в то время экспериментальных фактов, но и предсказать новые. Эта необходимость диктовалась не столько чисто теоретическими интересами, сколько практическими нуждами развития экспериментальной физики элементарных частиц. Например, нужно было, как минимум, разработать систематику известных элементарных частиц, т.е. создать для них своего рода "таблицу Менделеева".

В то время наибольшие успехи теоретической физики элементарных частиц были связаны с так называемым симметричным подходом. Наиболее ярким из его достижений можно назвать предсказание на основе SU_3 -симметрии впоследствии открытого Ω^- -гиперона. Развитие и углубление симметричных представлений привело к гипотезе о существовании в природе некоторых фундаментальных объектов, являющихся носителями свойств симметрии и составляющих все известные сильно-взаимодействующие частицы — адроны. В то же время ряд экспериментов по высокоэнергетическому рассеянию электронов на протонах давал указания на возможную составную природу протонов, т.е. на наличие у них внутренней структуры. Все это привело в 1964 г. к возникновению в физике понятия кварков — массивных, точечноподобных, т.е. бесструктурных, объектов, имеющих дробный электрический заряд.

С помощью кварковых составных моделей все известные адроны можно представить как связанные состояния кварков. Барионы представляются в виде связанных состояний трех кварков, мезоны — в виде связанных состояний кварка и антикварка.

Здесь нужно заметить, что сама идея составных моделей элементарных частиц в то время не была новой. Еще в 1949 г. Ферми и Янг предложили составную модель π -мезона. В модели Ферми–Янга π -мезон представлялся как связанное состояние нуклона и антинуклона. Так как суммарная масса такой системы в 13 раз больше, чем масса π -мезона, предполагалось наличие между нуклоном и антинуклоном очень больших связывающих сил, которые компенсируют столь большую разницу масс подобно тому, как это имеет место, хотя в значительно меньшей степени, в обычном ядре. Развитием модели Ферми–Янга является так называемая модель Маркова–Сакаты, в которой элементарные частицы рассматривались как связанные состояния протона, нейтрона и Λ -частицы. Эта модель могла включать в рассмотрение частицы с отличной от нуля странностью, однако наталкивалась на непреодолимые трудности при описании известных в то время барионов. Заканчивая это историческое отступление, следует подчеркнуть, что ценность модели Маркова–Сакаты заключена, может быть, не столько в ее результатах, сколько в том, что она привлекла внимание физиков к использованию группы SU_3 в теории элементарных частиц и тем самым явилась прямой предшественницей кварковых моделей. Достаточно вспомнить, что первоначальные названия в триплете кварков – p -, n -, λ -кварки – прямо совпадали с названиями фундаментальных частиц триплетта Маркова–Сакаты.

В конце 1964 г. группа теоретиков Лаборатории теоретической физики (ЛТФ) ОИЯИ под руководством Н.Н. Боголюбова начала работы по кварковым моделям элементарных частиц. В составе группы работали В.А. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д.Ц. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест и автор этой статьи. Здесь мы попытаемся проследить, как в работах указанной группы возникла кварковая модель адронов, впоследствии названная моделью дубненского мешка, идеи и результаты которой с успехом применяются и сейчас. Работы дубненской группы были с самого начала направлены на построение динамических моделей, т.е. моделей, учитывающих не только чисто симметричные предположения, но и динамику кварков внутри адронов, поэтому сразу возникал вопрос, какого типа уравнения можно использовать для описания движения кварков.

Дело в том, что согласно квантовомеханическому принципу неопределенности частица, находящаяся в области размером Δx , может двигаться с импульсом порядка $\hbar/\Delta x$, где \hbar – постоянная Планка. Размеры интересующих нас адронов известны, т.е. известны значения Δx ; таким образом, можно оценить импульс кварка внутри адрона. Если считать кварки достаточно тяжелыми частицами, с массой около нескольких гигаэлектрон-вольт, то скорости кварков в адроне оказываются нерелятивистскими, т.е. малыми по сравнению со скоростью света, и для описания движения кварков можно пользоваться нерелятивистскими уравнениями. Если же кварки имеют массу порядка половины или одной трети массы соответствующего адрона, то скорости их становятся большими и необходимо учитывать релятивистские эффекты, т.е. пользоваться для описания таких систем релятивистски-инвариантными уравнениями. Из общих соображений, конечно, ясно, что лучше всегда пользоваться релятивистски-инвариантным способом описания, однако исследование релятивистских систем во многих случаях наталкивается на большие технические трудности, иногда непреодолимые. Поэтому в дубненских работах по кварковым моделям использовался наряду с релятивистскими уравнениями также и "полурелятивистский" подход, ос-

нованный на релятивистских уравнениях и таких дополнительных предположениях, которые в принципе нарушают исходную релятивистскую инвариантность рассматриваемого уравнения, но позволяют вычислить ряд величин и поправки к ним, обусловленные релятивистскими эффектами.

С момента возникновения кварковых моделей по сей день существует проблема обнаружения кварков в свободном состоянии. Многочисленные мощные экспериментальные группы неоднократно пытались зарегистрировать свободные кварки, используя разнообразную методику, но пока положительных результатов нет. Этот факт пытались объяснить двумя способами. В первом из них утверждалось, что реальных кварков вообще нет и они являются лишь математическим объектом, удобным для описания элементарных частиц, как носители известных свойств симметрии. Сторонники второго объяснения считали, что кварки все-таки существуют, но пока не могут быть обнаружены из-за того, что массы их велики и энергий существующих ускорителей не хватает для рождения частиц с такими большими массами. С тех пор энергии ускорителей существенно возросли, а на современных регистрирующих установках могут быть найдены частицы массой более 10 ГэВ, однако свободных кварков не обнаружено.

Впрочем, по современным представлениям, и этот факт не доказывает отсутствие кварков в природе вообще, существуют его объяснения, рассказ о которых выходит за рамки настоящей статьи. Мы же лишь напомним, что во время начала работ над кварковыми моделями гипотеза тяжелых кварков представлялась вполне удовлетворительной, широко и плодотворно применялась и была одной из гипотез, которые легли в основу формулировки теории кварковых мешков. Так, в основополагающей работе Н.Н. Боголюбова, Б.В. Струминского и А.Н. Тавхелидзе [1], в частности, рассматривался тяжелый кварк в сильном скалярном поле с потенциалом прямоугольной формы. Исходя из такой модельной задачи, была решена одна из проблем кварковых представлений — проблема магнитных моментов барионов. Считалось, что магнитный момент кварка обратно пропорционален его массе, и при достаточно большой массе кварка магнитные моменты кварков получались малыми и из них нельзя было составить магнитные моменты известных частиц. В [1] было установлено, что магнитный момент дираковской частицы (кварка), находящейся в связанном состоянии в сильном внешнем скалярном поле, определяется не массой свободного кварка, а энергией связанного состояния такой системы. Эту энергию можно назвать эффективной массой кварка или говорить, что при сложении магнитных моментов складываются не дираковские магнитные моменты кварков, которые малы, а эффективные магнитные моменты кварков, находящихся в сильном компенсирующем массу поле. Следует заметить, что прямоугольная форма скалярного потенциала была выбрана только для упрощения решения задачи и форма потенциала не оказывает существенного влияния на результат. В дальнейшем результаты [1] были обобщены [2] на случай радиально-симметричного скалярного потенциала произвольной формы.

В то же время существенную роль в указанной задаче о магнитных моментах играют трансформационные свойства применяемого потенциала. Липкин и А.Н. Тавхелидзе [3] показали, что такой эффект усиления магнитного момента кварка, находящегося в потенциальной яме, может быть получен только при использовании скалярного потенциала и полностью отсутствует для потенциалов с другими трансформационными свойствами. В [1] был указан способ преодоления еще одной принципиальной трудности, существовавшей в кварковых моделях. Кварки имеют спин $1/2$, а частицы со спином $1/2$ подчиняются статистике Ферми-Дирака, иначе говоря, являются фермионами. Волновые функции системы фермионов (например, бариона, состоящего из трех кварков) должны удовлетворять принципу Паули. Очень грубо, только в целях наглядности, можно толковать принцип Паули как естественный запрет двум или более идентичным объектам находиться в одно и то же время в одном и том же месте. Математическим выражением этого принципа является требование антисимметричности волновой функции системы фермионов, т.е. волновая функция такой системы должна менять знак при перестановке любой пары фермионных переменных (пространственных, спиновых и др.). Однако для получения правильных результатов при рассмотрении, скажем, барионов как связанных состояний трех кварков приходилось пользоваться не антисимметричной, а симметричной функцией кварковых переменных. Таким образом, возникло противоречие с одним из основных принципов квантовой механики и напрашивался вывод, что либо кварки не являются фермионами, либо следует искать этому противоречию другое объяснение. Такое объяснение за короткий срок было дано в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, причем оно имело весьма далеко идущие последствия, которые привели к существенному изменению взглядов на структуру элементарных частиц и к возникновению новой, сейчас широко распространенной теории — квантовой хромодинамики. Согласно этому объяснению кварки обладают новым, неизвестным ранее свойством, которое описывается новым квантовым числом, принимающим три значения. Это квантовое число впоследствии было названо цветом (см. статью Н.Н. Боголюбова, В.А. Матвеева, А.Н. Тавхелидзе "Цветные кварки" в настоящем сборнике). В результате симметричная волновая функция системы трех кварков умножением на полностью антисимметричный по цветовым индексам тензор приводится к антисимметричной форме и противоречия с принципом Паули не возникает. Иначе говоря, "одинаковые" до введения цвета кварки теперь различались новым квантовым числом и могли занимать один и тот же энергетический уровень в системе. Для полного освещения истории этого важного вопроса следует упомянуть три работы дубненских ученых. В работе Б.В. Струминского [4], опубликованной в январе 1965 г., был сделан лишь намек, что у кварков могут существовать новые квантовые числа. В работе Н.Н. Боголюбова, Б.В. Струминского и А.Н. Тавхелидзе [1] утверждалось, что необходимо ввести новые квантовые числа для кварков, и также было указано, что с помощью новых квантовых чисел можно рассматривать

и кварки с целочисленными электрическими зарядами. Наконец, в третьей работе большой группы авторов [5] были приведены дополнительные аргументы в пользу введения новых квантовых чисел, и они были окончательно выписаны. Гипотеза цветных кварков или, как тогда ее называли, модель трех триплетов быстро получила всеобщее международное признание. Этому способствовало и то, что работавшие в США независимо от дубненской группы теоретики Намбу и Хан [6] также пришли к заключению о необходимости приписать кваркам новое квантовое число.

В упомянутых дубненских работах были заложены основы того направления в физике элементарных частиц, которое сейчас называется моделью кварковых мешков. Существенным здесь было применение так называемых "запирающих" потенциалов, т.е. введение таких сил, которые препятствуют разлету кварков на большие расстояния и обеспечивают стабильность системы. Окончательно модель дубненского мешка была сформулирована в 1967 г. в [2], где также были продемонстрированы широкие возможности ее применения к вычислению статических свойств элементарных частиц (см. также [7]).

Кварки внутри мешка рассматриваются как почти независимые частицы, движущиеся в скалярном поле, которое создается другими кварками, при этом каждый кварк описывается одночастичной волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Дирака. Радиально-симметричный скалярный потенциал (в принципе, произвольной формы) создает энергетический барьер, который удерживает кварки в ограниченной области пространства — "мешке", и условие для формы потенциала в такой модели лишь одно — чтобы волновая функция кварка вне мешка достаточно быстро убывала, обеспечивая удержание кварков или, как говорят, конфайнмент. Несмотря на возможность выбора формы потенциала, нужно заметить, что даже простейшая его форма — бесконечно глубокая прямоугольная потенциальная яма — дает очень хорошее согласие с экспериментальными данными для таких разных величин, как спектры масс, магнитные моменты, средние квадратические радиусы и др. Однако впоследствии, вплоть до 1974 г., интерес теоретиков к кварковым моделям несколько снизился, что отчасти объяснялось отрицательными результатами экспериментов, предпринимавшихся для обнаружения свободных кварков. Но когда в конце 1974 г. было открыто семейство новых векторных мезонов, теоретикам пришлось признать, что удовлетворительно объяснить свойства новых частиц можно только с помощью кварковых представлений, в частности введением нового, s -кварка.

Примерно в то же время возник один из вариантов модели кваркового мешка, пожалуй, наиболее популярный до настоящего времени, — так называемая модель МТИ-мешка (МТИ — Массачусетский технологический институт). МТИ-мешок можно представить, как пузырек газа в жидкости, при этом роль молекул газа играют кварки, движение которых создает давление на стенки пузырька. Давление кварков на стенки компенсируется внешним давлением, которое придает устойчивость системе и обеспечивает удержание кварков. Модель МТИ-меш-

ка обладает рядом привлекательных для теоретика свойств, в частности релятивистской инвариантностью, однако допускает решения только для статического случая или для слабовозбужденных состояний. Следует отметить, что в статическом случае уравнением движения в модели МТИ-мешка является уравнение Дирака с граничными условиями, соответствующими граничным условиям, используемым в модели дубненского мешка. Естественно, что и результаты при этом получаются почти такими же, как в дубненской модели. Некоторые различия результатов (кстати, не всегда улучшающие их) связаны лишь с тем, что в модели МТИ-мешка фиксируется внешнее давление, а в дубненской модели — радиус адрона. При расчете спектра сильновозбужденных состояний в модели МТИ-мешка возникают принципиальные трудности.

Заканчивая обсуждение модели кварковых мешков, подчеркнем, что ее идеи и методы широко применяются и по сей день в таких задачах, где необходим учет внутренней структуры частиц. Теория кварковых мешков остается одним из немногих работающих инструментов физики элементарных частиц.

В заключение заметим, что в силу юбилейного характера настоящего сборника ссылки здесь даны в основном на публикации ОИЯИ. Все упомянутые здесь результаты, конечно, опубликованы в соответствующих советских и зарубежных журналах и вошли в ряд монографий и учебников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965. 12 с.
2. Боголюбов П.Н. Препринт ОИЯИ Р2-3115. Дубна, 1967. 29 с.
3. Lipkin H.G., Tavkhelidze A.N. Preprint ICTP. IC/65/54.
4. Струминский Б.В. Препринт ОИЯИ Р-1939. Дубна, 1965. 5 с.
5. Боголюбов Н.Н., Матвеев В.А., Нгуен Ван Хъеу и др. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965. 11 с.
6. Nan M.Y., Namby Y. — Phys. Rev., 1965, vol. 138B, p. 1005–1010.
7. Боголюбов П.Н. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т.3, вып. 1, с. 144–174.

УДК 539.12.01

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОПИСАНИЕ СОСТАВНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

*А.Н. Сисакян, д-р физ.-мат. наук,
Н.Б. Скачков, канд. физ.-мат. наук*

1. Основные закономерности множественного рождения частиц при высоких энергиях. За 50 лет своего развития (с основополагающих работ Г.В. Ватагина и Д.В. Скобельцына) физика множественного рождения частиц обогатила наши представления о микромире рядом фундаментальных открытий.

Охарактеризуем некоторые основные закономерности множественного рождения при высоких энергиях.

1. Подтвердился предсказанный Г.В. Ватагиным теоретически еще в 1934 г. рост с энергией относительного числа неупругих каналов.

Адронные столкновения в основном (около 80%) имеют неупругий характер.

2. Большинство вторичных частиц — пионы, при этом их доля по сравнению с другими частицами убывает с ростом энергии, так как открываются каналы рождения более тяжелых мезонов и барионов.

3. Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами p_T . Среднее значение поперечного импульса вторичных частиц слабо зависит от энергии и лежит в интервале 0,2—0,4 ГэВ/с.

4. С ростом p_T вероятность рождения частиц падает экспоненциально до $p_T < 1,5 \pm 2,0$ ГэВ/с, после чего зависимость вероятности рождения от p_T становится степенной: p_T^{-N} . Здесь мы сталкиваемся с качественно новой областью — физикой больших поперечных импульсов, где проявляется так называемый струйный механизм генерации вторичных частиц.

5. Измерение полных сечений является простейшим многочастичным экспериментом. Открытый в энергетическом интервале 30—70 ГэВ рост полных сечений ("серпуховской эффект") и рост наклона дифференциального сечения продолжается вплоть до энергий коллайдера. Достигнут максимальный рост, определяемый границей Фруассара

$$\sigma_{\text{tot}} \leq A \ln^2 s, \quad \sigma_{\text{tot}} \approx (66 \pm 7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad (\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}).$$

6. Распределение заряженных частиц по множественности свидетельствует о корреляционных явлениях в процессе генерации, отвечающих одновременному действию двух или более механизмов образования частиц ("многокомпонентное описание"). Средняя множественность (первый корреляционный момент распределения) растет с энергией: $\langle n_c \rangle \sim A \ln^2 s + B \ln s + C$. Приблизительно выполняется KNO-скейлинг, характер отклонений говорит о наличии (при энергии коллайдера) сильных дальнедействующих корреляций. Множественные характеристики (особенно в области малых p_T) слабо зависят от типов сталкивающихся частиц.

Следует отметить, что изучение множественных процессов, в особенности в связи с развитием представлений о составной (кварковой) структуре адронов, стало традиционным направлением исследований дубненских теоретиков. Сюда в первую очередь относятся фундаментальные исследования Н.Н. Боголюбова с учениками по кварковым моделям элементарных частиц, введение нового понятия — квантового числа, названного впоследствии цветом (Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе). Именно это понятие в сочетании с принципом локальной калибровочной инвариантности легло в основу современной квантовой теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД).

Большая серия работ была выполнена А.А. Логуновым с сотрудниками по обнаружению на основе общих принципов квантовой теории

поля строгих соотношений между характеристиками процессов при высоких энергиях, включая множественные [1]. Эти работы положили начало принципиально новому направлению в физике высоких энергий, названному в дальнейшем инклюзивным подходом.

Экспериментальное изучение инклюзивных процессов привело к открытию почти скейлингового, или автомодельного, поведения структурных функций адронов. Сочетание принципа автомодельности с анализом размерностей и предположением о кварковой структуре адронов позволило В.А. Матвееву, Р.М. Мурадян и А.Н. Тавхелидзе [2] получить правила размерного кваркового счета, устанавливающие связь между показателем степени убывания дифференциальных инклюзивных сечений (см. п. 4) в области больших углов, показателем степени убывания упругих адронных формфакторов и числом кварков, входящих в состав этих адронов.

2. Представление для инклюзивных сечений в трехмерной формулировке квантовой теории поля. Область больших p_T . Струйный механизм. Как известно, исключительно важную роль в феноменологическом описании инклюзивных процессов играет партонная модель элементарных частиц. Существенно новым элементом, внесенным этой моделью, явилось введение универсальных функций распределения, описывающих вероятности нахождения в адроне кварков разных сортов, которые несут определенные доли импульса всего адрона. В рамках самой партонной модели эти структурные функции нельзя рассчитать, поэтому они определяются феноменологическим путем. С их помощью сечения взаимодействия адронов выражаются через сечения индивидуальных кварк-кварковых или кварк-лептонных взаимодействий, "взвешенные" с функциями распределения.

Обобщение кварк-партонной модели на основе аппарата квантовой теории поля представляет собой задачу исключительной важности. Значительный вклад в это направление внесли дубненские теоретики. Задачу теоретико-полевого обобщения кварк-партонной модели можно представить себе как бы состоящей из двух частей. Первая связана с выбором такого лагранжиана взаимодействия между кварками, который приводил бы к выключению взаимодействия на малых расстояниях. Как известно, лагранжиан КХД дает решение этой задачи и позволяет применить теорию возмущений на малых расстояниях*. Вторая задача, в значительной мере не связанная непосредственно с конкретным видом лагранжиана, состоит в развитии в рамках квантовой теории поля формализма для описания адронов как *связанных* состояний кварков и использования его для описания инклюзивных адрон-адронных реакций.

*На больших же расстояниях считается, что силы взаимодействия между кварками возрастают, что и обуславливает удержание кварков внутри адрона в связанном состоянии. В этой области, описание которой остается пока на феноменологическом уровне, необходимо обращение к методам, выходящим за рамки теории возмущений, и к аппарату теории связанных состояний.

Для изучения связанных состояний в рамках квантовой теории поля А.А. Логунов и А.Н. Тавхелидзе предложили метод одновременного описания составных систем. Уравнения Логунова—Тавхелидзе получили широкое применение в задачах, связанных с адронной и кварковой физикой, что объясняется наличием четкого физического смысла и вероятностной интерпретации релятивистской волновой функции в их подходе. Существенным преимуществом одновременного подхода является также его большая преимуществом по отношению к аппарату трехмерного потенциального описания, применяемому в нерелятивистской квантовой механике (по этой причине уравнение Логунова—Тавхелидзе также называют квазипотенциальным уравнением).

В этой связи отметим также, что в настоящее время квазипотенциальный подход стал основным инструментом для сверхточной (до членов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$) проверки предсказаний квантовой электродинамики (КЭД) для расщепления уровней водородоподобных атомов, позитрония и мюония [3, 4]. Достигнутое при этом рекордное (до седьмого знака) совпадение рассчитанного теоретически значения энергетического сдвига с измеренным экспериментально позволяет проверить основные принципы построения КЭД как локальной релятивистской квантовой теории поля. Это совпадение подтверждает справедливость процедуры перенормировок и свидетельствует о высокой эффективности квазипотенциального подхода.

При описании адрон-адронных и лептон-адронных реакций весьма удобен формализм функций Грина для многочастичных систем. Если в теоретико-полевых выражениях для функций Грина приравнять времена всех частиц (кварков), то вблизи полюсов, отвечающих связанным состояниям составляющих адрон кварков, такие функции Грина можно выразить через релятивистские одновременные волновые функции и амплитуды взаимодействия адронов [5, 6].

В результате амплитуды инклюзивных реакций типа $A+B \rightarrow 1+2+\dots+n$ удается выразить через одновременные волновые функции, описывающие адроны A и B как связанные состояния кварков, а также через матричные элементы амплитуд подпроцессов с участием кварков или других подсистем [5, 6]. Волновые функции и амплитуды подпроцессов находят из соответствующих им квазипотенциальных уравнений (наиболее удобной формой для этих целей является запись уравнений в переменных светового фронта). Ядра таких уравнений, отвечающие взаимодействию на малых расстояниях, могут быть построены с использованием теории возмущений КХД. Наличие вероятностной интерпретации квазипотенциальных волновых функций позволяет построить из них плотности вероятности, имеющие смысл функций распределения импульсов кварков внутри адронов, т.е. структурных функций [5–7]. При этом весьма эффективным инструментом для исследования свойств широкого круга инклюзивных процессов оказался аппарат матрицы плотности, развитый в работах теоретиков Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино).

Таким образом, в одновременном трехмерном подходе к описанию составных объектов в квантовой теории поля возникает ясный по своему физическому смыслу аппарат описания взаимодействия при высоких

энергиях, который представляет собой теоретико-полевое обобщение партонной модели.

Отметим, что при описании связанных систем наиболее ясно проявилось основное преимущество одновременного формализма над многовременным, поскольку, как известно, волновые функции уравнения Бете-Солпитера не имеют однозначной вероятностной интерпретации именно в силу присущей им зависимости от индивидуальных времен составляющих систему частиц. Переход к одновременному описанию отвечает физической сути слияния индивидуальных частиц в связанное состояние.

В этой связи интересно также подчеркнуть, что анализ трудностей, возникающих при описании связанных состояний частиц в рамках специальной теории относительности (см. подробнее, например, [8, 9]), еще раньше привел исследователей к мысли о необходимости отказа от многовременного формализма при описании таких систем, ибо согласно образному выражению Эддингтона "... Атом водорода состоит из протона и электрона, но протон сегодня, а электрон вчера не составляют атома водорода". Можно сказать, что уравнение Логунова-Тавхелидзе представляет собой динамическую реализацию идеи одновременного описания в рамках квантовой теории поля. Ковариантное обобщение квазипотенциальных уравнений осуществляется путем перехода к описанию в терминах единого инвариантного собственного времени системы, к которому приравниваются инвариантные собственные времена составляющих частиц [10].

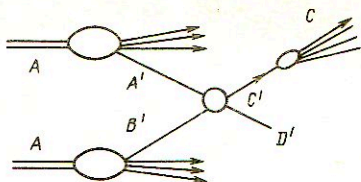
В настоящее время сложился ряд направлений, устанавливающих глубокую связь одновременного квазипотенциального подхода с ковариантной гамильтоновой формулировкой квантовой теории поля [11], методом одновременной редукции [12] и методом Фока-Подольского [13]. Все эти направления получили широкое развитие и применение для описания бинарных реакций [14, 15] (особо отметим успешное предсказание местонахождения дифракционного минимума в сечении упругого πp -рассеяния), поведения поляризации, спектра масс и ширины распада радиальных и орбитальных возбуждений чармония, ботомия и легких мезонов [16] (включая и недавно открытые радиальные возбуждения π -мезона), а также для описания других физических процессов, интенсивно исследуемых на ускорителях.

Возвращаясь к проблеме описания инклюзивных реакций, отметим, что при определенных асимптотических условиях, которые легко находятся (степенное убывание волновых функций, ограниченность поперечной составляющей импульса кварков в адроне), полученные в одновременном подходе формулы переходят в формулы партонной модели. Так, для случая, когда в конечном состоянии выделена одна частица C для сечения процесса $A+B \rightarrow C+X$, в [5, 6] была получена формула, которая в пределе $s \rightarrow \infty$, а t/s — фиксировано принимает вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3k/E_k} = \frac{s}{\pi} \int dx dy dz xyz^{-2} \rho_A^{A'}(x, Q^2) \rho_B^{B'}(y, Q^2) \times \\ \times \rho_C^C(z, Q^2) \frac{d\tilde{\sigma}^{A'B' \rightarrow C'D'}}{(s', t', u')} \delta(s' + t' + u') \quad (1)$$

и выражает инклюзивное сечение образования адрона C через дифференциальное сечение рассеяния подсистем $A'B' \rightarrow C'D'$ (рис. 1) и функции распределения $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ и ρ_C^C , построенные из соответствующих релятивистских квазипотенциальных волновых функций. В частном

Рис. 1. Образование адрона C через подпроцесс $A' + B' \rightarrow C' + D'$



случае, когда A' , B' , C' и D' являются кварковыми состояниями, соответствующие величины $\rho_{A'}^a$ и $\rho_{B'}^b$ переходят в структурные функции ρ_A^a и ρ_B^b , $d\tilde{\sigma}/dt'$ — в дифференциальное сечение упругого рассеяния кварков, а формула (1) — в известную в партонной модели формулу жестких соударений.

Из (1) в предположении о справедливости правил кваркового счета для сечения $d\tilde{\sigma}/dt'(s', t')$ легко получить степенной закон убывания инклюзивных сечений [5, 6]

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3 p/E_p} \sim p_T^{-N} \varphi(x, \theta), \quad (2)$$

где степень N связана с числом составляющих состояний A' , B' , C' и D' формулой

$$N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2], \quad (3)$$

а функция $\varphi(x, \theta)$ выражается через интеграл от структурных функций, описывающих распределение частиц A' , B' и C в адронах A , B и состоянии C' . Информация о виде этих структурных функций может быть получена с помощью использования принципа автомодельности и правил размерного кваркового счета, а также представления структурных функций через релятивистские квазипотенциальные волновые функции, на чем мы подробнее остановимся ниже.

Как видно из формул (2) и (3), минимальная степень убывания инклюзивного сечения (как p_T^{-4}) осуществляется, когда подпроцесс $A' + B' \rightarrow C' + D'$ происходит за счет упругого рассеяния двух кварков (жесткое рассеяние). Процессам, обусловленным рассеянием составных подсистем $q\pi \rightarrow q\pi$, $qd \rightarrow qd$ [d — дикварк (qq)], соответствует более быстрое убывание сечения [5, 6]

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E_p}(AB \rightarrow \pi) \sim A(x_\perp \dots) p_T^{-8} + B(x_\perp \dots) p_T^{-12}, \quad (4)$$

где $x_\perp = 2p_T/\sqrt{s}$.

Отклонение от чисто степенного автомодельного поведения в рамках КХД описывается с помощью так называемых аномальных размерностей, которые могут быть вычислены по теории возмущений. В [17] были сформулированы универсальные правила кваркового счета для аномальных размерностей, описывающих логарифмическое отклонение от

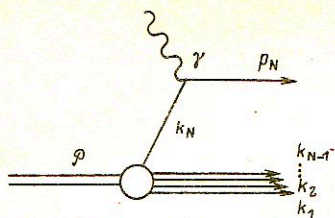


Рис. 2. Схематическое изображение матричного элемента тока перехода адрона в кварки

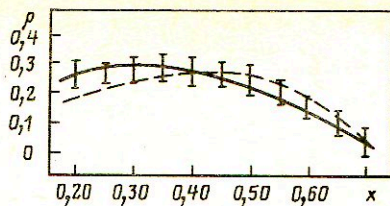


Рис. 3. Сравнение x -зависимости рассчитанной структурной функции пиона $\rho(x, Q^2)$ с экспериментальными данными

степенной зависимости в глубоконеупругих адрон-адронных и лептон-адронных реакциях с большими переданными импульсами и частицами разных сортов в конечных состояниях. Полученные формулы позволяют провести всестороннюю проверку предсказаний КХД, что представляет собой интересную задачу для будущих экспериментов при высоких энергиях.

3. Описание структурных функций адронов в рамках ковариантного одновременного формализма. Как было отмечено ранее, знание ковариантных одновременных волновых функций как решений соответствующих квазипотенциальных уравнений позволяет в принципе рассчитать вид структурных функций. Эта задача решалась в работах ряда авторов [5–7]. В них было показано, что входящий в адронный тензор матричный элемент тока перехода адрона A в конечное состояние $|X, a\rangle$ в импульсном приближении может быть выражен через квазипотенциальную волновую функцию $\Psi_{M\mathcal{F}}^A$ связанного состояния N частиц, образующих адрон A (рис. 2).

В импульсном приближении, соответствующем учету лишь тех глюонов, обмен которыми создает входящий в уравнение для волновой функции связанного состояния кварков квазипотенциал, структурную функцию можно представить в виде [18]

$$\rho_i(\xi, W^2) = \rho_i^{\text{СК}}(\xi) + \rho_i^{\text{предск}}(\xi, W^2), \quad (5)$$

где $\rho_i^{\text{СК}}(\xi)$ — скейлинговая (по переменной Нахтмана ξ) часть структурной функции.

На рис. 3 изображены графики зависимости $\rho(x, Q^2)$ (при фиксированном значении Q^2) в случае выбора $\Psi_{M\mathcal{F}}^A$ в виде точного решения квазипотенциального уравнения с запирающим осцилляторным потенциалом (сплошная линия) и в виде приближенного решения с модельным хромодинамическим потенциалом (пунктир), которые при определенном выборе параметров неплохо согласуются с экспериментальными данными по структурной функции π -мезона. Изучение вклада предасимптотического члена $\rho^{\text{предск}}(\xi, Q^2)$ в Q^2 -зависимость показало, что эффекты связанности приводят в области $x > 0,35$ к убыванию структурной функции при изменении Q^2 в интервале $0,5 \leq Q^2 \leq 10$ (ГэВ/с)², а далее их

вклад практически исчезает. Рост же структурной функции при малых x с увеличением Q^2 будет осуществляться лишь при определенных условиях, налагаемых на массу кварка.

4. Автомодельное поведение сечений полуинклюзивных реакций. Интересной особенностью инклюзивных процессов в области больших p_T является зависимость средней ассоциативной множественности от поперечного импульса частицы-триггера. Для понимания этой зависимости весьма плодотворен многокомпонентный подход к описанию инклюзивных и полуинклюзивных спектров.

Рассмотрим полуинклюзивный процесс

$$A + B \rightarrow C(p_T) + X_{n-1}^c + X^0; \quad (6)$$

т.е. в данном случае в реакции инклюзивным образом выделяется одна из заряженных вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс [$C(p_T)$ — частица-триггер].

Процесс (6) характеризуется так называемым полуинклюзивным сечением $d\sigma^n/d^3p_c$, которое, будучи просуммировано по числу всех заряженных частиц n , приводит к одночастичному инклюзивному распределению $d\sigma/d^3p_c = \sum_n d\sigma^n/d^3p_c$. В [5, 19] подробно исследовались по-

луинклюзивные распределения в рамках отмеченной выше трехмерной формулировки квантовой теории поля, а также связь моментов полуинклюзивного распределения со структурными функциями.

Проиллюстрируем корреляционный характер ассоциативной множественности рассмотрением закона подобия для полуинклюзивных процессов [19]. Ассоциативная множественность реакции (6) определяется следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle = \frac{\sum_n (n-1) F(n, p_T)}{\sum_n F(n, p_T)}, \quad (7)$$

где $F(n, p_T)$ — полуинклюзивное распределение.

Предположим, что это распределение может быть разбито на компоненты в соответствии с силой корреляций между множественностью и поперечным импульсом триггера:

$$F^{\text{tot}}(n, p_T) = F^0(n, p_T) + F'(n, p_T).$$

Используя только слагаемое, отвечающее слабой корреляции, придем к известному KNO-скейлингу:

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sum_n \sigma_n = \Psi(n/\langle n \rangle). \quad (8)$$

В то же время корреляционный член средней ассоциативной множественности и соответствующее ему распределение дают закон подо-

бия для полуинклюзивных сечений [19]:

$$\langle n(p_T) \rangle \frac{d\sigma_n}{d^3 p_T} \Big/ \sum_n \frac{d\sigma_n}{d^3 p_T} = \Psi \left(\frac{n}{\langle n(p_T) \rangle} \right), \quad (9)$$

который получил экспериментальное подтверждение на ускорителях Серпухова и ЦЕРН. Такой закон следует, в частности, из представлений о когерентном возбуждении нуклона и моделей множественного рождения в приближении прямолинейных путей, которые предсказывают зависимость

$$\langle n(p_T) \rangle = a + bp_T^2, \quad (10)$$

близкую к наблюдаемой на опыте.

Таким образом, KNO-скейлинг отвечает нулевым (или пренебрежимо малым) корреляциям $\langle n \rangle$ и p_T . В случае сильных корреляций можно ожидать выполнения соотношения (9). Это соотношение позволяет получить также формулу скейлинга в среднем. При сверхвысоких энергиях, когда доля вторичных частиц, рожденных в струе, увеличивается (корреляции $\langle n \rangle$ и p_T значительные), следует ожидать специфических отклонений от KNO-распределения.

Следует отметить, что автомодельная функция $\Psi(z)$ (9) может быть найдена как решение уравнения ренормгруппы для полуинклюзивных сечений [5, 19]. При этом закон дисперсии

$$D(p_T) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(p_T) \rangle \quad (11)$$

и отклонения от него, которые были изучены в рамках уравнения ренормгруппы, имеют аналогию с соотношением Вроблевского – Мальхотры для полных средних множественностей

$$D = A \langle n \rangle - B. \quad (12)$$

Экспериментальное подтверждение закономерности (9) явно свидетельствует о сильных корреляциях $\langle n \rangle$ и p_T .

5. Процессы с большой множественностью. Многокомпонентное описание экспериментальных данных. Как уже отмечалось выше, процессы с большой множественностью главным образом происходят на больших расстояниях (при малых p_T). Здесь существенны иные механизмы генерации частиц, нежели в области больших p_T .

Для описания таких процессов весьма плодотворным является многокомпонентный подход [5, 19]. Рассмотрим одну из его конкретных реализаций. Отправным моментом модели является предположение, что в наблюдаемую множественность основной вклад вносят области фазового пространства, выделяемые следующим образом:

- а) область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся (лидирующих) частиц;
- б) область, отвечающая независимому испусканию разного сорта нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с нулевым изоспином.

При этом вероятность распределения по числу кластеров имеет вид:

$$W_{n_1, n_2 \dots}^{ij} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots, \quad (13)$$

где α_i, β_j — вероятности i -го и j -го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно; $n_i(\langle n_i \rangle)$ — множественность (средняя множественность) кластеров типа i ; $P_n(\langle n \rangle)$ — пуассоновское распределение. Феноменологический анализ показывает, что сталкивающиеся адроны диссоциируют в среднем не более чем на три частицы и что диссоциация равновероятна для налетающей частицы и мишени. Если при этом ограничиться, например, рассмотрением кластеров с модами распада не более чем в четыре заряженные частицы, то распределение заряженных частиц по множественности в процессах $ap \rightarrow n + X$ ($a = p, \bar{p}, K^\pm, \pi^\pm$) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} W_{n_c} = & a^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-2}{4} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-2-4n}{2}}(a) + \\ & + 2a(1-a) \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-4}{4} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-4-4n}{2}}(a) + \\ & + (1-a)^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-6}{2} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-6-4n}{2}}(a), \end{aligned} \quad (14)$$

где a — вероятность диссоциации не более чем на одну заряженную частицу; a и b — средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно.

Зная топологическое сечение W_n , можно вычислить среднюю множественность и остальные корреляционные моменты и распределения.

Например, средняя множественность заряженных частиц определяется выражением

$$\langle n \rangle = 2a + 4b + 2 + 4(1-a), \quad (15)$$

а второй корреляционный момент

$$f_2 = \langle n \rangle + 8b - 8b^2 - 4.$$

На основе этой модели [20] было проведено описание экспериментальных данных по топологическим характеристикам для pp -, $p\bar{p}$ -, $p\pi$ -, Kp -взаимодействий в области до энергий $s \approx 100 \div 4000$ ГэВ². Было получено вполне удовлетворительное описание распределения по множественности с $\chi^2 = 1,6$ и, кроме того, сделаны предсказания для энергий SPS-коллайдера. Предсказания согласуются с экспериментальными ре-

зультатами, полученными в pp -соударениях при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Так, для средней множественности теоретическое значение $\langle n^{\text{теор}} \rangle = 27,7$, а $\langle n^{\text{эксп}} \rangle = 27,4 \pm 2,0$.

Модель использовалась для изучения зарядово-нейтральных корреляций и корреляций вперед-назад, для которых также были получены предсказания, подтвердившиеся экспериментально (на ускорителях ИФВЭ, FNAL, ЦЕРН) [21, 22].

Были изучены свойства адронных ассоциаций (кластеров, резонансов) и механизмов образования вторичных частиц, в частности, показано возрастание при высоких энергиях вклада многочастичных адронных кластеров. Это можно рассматривать как объяснение событий с большой множественностью, обнаруженных в космических лучах. Более детально такие явления предстоит исследовать на ускорителях будущего.

Заключение. Физика множественного рождения адронов – бурно развивающаяся область, без которой невозможно построить будущую теорию элементарных частиц. Следует подчеркнуть, что есть все основания считать множественные характеристики неразрывно связанными с внутренней структурой сталкивающихся частиц. Здесь важным фактором является установление универсальности структурной функции адрона.

Бесспорным на сегодняшний день представляется наличие не одного, а ряда механизмов множественной генерации частиц, хотя выделение их в эксперименте – непростая задача.

Детальное исследование процессов множественного рождения на ускорителях частиц и релятивистских ядер, анализ корреляционных явлений в этих процессах [23] позволяет открыть немало нового и интересного.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. М.: Наука, 1977.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. – Nuovo Cimento Lett., 1973, vol. 5, p. 907–911.
3. Ньюнко Н.Е., Тютяев Ю.И., Фаустов Р.Н. – В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. IV Междунар. семинар. Протвино: ИФВЭ, 1983, с. 104–115.
4. Lepage G.P. – Phys. Rev., 1977, vol. A16, p. 863–876.
5. Квинихидзе А.Н., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, вып. 3, с. 478–543.
6. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbeckler R. – Phys. Rev., 1976, vol. 23, N 1, p. 1–121.
7. Faustov R.N. – In: Proc. V Intern. Symp. on Many Particle Hadrodynamics. Eisenach and Leipzig, 1974, p. 769–774.
8. Черников Н.А. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, вып. 3, с. 773–810.
9. Широков Ю.М. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1951, т. 21, с. 748–760.
10. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR Preprint E2-3498. Dubna, 1967, 24 p.; Faustov R.N. – Ann. Phys., 1973, vol 78, N 1, p. 176–187.
11. Kadyshevsky V.G. – Nucl. Phys., 1968, vol. B6, p. 125–148.
12. Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А. – Теорет. мат. физ., 1971, т. 6, с. 157–165.
13. Ризов В.А., Тодоров И.Т. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1975, т. 6, вып. 3, с. 669–742.

14. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н. — Там же, т. 5, вып. 1, с. 3–62.
15. Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталеv О.А. — Там же, 1976, т. 7, вып. 1, с. 21–54.
16. Savrin V.I., Sidorov A.V., Skachkov N.B. — *Hadronic J.* (Garward Univ.), 1981, vol. 4, N 5, p. 1642–1680.
17. Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkheldize A.N. — *Phys. Lett.*, 1981, vol. B100, p. 75–78.
18. Savrin V.I., Skachkov N.B. — *Nuovo Cimento*, 1981, vol. 65A, N 1, p. 1–14.
19. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слeпченко Л.А. — *Ядерная физика*, 1976, т. 23, вып. 2, с. 432–437.
20. Drenka S., Mavrodiev S.Cht., Sissakian A.N. — In: *JINR Rapid Communications*, Dubna: JINR, 1984, N 1–84, p. 7–12.
21. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. Препринт ОИЯИ P2-12570. Дубна, 1979. 18 с.
22. Мавродиев С.Щ., Митрюшкин В.К., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. — *Ядерная физика*, 1979, т. 30, вып. 1, с. 245–252.
23. Baldin A.M. — *Nucl. Phys.*, 1985, vol. A434, p. 695; Балдин А.М., Диденко Л.А. — В кн.: *Краткие сообщения ОИЯИ, №8–85*, Дубна, 1985, с. 5–17.

УДК 539.171.1:539.12.01

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА И СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

*А.В. Ефремов, д-р физ.-мат. наук,
И. Златев, профессор (НРБ),
П.С. Исаев, д-р физ.-мат. наук*

Одним из наиболее знаменательных событий в физике 70-х годов было рождение и становление квантовой хромодинамики (КХД) — квантовополевой теории сильных взаимодействий кварков и глюонов, которая по современным представлениям отвечает как за силы, связывающие кварки в адронах, так и за внутриядерное взаимодействие нуклонов. Эта теория естественно вобрала в себя все представления о структуре адронов и их взаимодействиях, накопившиеся к моменту ее создания, — представления о партонах, о цветных кварках и идею локальной калибровочной симметрии.

Кварковая гипотеза (Гелл-Ман, Швейг), согласно которой все адроны являются связанными состояниями либо кварк-антикварковой пары, либо трех кварков, хорошо объясняла систематику адронов, т.е. их группировку по свойствам в унитарные и изотопические мультиплеты, расщепления адронов в этих семействах по массам, а также некоторые статические свойства адронов (например, их магнитные моменты). Важным составным элементом этой картины было представление о "цвете" кварков [1], т.е. о необходимости утроения кварков каждого типа ("аромата"), которых сейчас открыто уже пять (u, d, s, c, b). Оно оказалось необходимым для того, чтобы, не входя в противоречие с принципом Паули, запрещающим трем одинаковым частицам с полужелтым спином находиться в одном и том же состоянии, построить некоторые барионы (например, Δ^{++} , состоящий из трех u -кварков). Потребовалось также дополнительное условие "бесцветности" наблюдаемых адронных состояний, т.е. неизменности векторов состояний при преобразованиях в цветовом пространстве. Наиболее экономной схемой таких преобразований были бы повороты в трехмерном цветовом пространстве [так называемая группа $SO(3)$, которая эквивалентна [2] тому, что кварковые поля подчиняются не статистике Ферми–Дирака с принципом Паули, а парастатистике, допускающей три одинаковые частицы в одном и том же состоянии] — Однако в та-

кой схеме наряду с кварк-антикварковыми мезонами неизбежны и бесцветные дикварковые состояния, отсутствующие в природе. По этой причине необходим переход к более сложному комплексному цветовому пространству [так называемой группе $SU(3)$].

Представление о партонах (Фейнман, Бьеркен) как точечных составляющих адронов возникло из обнаруженного экспериментально различия в поведении формфакторов упругого и глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на протоне в области больших передаваемых импульсов Q . Если в первом случае формфактор уменьшался, как Q^{-4} , и соответствовал рассеянию на протяженном протоне, то во втором случае формфактор оказался почти постоянным и соответствовал рассеянию на точечной (слабовзаимодействующей) части протона-партоне.

Дальнейшее экспериментальное изучение различных процессов ГНР дало свидетельство в пользу тождественности партонов и кварков. Таким образом, оказывалось, что на расстояниях порядка размеров адрона (около 10^{-13} см) кварки должны сильно взаимодействовать, чтобы образовывать такие прочные системы, как адроны; на расстояниях же, в несколько раз меньших, взаимодействие кварков настолько ослабевает, что они выглядят как свободные точечные частицы. Это свойство взаимодействия впоследствии было названо *асимптотической свободой*.

Калибровочная симметрия, т.е. симметрия относительно локальных преобразований, параметры которых зависят от пространственно-временной точки, была впервые обнаружена в электродинамике (Вейль, Клейн, В.А. Фок) как инвариантность уравнений движения относительно локального изменения фазы волновой функции электрона:

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi(x) \exp [i\alpha(x)].$$

Если это изменение одинаково во всех пространственно-временных точках, то уравнения движения свободного невзаимодействующего поля, будучи уравнениями линейными, не меняются. Однако если фаза α зависит от r и t , то калибровочная симметрия приводит к необходимости взаимодействия электронов через электромагнитное поле $A_\mu(x)$ — векторное поле с нулевой массой покоя (в квантовой теории — через излучение и поглощение γ -квантов). Эти два свойства компенсирующего поля — векторный характер (спин 1) и нулевая масса — присущи любым калибровочным полям.

В основе КХД лежит цветовая калибровочная симметрия, когда наряду с изменением фазы происходит и изменение цвета кварков (который так же ненаблюдаем, как и фаза), т.е. величина $\alpha(x)$ и глюонное поле $A_\mu(x)$ становятся матрицами 3×3 , так что вместо одного поля необходимо восемь векторных безмассовых глюонных полей. Однако в отличие от электродинамики, где фотоны электрически нейтральны и потому не взаимодействуют друг с другом непосредственно, глюоны оказываются цветными и могут непосредственно взаимодействовать друг с другом, т.е. уравнения для глюонного поля (в отличие от уравнений Максвелла) оказываются нелинейными. (Такие калибровочные теории называются *неабелевыми*.)

Решающими в становлении КХД были работы по созданию схемы квантования указанных теорий (Л.Д. Фаддеев, В.Н. Попов, де Витт, А.А. Славнов) и обнаружению свойства ослабления эффективного "цветового заряда" с ростом передаваемого импульса Q (Политцер, Гросс, Вилчек):

$$\alpha_{\text{КХД}}(Q^2) = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1)$$

где N_f — число типов (ароматов) кварков; Λ — фундаментальный размерный параметр теории ($\Lambda \approx 100 \div 500$ МэВ). Асимптотическая свобода позволяет использовать для анализа адронных процессов хорошо развитый аппарат теории возмущений [3] с тем большей уверенностью, чем больше передаваемый импульс, и тем самым впервые — рассчитывать характеристики адронных процессов, связанные с малыми расстояниями.

С уменьшением Q^2 инвариантный заряд растет и при $Q = \Lambda$ (в системе $\hbar = c = 1$) формально становится бесконечным. Однако гораздо раньше оказывается несправедливым то приближение (так называемое однопетлевое приближение в теории возмущений), на основе которого было получено выражение (1). Гораздо дальше удается продвинуться с помощью двухпетлевого [4] и трехпетлевого [5] приближений. Дальнейшее уточнение теряет смысл из-за асимптотического характера ряда теории возмущений.

При получении выражения (1) предполагалось также, что передаваемый импульс Q гораздо больше удвоенной массы кварков всех ароматов. Детальный анализ [6], учитывающий массы кварков, приводит к более сложному выражению для $a_{\text{КХД}}(Q^2)$, в котором параметр Λ стремится к своему асимптотическому значению с ростом Q^2 .

Естественной областью приложения КХД являются процессы с большими передаваемыми импульсами Q^2 , для которых эффективную константу взаимодействия $\alpha_s(Q^2)$ можно считать достаточно малой величиной и пользоваться теорией возмущений. Однако прямая проверка КХД затрудняется тем, что в эксперименте мы имеем дело не с кварками и глюонами, а с их связанными состояниями — адронами, кварковая структура которых формируется в течение достаточно длительного по ядерным масштабам времени. По этой причине сопоставление теоретических и экспериментальных результатов требует специфических гипотез и методов. Их основу составляет ренормализационная инвариантность [3] амплитуд и сечений физических процессов (независимость их от способа определения константы взаимодействия и нормировки волновых функций) и кварк-адронная дуальность (возможность представления любого бесцветного состояния в виде суперпозиции либо адронных, либо кварк-глюонных состояний). Первое свойство позволяет перевести зависимость вероятности процесса от Q^2 в зависимость $\alpha_s(Q^2)$, а второе дает возможность вычислить вероятность по теории возмущений КХД.

Однако вероятности большинства высокоэнергетических процессов зависят, как правило, не только от больших, но и от малых переменных, что не позволяет перевести всю зависимость от больших переменных Q^2 в эффективную константу $\alpha_s(Q^2)$. Например, формфактор глубокоэластического лептон-адронного рассеяния кроме больших переменных Q^2 и $2pQ = Q^2/x$ зависит также от массы адрона $m^2 = P^2$. При этом предела $m^2 \rightarrow 0$ не существует. В ренормируемой квантовой теории поля (КТП) это приводит к нарушению [7] бьеркеновского скейлинга. Применение КХД для инклюзивных процессов такого рода базируется на так называемом свойстве факторизации больших и малых

расстояний, которое было установлено (с точностью до членов P^2/Q^2) в любом порядке теории возмущений КТП сначала для теории со скалярными глюонами [7], а затем и для КХД [8].

Свойство факторизации эквивалентно [9] обычной партонной картине жестких процессов с той разницей, что функции распределения партонов и сечения их взаимодействия (сечения партонных подпроцессов) зависят от некоего размерного параметра μ , который играет роль как параметра ренормировки, так и границы раздела между большими и малыми импульсами. Однако сечение процесса не должно зависеть от выбора этого параметра, так что значение зависимости сечения подпроцесса от μ^2 (из теории возмущений) позволяет найти зависимость функций распределения от μ^2 или при $\mu^2 = Q^2$ зависимость функций распределений и, следовательно, формфакторов глубокоэластичного рассеяния от Q^2 . Таким образом, одним из характерных свойств КХД является предсказание зависимости функций распределения от Q^2 (их рост с Q^2 в области малых x и убывание в области $x \approx 1$).

Важным этапом в развитии КХД было доказательство свойства факторизации для эксклюзивных процессов [10] и вычисление асимптотического поведения элекстромагнитного формфактора пиона

$$F_{\pi}(Q^2) \sim 8\pi\alpha_s(Q^2)f_{\pi}/Q^2.$$

Последующий расчет поправок высшего порядка показал [11], однако, что для формфактора пиона (так же, как, по-видимому, и для сечений других эксклюзивных процессов с участием адронов, состоящих из легких кварков) асимптотическое поведение наблюдается в области очень больших передаваемых импульсов. Поведение же в области доступных Q^2 определяется слагаемыми высшего твиста, т.е. слагаемыми с более высокой степенью убывания по Q^2 .

Говоря о поправках высшего порядка, нельзя обойти и так называемой проблемы K -фактора, которая заключается в том, что для многих жестких процессов (например, $pp \rightarrow \gamma X$, $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, $\gamma\gamma \rightarrow$ две струи и др.) теоретические расчеты сечений подпроцессов в борновском приближении КХД согласуются с экспериментальными данными качественно, но различаются количественно в $K = 2 \div 2,5$ раза. Стандартное объяснение этого [12] состоит в том, что поправки высшего порядка дают вклад в диаграммы с обменом длинноволновыми глюонами в начальном (или конечном) состоянии, который отличается от борновского множителем типа $\alpha_s \pi^2$, аналогично тому, как это имеет место для электромагнитной поправки к сечениям сильных взаимодействий. Есть веские основания полагать, что в КХД, так же как и в электродинамике, происходит экспоненцирование таких поправок, т.е. суммирование их в множитель $\exp(\alpha_s \pi^2) \approx 2$.

В доступной ныне области значений Q^2 поправки высших твистов имеют важное значение, поскольку: а) именно они содержат сведения о резонансах в кварк-глюонных системах и механизме удержания цвета; б) область доступных значений Q^2 во многих случаях далека от асимптотической; в) имеется целый класс процессов (например, асим-

метрия пионов, рожденных на поперечно поляризованной мишени), где вклад главного твиста отсутствует и члены высшего твиста оказываются основными.

Большие успехи достигнуты на пути развития методов конечноэнергетических правил сумм [13] — так называемых правил сумм КХД. Эти правила гласят, что экспериментальное сечение с участием адрона с определенными квантовыми числами в области малого квадрата энергий S (около 1 ГэВ²) сильно отличается от вычисленного по теории возмущений КХД кварк-глюонного сечения с теми же квантовыми числами из-за наличия в первом резонансных пиков. Однако если усреднить оба сечения по некоторому интервалу S_0 ("интервалу дуальности") с весом $\exp(-S/M^2)$, то разница будет пропорциональна только малым поправкам $\langle G^2 \rangle_0/M^4$ и $\langle \bar{q}q \rangle_0^2/M^6$, связанные с вакуумными флуктуациями глюонных (G) и кварк-антикварковых ($q\bar{q}$) полей. Это позволяет определить как величину S_0 , имеющую смысл характерного расстояния между соседними резонансами, так и параметр M^2 . При этом, значения $\langle \bar{q}q \rangle_0$ и $\langle G^2 \rangle_0$ должны быть одинаковы для всех правил сумм, поскольку в них содержится информация о структуре вакуума в КХД, т.е. о динамике взаимодействия на больших расстояниях. В пределе $M \rightarrow \infty$ правила сумм КХД переходят в конечно-энергетические правила сумм, [13], но с определенным интервалом дуальности.

Успех метода правил сумм КХД зависит от того, существует ли такая область значений M^2 , где были бы малы все неучтенные поправки, т.е. члены $O(1/M^6)$ в правой части и вклад интервала $[S_0, \infty]$ — в левой, что, конечно, определяется квантовыми числами адрона. В частности, вычисление вкладов $\langle G^3 \rangle$ и $\langle G^4 \rangle$ в правилах сумм для чармония [14] показывает, что ряд степенных поправок в данном случае может и не иметь достаточно быстрой сходимости. Однако совпадение вычисленных таким методом массы и констант связи многих частиц (ρ , ω , K^* , φ , A_2 , f , f' , J/ψ , γ и др.) с их экспериментальными значениями производят большое впечатление.

Одно из наиболее интересных разработок метода наметилось в применении его к более сложным процессам рассеяния частиц. Здесь уже получены заметные успехи в описании формфакторов пиона [15], нуклона [16] и ряда других трехточечных функций. В частности, поведение формфактора пиона в области малого переданного импульса Q идеально согласуется с последними данными группы NA-7 (ЦЕРН).

Рассмотрим теперь поправки высших твистов к сечениям жестких процессов, описываемых модифицированной партонной моделью. В дополнение к обычным одночастичным партонным функциям распределения здесь будут давать вклад многочастичные кварк-глюонные и кварк-антикварковые корреляторы [17]. Полный учет кварк-глюонных корреляторов твиста 4 (поправки порядка $1/Q^2$), проведенный Эллисом, Фурманским и Петронцио, показал возможность сведения таких поправок к учету эффекта поперечного движения партонных. Однако в общем случае вопрос об учете таких поправок, особенно связанных с обменом низкоэнергетическими глюонами в начальном (конечном) состоянии, остается пока открытым.

Одна из наиболее актуальных областей приложения КХД — использование членов твиста 3, поскольку именно они дают главный вклад в так называемые спиновые асимметрии первого порядка (например, в поперечную поляризацию адронов с большими p_{\perp} или лево-правую асимметрию в процессах рассеяния на поперечно поляризованной мишени). Эта область приложения КХД чрезвычайно важна, потому что эксперимент настойчиво указывает на значительную роль спиновых эффектов в жестких адронных процессах, в то время как наивная партонная модель дает нулевой результат (кварки с нулевой массой поляризованы только продольно). Однако более тщательный анализ в рамках КХД, проведенный в последнее время [17], показал, что в процессе распространения в глюонном поле поляризованного адрона кварк приобретает эффективную массу порядка массы адрона и дополнительную разность фаз, так что спиновые эффекты оказываются существенными и определяются кварк-глюонной корреляцией в поляризованном адроне. Тем самым открывается возможность изучения более тонких деталей, предсказываемых КХД.

Высшие твисты весьма существенны и при извлечении значения Λ из экспериментальных данных. Например, результаты анализа процесса ГНР очень сильно зависят от выбора области изменения x (малые $x \lesssim 0,1$; большие $x \gtrsim 0,3$), от поведения структурных функций в области $x > 0,7$, где экспериментальные данные отсутствуют, от вида распределения глюонов в адроне по долям импульса x , не вычисляемого теоретически в рамках КХД. По этой причине экспериментальное изучение функций распределения кварков и глюонов во всей области изменения $0 \leq x \leq 1$ крайне важно для исследования внутренней структуры элементарных частиц и ядер.

Безмодельное задание функций распределения кварков и глюонов внутри адронов оказывается неудовлетворительным и приводит к большой погрешности в определении Λ . Поэтому, как правило, приходится привлекать модельные представления о структурных функциях (реджевское поведение в области малых x , правила кваркового счета в области больших x и др.). Наиболее полная на сегодняшний день физическая модель такого рода, рассмотренная в цикле работ [18], не только обеспечивает правильное поведение функций распределения в предельных точках $x = 0$ и $x = 1$, но и фиксирует взаимную зависимость кварковых и глюонных распределений, удовлетворяющих единой системе эволюционных уравнений КХД и определяющих зависимость структурных функций от Q^2 . Кроме того, эта модель естественным образом обобщается на многопартонные распределения в адроне, ответственные за часть поправок порядка $1/Q^2$, и, таким образом, позволяет учесть их при анализе экспериментальных данных. Оказалось, что твистовые поправки пропорциональны производной от структурной функции, а потому знакопеременны: положительны (уменьшают значение Λ) в области малых $x \lesssim 0,2$, где структурная функция растет, и отрицательны (увеличивают Λ) в области больших x , где структурная функция падает. После введения поправок высшего твиста, характеризуемых некоторым па-

раметром h^2 , значения Λ для малых и больших x становятся самосогласованными [19].

Большие погрешности Λ и h^2 возникают, однако, из-за трудностей различения логарифмической и степенной (твистовой) зависимостей структурных функций от Q^2 по имеющимся экспериментальным данным. Необходимо расширить интервал изменения Q^2 в сторону малых Q^2 . В этом заключается одна из задач создаваемого в настоящее время совместно ОИЯИ и Институтом теоретической и экспериментальной физики (ИФВЭ) "Нейтринного детектора" [20].

Чтобы уменьшить погрешности определения Λ и h^2 , нужно повысить точность экспериментального измерения структурных функций в ныне доступных диапазонах x и Q^2 , а также расширить диапазон измерений по x практически для всей области $0 \leq x \leq 1$ [в этом одна из задач будущего ускорителя УНК (Протвино)] и иметь данные в области $Q^2 \gg \gg 200$ (ГэВ/с)². Очень важна также оценка h^2 в рамках КХД хотя бы в модельных приближениях.

Таким образом, КХД обеспечивает в настоящее время хорошее полуколичественное, а во многих случаях и количественное объяснение характерных особенностей широкого круга высокоэнергетических процессов. Все основные особенности: векторный характер глюона, прямое глюон-глюонное взаимодействие, асимптотическая свобода — находят более или менее надежные экспериментальные подтверждения, хотя получаемые из разных измерений значения параметра Λ оказываются различными и варьируются в пределах от 100 до 500 МэВ. По всей вероятности, это связано с достаточно большими значениями поправок, о которых речь шла выше. Поэтому вычисление указанных поправок и прецизионные эксперименты при максимально высоких энергиях имеют, безусловно, принципиальное значение.

Хотелось бы выделить вопрос о прямой экспериментальной проверке цветовой симметрии: является она точной или же нарушается, как и все остальные внутренние симметрии? Ответ на него связан с экспериментальным измерением истинных электрических зарядов кварков. Оказывается [21], что при спонтанном нарушении цветовой симметрии ответ на этот вопрос можно получить только при изучении жестких двухфотонных процессов (типа $\gamma N \rightarrow \gamma X$ или $\gamma\gamma \rightarrow$ две струи) с реальными фотонами. Полученные недавно группой NA-14 (ЦЕРН) при изучении первого из процессов предварительные результаты убедительно свидетельствуют в пользу точной цветовой симметрии и дробных зарядов кварков.

Наиболее острой проблемой КХД остается проблема удержания цвета, связанная с отсутствием свободных кварков и глюонов и бесцветностью адронных состояний. Здесь физики, по-видимому, впервые встретились с совершенно новой формой существования материи, когда квантовое поле не может проявляться в форме частицы, т.е. не имеет состояний с определенной зависимостью между импульсом и энергией. На возможность подобных форм Д.И. Блохинцев указывал еще на заре развития КТП [22]. Каков же конкретный механизм удержания — "инфра-

красное рабство”, связанное с ростом эффективного взаимодействия при разделении двух цветовых зарядов и экранировкой цвета за счет рождения из вакуума кварк-антикварковых пар, которые превращают дальнедействующие силы между кварками в короткодействующие ядерные силы между адронами, или перестройка вакуума из-за нетривиальной топологической структуры теории и конденсации инфракрасных глюонных полей [23], — сейчас можно только гадать.

Ответ на этот вопрос следует, по-видимому, искать на пути дальнейшего развития теоретических методов КТП, не связанных с теорией возмущений (в первую очередь, так называемых ”методов решетки”, основанных на замене непрерывного пространства-времени дискретным и использовании мультипроцессорных ЭВМ для прямого вычисления в таком пространстве физических величин), и экспериментального изучения удержания цвета с использованием атомных ядер в качестве прибора для регистрации кварков и глюонов — одной из основных задач релятивистской ядерной физики [24] и проектируемого в ОИЯИ ускорителя ”Нуклотрон”.

Но каков бы ни был ответ на этот вопрос, КХД сегодня, как и теория электрослабого взаимодействия, представляет собой прочно удерживаемый плацдарм, с которого ведется наступление в направлении создания единой теории всех взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Д2-1968. Дубна, 1965. 12 с; Han M., Nambu Y. — Phys. Rev., 1965, vol. N139, p. 1006–1010.
2. Greenberg O.W. — Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 14, p. 598–602; Говорков А.Б. — Теорет. и мат. физ., 1982, т. 53, с. 283–295.
3. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Квантовые поля. М.: Наука, 1980. 416 с.
4. Caswell W. — Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 33, p. 244–246; Jones D.R.T. — Nucl. Phys. B, 1979, vol. 75, p. 531–538; Егорян Э.Ш., Тарасов О.В. — Теорет. и мат. физ., 1979, т. 41, с. 26–32.
5. Tarasov O.V., Vladimirov A.A., Zakharov A.Yu. — Phys. Lett. B, 1980, vol 93, p. 429–432.
6. Ширков Д.В. — Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 541–546.
7. Гинзбург И.Ф., Ефремов А.В. — В кн.: Труды Международной конференции по квантовой теории поля и статистике. М.: МИ АН СССР, 1972, с. 39–70; Fortschr. Phys., 1974, vol. 22, p. 575–609.
8. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. Препринт ОИЯИ Е2-11849. Дубна, 1978. 29 с; Теорет. и мат. физ., 1980, т. 44, с. 17–33, 157–171, 327–342; Ellis R.K., Georgi H., Machacek M., Politzer H.D. — Nucl. Phys., 1979, vol. 152, p. 285–329; Libby S.B., Sterman G. — Phys. Rev. D, 1978, vol. 18, p. 3252–3268; Mueller A.H. — Ibid., 1978, vol. 18, p. 3705–3727.
9. Efremov A.V., Radyushkin A.V. — Phys. Lett. B, 1976, vol. 63, p. 449–452; Lett. Nuovo Cimento, 1977, vol. 19, p. 83–86; Georgy H., Politzer H.D. — Phys. Rev. D, 1976, vol. 14, p. 1829–1848.
10. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. Препринт ОИЯИ Е2-11983. Дубна, 1978. 32 с.; Phys. Lett. B, 1980, vol. 94, p. 245–250; Теорет. и мат. физ., 1980, т. 42, с. 147–165; Черняк В.Л. — В кн.: Материалы XV Зимней школы ЛИЯФ. Т.1. Л.: ЛИЯФ, 1980, с. 65–155; Brodsky S.J., Lepage G.P. — Phys. Rev. D, 1980, vol. 22, p. 2157–2198; Mueller A.H. — Phys. Repts, 1981, vol. 73, p. 237–368; Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. — Теорет. и мат. физ., 1979, т. 40, с. 329–339.

11. Диттес Ф.М., Радюшкин А.В. — Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 529–540.
12. Controgouris A.P. — Phys. Rev. D, 1982, vol. 26, p. 1618–1628; Controgouris A.P., Marlean L. — Phys. Rev. D, 1983, vol. 28, p. 1644–1658; Ефремов А.В., Иванов С.В., Корчелский Г.П. — Ядерная физика, 1984, т. 39, с. 1559–1568.
13. Logunov A.A., Soloviev L.D., Tavkhelidze A.N. — Phys. Lett., 1967, vol. 24, p. 181–182; Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkhelidze A.N. — Phys. Lett. B, 1978, vol. 76, p. 83–84; Krasnikov N.V., Pivovarov A.A. — Phys. Lett. B, 1982, vol. 112, p. 397–400; Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. — Nucl. Phys., 1979, vol. B147, p. 385–518.
14. Nikolaev S.N., Radyushkin A.V. — Nucl. Phys. B, 1983, vol. 213, p. 285–304; Николаев С.Н., Радюшкин А.В. — Ядерная физика, 1984, т. 39, с. 147–162.
15. Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 395–398; Ioffe B.L., Smilga A.V. — Phys. Lett. B, 1982, vol. 114, p. 353–358; Nesterenko V.A., Radyushkin A.V. — Phys. Lett. B, 1982, vol. 115, p. 410–414.
16. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Preprint JINR E2-80-521. Dubna, 1980, 28 p.; Politzer H.D. — Nucl. Phys. B, 1980, vol. 172, p. 349–382.
17. Ефремов А.В., Теряев О.В. — Ядерная физика, 1984, т. 39, с. 1517–1526; Phys. Lett. B, 1985, vol. 150, p. 383–386.
18. Исаев П.С., Коваленко С.Г. — Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 756–764; Бедняков В.А., Иванов Ю.П., Исаев П.С., Коваленко С.Г. — Там же, 1982, т. 36, с. 745–757; Златев И.С., Иванов Ю.П., Исаев П.С., Коваленко С.Г. — Там же, 1982, т. 35, с. 454–463; Бедняков В.А., Златев И.С., Исаев П.С. и др. — Там же, 1984, т. 40, с. 770–776.
19. Иванов Ю.П., Исаев П.С. — Ядерная физика, 1983, т. 38, с. 744–755.
20. Бедняков В.А., Буянтов С.А., Иванов Ю.П. и др. Сообщение ОИЯИ P2-84-163. Дубна, 1984. 21 с.
21. Ефремов А.В., Иванов С.В., Михайлов С.В. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 669–672; Ефремов А.В., Иванов С.В. — Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 243–245; 1984, т. 40, с. 514–516.
22. Блохинцев Д.И. — Успехи физ. наук, 1950, т. 42, с. 76–92.
23. Первушин В.Н. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, т.15, с. 1073–1110; Pervushin V.N., Azimov R.I. Preprint JINR E2-85-203. Dubna, 1985. 15 p.
24. Балдин А.М. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, с. 429–477.

УДК 539.1.01

ДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*С.В. Голоскоков, канд. физ.-мат. наук
С.П. Кулешов, д-р физ.-мат. наук*

Достижения теории элементарных частиц в последние годы в значительной степени связаны с развитием квантовой хромодинамики, в основе которой лежат гипотеза о цветных кварках [1] и принцип локальной калибровочной инвариантности. Эффективный заряд в КХД, вводимый на основе ренормгрупповых представлений [2], стремится к нулю с уменьшением расстояния между взаимодействующими системами. Это явление, названное асимптотической свободой, позволяет использовать хорошо разработанные методы теории возмущений. На расстояниях порядка 1 фм эти методы неприменимы, что не дает возможности развивать в настоящее время микроскопическую теорию, описывающую адронную физику на больших расстояниях.

Исходным моментом изучения динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях являются результаты, полученные Н.Н. Боголюбовым [3] из общих принципов квантовой теории поля. Общие принципы квантовой теории и представление об амплитуде рассеяния как единой аналитической функции кинематических переменных [3] были положены А.А. Логуновым в основу доказательства асимптотических соотношений для физически наблюдаемых величин [4].

Важную роль в теории сильных взаимодействий играет квазипотенциальный метод Логунова—Тавхелидзе [5], сочетающий в себе строгость основных принципов квантовой теории с возможностью использования эвристических соображений о характере взаимодействия адронов высоких энергий.

Широкое развитие работы по квазипотенциальному методу получили в социалистических странах. Так, совместно с учеными НРБ были выполнены работы по обобщению квазипотенциального уравнения на случай частиц со спином, что позволило эффективно применять его для изучения реальных физических систем. Предложен локальный вариант квазипотенциального уравнения, который в ряде случаев упрощает исследование взаимодействия элементарных частиц. Болгарские ученые приняли участие в разработке квазипотенциального метода для релятивистского конфигурационного пространства.

Следует отметить, что в сочетании с гипотезой о гладкости квазипотенциала [6], тесно связанной с динамикой взаимодействия адронов на больших расстояниях, квазипотенциальный метод позволил понять основные закономерности процессов высокоэнергетического рассеяния частиц на малые углы [7].

Область жесткого взаимодействия, в которой все кинематические переменные оказываются одного порядка и существенно превышают размерные параметры системы, принципиально отличается по свойствам от области мягких столкновений. В процессах с большими переданными импульсами проявляется точечная внутренняя структура частиц. Составная природа адронов позволяет объяснить степенное автомодельное [8] поведение дифференциальных сечений рассеяния

$$d\sigma/dt \sim (1/s^N) f(t/s), \quad (1)$$

возможность существования которого была впервые обоснована для глубоконеупругих и инклюзивных процессов на базе аксиоматического подхода в квантовой теории поля Н.Н. Боголюбовым, В.С. Владимировым, А.Н. Тавхелидзе [9]. В этой асимптотической области массы взаимодействующих частиц становятся несущественными, что приводит к γ_5 -инвариантности сильного взаимодействия на малых расстояниях [10].

Из сказанного выше можно сделать вывод о том, что динамика сильных взаимодействий на малых и больших расстояниях имеет различный характер. В большинстве подходов и моделей изучаются, однако, процессы взаимодействия адронов на основе мягкого и жесткого механизма без учета их взаимного влияния, которое в ряде случаев может приводить к заметным эффектам. Следует отметить также, что большое значение константы сильного взаимодействия на расстояниях по-

рядка размера адрона требует суммирования вкладов мягкого механизма в амплитуды рассеяния.

Эти важные проблемы решены на основе сформулированного в ЛТФ ОИЯИ в рамках квазипотенциального метода в теории сильных взаимодействий динамического подхода, основанного на разделении вкладов малых и больших расстояний в квазипотенциальном уравнении. Подход позволяет развить эффективный метод суммирования вкладов больших расстояний в мягком и жестком рассеянии адронов высоких энергий и рассматривать эти процессы на единой основе. Исследования в этом направлении проводились совместно с учеными НРБ, ГДР, ЧССР. Полученные результаты обсуждались в этих странах на научных семинарах и получили признание специалистов. Они также докладывались на конференциях и симпозиумах, проводившихся в социалистических странах, на международных конференциях по физике высоких энергий.

Процессы рассеяния частиц высоких энергий на малые углы исследовались ранее различными методами. Было показано, что следствием гладкости взаимодействия является эйкональный характер рассеяния адронов, а для амплитуды рассеяния справедливо представление [7]:

$$T(s, t) = is \int d^2 \rho e^{i \Delta \rho} (1 - e^{2i \chi(\rho, s)}). \quad (2)$$

Информация о динамике взаимодействия на больших расстояниях содержится в (2) в эйкональной фазе $\chi(\rho, s)$. Однако развитые методы не позволяли рассматривать рассеяние частиц со спином единым образом.

В рамках квазипотенциального метода нами получено представление для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина [11, 12], справедливое в области как малых, так и больших передаваемых импульсов. Оно позволяет эффективно использовать проведенное в выражении для квазипотенциала взаимодействия разделение вкладов малых и больших расстояний и является основой изучения процессов рассеяния частиц высоких энергий в различных областях кинематических переменных. При рассеянии на малые углы вклад области малых расстояний несуществен и динамика сильных взаимодействий определяется большими расстояниями. Для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина в этой области справедливо единое эйкональное представление [13], которое может быть использовано для изучения конкретных процессов. Исследованы критерии его применимости, позволившие показать, что стандартное эйкональное представление для амплитуды рассеяния справедливо, вообще говоря, лишь в том случае, если физические величины, определяемые спиновыми эффектами, степенным образом падают с ростом энергии [14].

Однако модельные представления требуют изучения рассеяния адронов высоких энергий при слабой энергетической зависимости спиновых эффектов. Суммирование вкладов области больших расстояний, проведенное нами в этом случае в квазипотенциальном методе, позволяет сделать вывод о возможной модификации эйконального представления, причем в эйкональной фазе, определяющей амплитуду без переворота

спина (2), появляются члены, растущие, как \sqrt{s} [15]:

$$2i\chi(\rho, s) = 2i\chi_0(\rho, s) + (\sqrt{s}/2)\chi_1(\rho, s), \quad (3)$$

где χ_0 и χ_1 слабо (логарифмическим образом) зависят от энергии. Быстро изменяющийся с энергией вклад $(\sqrt{s}/2)\chi_1(\rho, s)$ отсутствует в стандартном эйкональном представлении. Он может возникнуть лишь при рассеянии частиц со спином и интерпретируется нами как сумма членов, связанных с двукратным переворотом спина одной и двух частиц. Наличие \sqrt{s} в "спиновом" члене эйкональной фазы приводит к тому, что спиновые вклады могут играть существенную роль в динамике сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях, когда растущие, как \sqrt{s} , члены эйкональной фазы будут определять ее форму. Следствием этого являются спиновый механизм роста полных сечений и ряд других эффектов, которые возможны лишь при взаимодействии частиц со спином.

Процессы рассеяния частиц высоких энергий при больших передаваемых импульсах исследовались (см., например, обзоры [16]) без учета взаимного влияния областей малых и больших расстояний. Полученное в рамках квазипотенциального метода представление для амплитуды рассеяния частиц произвольного спина позволяет просуммировать эффекты, связанные с глобальной структурой адрона, в процессах жесткого рассеяния при высоких энергиях [11]. Получены выражения для амплитуд рассеяния частиц со спином на большие углы, указывающие на факторизацию малых и больших расстояний для главных асимптотических членов. При этом возникает наглядная картина процесса рассеяния. В начале и конце процесса происходят мягкие перерассеяния, определяемые областью больших расстояний, а рассеяние на большие углы определяется жестким рассеянием составляющих адронов. Наличие мягких перерассеяний в начальных и конечных состояниях в жестком соударении адронов приводит к необходимости учета в амплитуде рассеяния на большие углы поправок, связанных с мягкими перерассеяниями адронов. Они могут приводить к наблюдаемому на эксперименте отклонению от степенного автомодельного поведения при невысоких энергиях. В связи с этим учет подобных поправок чрезвычайно важен.

Преасимптотические поправки к амплитуде жесткого рассеяния адронов, определяемые вкладом области больших расстояний, вычислены и просуммированы нами [12] в рамках квазипотенциального подхода. В развитом методе произвол при вычислении поправок сведен к минимуму, так как поправочные члены определяются мягкой частью взаимодействия, информация о которой может быть получена из анализа процессов рассеяния на малые углы. Оценки показывают, что найденные поправки существенны при энергиях, экспериментально достигнутых в настоящее время в рассеянии адронов на большие углы.

С помощью полученных выражений для физических величин можно детально исследовать процессы рассеяния частиц со спином на малые и большие углы и, таким образом, получать информацию о динамике взаимодействий при высоких энергиях на больших расстояниях. Для

того чтобы эта информация была наиболее достоверной, необходимо развить модель, которая на единой основе позволила бы объяснить основные свойства рассеяния различных адронов в широкой области значений переданных импульсов. Для решения этой проблемы развита динамическая модель взаимодействия адронов [17], учитывающая их структуру на больших расстояниях. Модель основана на предположении о наличии у адрона окруженной облаком кварк-антикварковых пар — мезонов жесткой центральной части, в которой сосредоточены валентные кварки. Амплитуда рассеяния в этой модели является аналитической функцией переданного импульса. Она может быть использована для любых реакций упругого рассеяния адронов.

Детальное сравнение бесспинового варианта модели с экспериментом показало, что она при малом числе свободных параметров позволяет количественно воспроизвести все известные свойства pp -рассеяния при высоких энергиях в широкой области переданных импульсов [17]. Сравнение модели с данными по π^-p -рассеянию при $p_L = 200$ ГэВ ($\hbar = c = 1$) и переданном импульсе $|t| < 2,5$ ГэВ² показало, что дифракционный минимум возникает при больших $|t|$, чем ожидалось ранее: $|t|_{\min} \approx 3,8$ ГэВ² [17]. Это предсказание модели подтверждено экспериментально в Национальной ускорительной лаборатории им. Е. Ферми (FNAL, Батавия, США).

Единый подход к исследованию различных адронных реакций, основанный на динамической модели, приводит к выводу о близости сечений рассеяния на малые углы различных нуклонов на нуклонах, а также мезонов на нуклонах при высоких энергиях [17]. Описание широкого круга процессов рассеяния адронов позволяет предположить, что использованная в модели гипотеза о структуре адронов соответствует физической реальности.

Обобщение рассмотренных выше модельных представлений на случай взаимодействия частиц со спином приводит к малому аномальному члену в выражении для амплитуды рассеяния [18], следствием чего является слабая зависимость спиновых эффектов от энергии. Как показано выше, в этом случае возможно появление аномальных, растущих, как \sqrt{s} , членов эйкональной фазы. В результате приходим к выводу, что динамический механизм сильных взаимодействий при высоких и асимптотически высоких энергиях может иметь различную природу. Малость аномального члена приводит к тому, что рост эйкональной фазы незаметен при энергиях ISR ($\sqrt{s} \lesssim 60$ ГэВ). В этой области амплитуда рассеяния без переворота спина определяется первым членом в эйкональной фазе (3) и динамика взаимодействия адронов имеет стандартный характер.

При энергиях $\sqrt{s} > 200$ ГэВ рост эйкональной фазы существен. Амплитуда рассеяния адронов при таких энергиях полностью определяется вкладом $(\sqrt{s}/2)\chi_1(\rho, s)$. Следовательно, механизм динамики сильных взаимодействий в этой области может иметь спиновый характер. Эффекты спинового механизма изучены на основе динамической модели взаимодействия адронов. Возникающая в модели поляризация соответствует данным эксперимента при достигнутых энергиях и слабо за-

висит от энергии при $\sqrt{s} > 30$ ГэВ [19]. Следствием быстрого роста эйкональной фазы при таких энергиях являются: спиновый механизм роста полных сечений, вклад которого в σ_{tot}^{pp} при энергиях $p\bar{p}$ -коллайдера ЦЕРН ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ) составляет около $5 \cdot 10^{-27}$ см², быстрый рост дифференциальных сечений вблизи дифракционных минимумов и максимума [19]. Так, при увеличении энергии \sqrt{s} от 50 до 540 ГэВ дифференциальные сечения с учетом вклада растущего в (3) члена оказываются на порядок выше, чем без его учета. Это приводит к полному исчезновению дифракционной структуры в дифференциальных сечениях $p\bar{p}$ -рассеяния при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и $|t| \approx 1$ ГэВ² и появлению "плеча" с $d\sigma/dt|_{|t|} \approx_{\text{ГэВ}^2} \approx 1,2 \cdot 10^{-30}$ см²/ГэВ². Полученные результаты полностью подтверждены экспериментально (рис. 1). Это позволяет надеяться на то, что обнаружены первые проявления спинового механизма динамики сильных взаимодействий. Модель предсказывает сохранение роста дифференциальных сечений при $|t| \approx 1$ ГэВ² и более высоких энергиях. Так, при энергии $p\bar{p}$ -коллайдера FNAL ($\sqrt{s} = 2000$ ГэВ) дифференциальные сечения должны быть около $1 \cdot 10^{-29}$ см²/ГэВ². Проверка этого предсказания позволит сделать вывод о наличии быстро растущих с энергией членов эйкональной фазы, которые могут быть обусловлены спиновым механизмом динамики взаимодействия адронов сверхвысоких энергий.

Полученная информация о взаимодействиях адронов высоких энергий на больших расстояниях позволяет полностью оценить вклад мягких предасимптотических эффектов в сечение жесткого рассеяния адронов [12]. Учет предасимптотических поправок приводит к отклонению от автомодельного поведения (1):

$$d\sigma/dt \approx [f(t/s)/s^N][1 - A(t/s)/s] = f'(t/s)/s^{N\Phi(s, z)},$$

где функция $A(t/s)$ содержит вклады области больших расстояний. В результате энергетическая зависимость дифференциальных сечений при конечных энергиях уменьшается. Этот эффект сказывается на поведении эффективных степеней в (1), которые начинают зависеть от энергии и угла рассеяния:

$$N_{\Phi}(s, z) = N - A(t/s)/[s - A(t/s)].$$

Вычисления показывают, что отклонения эффективных степеней от правила кваркового счета велики для мезон-нуклонного рассеяния [12] (рис. 2) до $p_L \approx 60$ ГэВ. Поэтому в экспериментально изученной области при рассеянии частиц на большие углы, где достигнуты значения $p_L \approx 30$ ГэВ, вообще говоря, нельзя пользоваться асимптотическими методами без учета поправок.

В случае pp -рассеяния на углы, близкие к 90°, поправочные члены взаимно компенсируют друг друга и наблюдаемое отклонение от степенного автомодельного поведения незначительно, что полностью соответствует эксперименту. Найденные выражения для дифференциальных сечений с учетом поправок, обусловленных взаимодействием адронов

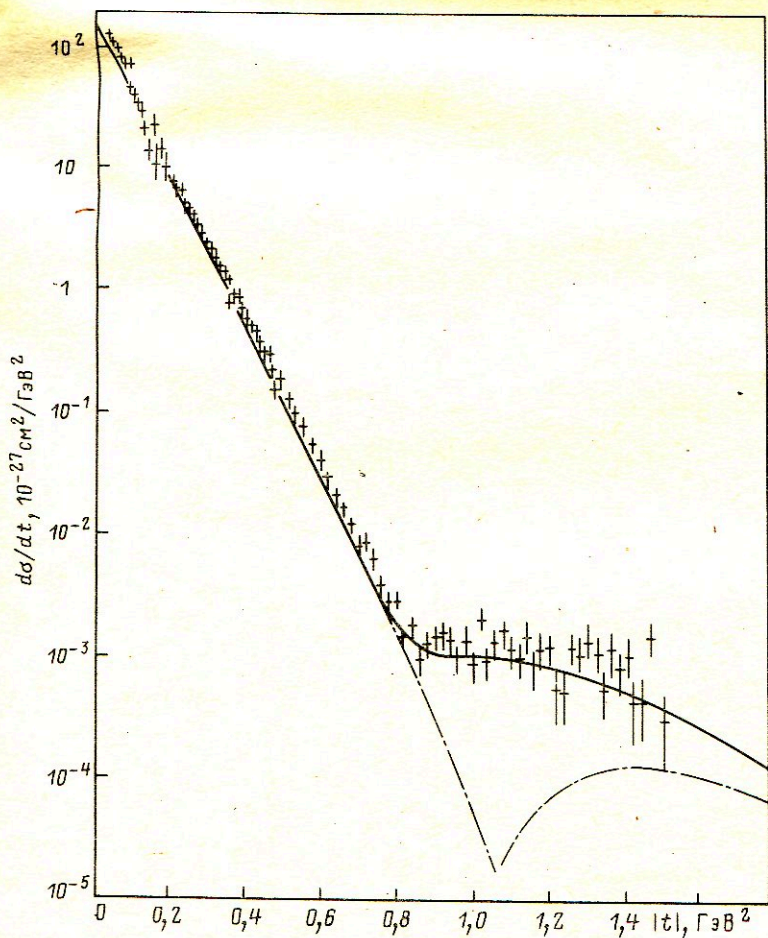


Рис. 1. Предсказания динамической модели для дифференциальных сечений pp -рассеяния при энергии pp -коллайдера ЦЕРН с учетом спинного механизма (сплошная кривая) и без его учета (штрихпунктир)

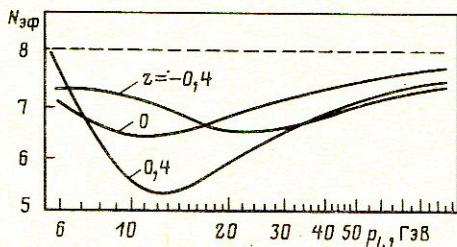


Рис. 2. Предсказанная энергетическая зависимость $N_{эф}$ от энергии и косинуса угла π^+p -рассеяния z ; пунктир — автомодельное значение

на больших расстояниях, позволяют количественно описать экспериментальные данные по π^+p -, pp - и np -рассеянию. Таким образом, проведенное суммирование эффектов, связанных с глобальной структурой адрона, в процессах жесткого рассеяния частиц со спином показало, что наблюдаемые при конечных энергиях отклонения от автоматодельности и γ_5 -инвариантности можно объяснить вкладом больших расстояний. Подобные вычисления могут существенно расширить применение квантовой хромодинамики при исследовании рассеяния адронов на большие углы в предасимптотической области.

Таким образом, развитый единый динамический подход к исследованию процессов рассеяния частиц высоких энергий на малые и большие углы, где динамика сильных взаимодействий имеет различный характер, является эффективным инструментом суммирования вкладов области больших расстояний в асимптотические и предасимптотические члены амплитуд мягкого и жесткого рассеяния адронов высоких энергий. Учет вкладов области больших расстояний, определенных на основе динамической модели взаимодействия адронов, позволяет количественно воспроизвести различные характеристики рассеяния адронов на малые и большие углы. Проведенные вычисления указывают на определяющую роль больших расстояний в динамике процессов рассеяния частиц высоких энергий на малые углы и их существенное значение в рассеянии адронов на большие углы в предасимптотической области энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965. 12 с.
2. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. — Докл. АН СССР, 1955, т. 103, с. 203–206; Логунов А.А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1956, т. 30, с. 793–795.
3. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. 3-е изд. М.: Наука, 1976. 479 с. Боголюбов Н.Н., Медведев Б.В., Поливанов М.К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М.: Физматгиз, 1957. 203 с.
4. Логунов А.А., Нгуен Ван Хьюе, Хрусталев О.А. — В кн.: Проблемы теоретической физики (посвящено 60-летию Н.Н. Боголюбова). М.: Наука, 1969, с. 90–107; Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. — В кн.: Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. М.: Наука, 1977, с. 181–276.
5. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. — Nuovo Cimento, 1963, vol. 29, p. 380–399.
6. Alliluev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. — Phys. Lett., 1965, vol. 18, p. 195–196; Логунов А.А., Хрусталев О.А. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1970, т. 1, вып. 1, с. 71–90; Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н. и др. — Там же, 1974, т. 5, вып. 1, с. 3–62.
7. Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. — В кн.: Проблемы теоретической физики (посвящено 60-летию Н.Н. Боголюбова). М.: Наука, 1969, с. 261–277; Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1970, т. 1, вып. 1, с. 91–130; Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. — Там же, 1976, т. 7, вып. 1, с. 21–54.
8. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. — Lett. Nuovo Cimento, 1973, vol. 7, p. 719–723; Brodsky S.J., Farrar G.R. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol. 31, p. 1153–1166.
9. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С., Тавхелидзе А.Н. — Теорет. и мат. физ., 1972, т. 12, с. 3–17, 305–330.

10. Логунов А.А., Мещеряков В.А., Тавхелидзе А.Н. — Докл. АН СССР, 1962, т. 142, с. 317–318.

11. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, вып. 5, с. 969–988.

12. Голоскоков С.В., Кулинов А.В., Кулешов С.П. — Там же, 1981, т. 12, вып. 3, с. 614–650.

13. Голоскоков С.В., Матвеев В.А. — В кн.: Труды XIV Междунар. школы молодых ученых по физике высоких энергий. ОИЯИ Д2-81-158. Дубна, 1981, с. 205–264.

14. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В., Тепляков В.Г. — Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 1000–1005.

15. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. — Там же, 1983, т. 38, с. 173–179, 1335–1339; Теорет. и мат. физ., 1983, т. 57, с. 35–41.

16. Brodsky S.J., Sivers D., Blankenbecler R. — Phys. Repts C, 1976, vol. 23, p. 1–121; Квинихидзе А.Н., Сисакян А.Н., Слепенко Л.А., Тавхелидзе А.Н. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, вып. 3, с. 478–543.

17. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Селюгин О.В. — Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 1530–1536; Препринт ОИЯИ Е2-82-109. Дубна, 1982. 6 с.

18. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Тепляков В.Г. — Ядерная физика, 1984, т. 39, с. 486–492.

19. Голоскоков С.В. — Там же, с. 913–919; Препринт ОИЯИ Р2-84-131. Дубна, 1984. 10 с.

УДК 530.145

НА ПУТИ К СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ

*А.С. Гальперин, канд. физ.-мат. наук, Е.А. Иванов, канд. физ.-мат. наук,
В.И. Огиевецкий, д-р физ.-мат. наук,
Е. Сокачев, д-р физ.-мат. наук (НРБ)*

1. В последнее время суперсимметричные модели теории поля вышли на "передний край" исследований в физике элементарных частиц. Они основаны на симметрии нового вида, суперсимметрии, преобразования которой смешивают квантовые поля противоположной статистики — фермионные и бозонные. Открылись неожиданные широкие перспективы, главная из них — возможность объединения всех взаимодействий, включая гравитационное, в сверхъединую калибровочную суперсимметричную теорию. Можно считать сбывшейся мечту Эйнштейна о единой теории тяготения (гравитоны, спиральность ± 2) и электромагнетизма (фотоны, спиральность ± 1). Такой единой теорией можно считать расширенную теорию супергравитации, в которой объединение оказывается возможным благодаря включению фермионного поля с промежуточным значением спиральности (гравитино, спиральность $\pm 3/2$).

Уже сейчас с помощью суперсимметрии решена узловая проблема теорий великого объединения — проблема иерархии, состоящая в сосуществовании в теории двух энергетических шкал, отличающихся друг от друга на много порядков. В последнее время резко возрос интерес к теории суперструны, вобравшей в себя существенные черты теорий струны и суперсимметрии. С суперструнами связывают далеко идущие надежды. Однако уже в рамках самой суперсимметрии оказалось возможным впервые построить конечные теоретико-полевые локальные релятивистские модели, свободные от принципиальной трудности, присущей

квантовой теории поля с момента ее создания в 30-х годах, — от ультрафиолетовых расходимостей. Полное отсутствие расходимостей обеспечивается взаимным сокращением вкладов разного знака от фермионов и бозонов, гарантируемым расширенной суперсимметрией.

Все эти замечательные свойства наиболее легко доказываются в таких формулировках суперсимметричных теорий, в которых суперсимметрия осуществляется явно и физические поля описываются суперполями без наложения априорных связей, не вытекающих из вариационного принципа. В нахождении подобных формулировок в последнее время намечили значительный прогресс благодаря исследованиям, проводимым в ОИЯИ. Была выявлена комплексная геометрия простейшей ($N = 1$) супергравитации и дана соответствующая явно ковариантная формулировка. Важным этапом на пути к геометрическому описанию теорий с расширенной суперсимметрией стало введение понятия грассмановой аналитичности. В дальнейшем выяснилось, что решение давно стоящей проблемы построения таких геометрических формулировок достигается с помощью $SU(2)$ [или $SU(3)$]-расширения этого понятия. Настоящая статья посвящена краткому изложению развития такого рода исследований.

2. Суперсимметрия — это спинорное расширение симметрии Пуанкаре: алгебра N -расширенной суперсимметрии содержит N спинорных генераторов $Q_{\dot{\alpha}}^i, \bar{Q}_{\dot{\alpha}i}$ ($\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2; i = 1, 2, \dots, N$) вдобавок к генераторам группы Пуанкаре, т.е. сдвигам P_a и 4-вращениям L_{ab} . Спинорные генераторы имеют очевидные перестановочные соотношения с L_{ab} и коммутируют с P_a . Перестановочное соотношение между $Q_{\dot{\alpha}}^i$ и $\bar{Q}_{\dot{\alpha}i}$ определяется практически однозначно:

$$\{Q_{\dot{\alpha}}^i, \bar{Q}_{\dot{\alpha}i}\} = 2\delta_j^i \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^a P_a. \quad (1)$$

Оно задается не коммутатором, а антикоммутатором в соответствии с теоремой о связи спина со статистикой. В рассматриваемую алгебру можно включить и генераторы группы $SU(N)$, относительно которой явно инвариантно соотношение (1), если $Q_{\dot{\alpha}}^i$ и $\bar{Q}_{\dot{\alpha}i}$ преобразовывать по ее кварковому и антикварковому представлениям.

Алгебра суперсимметрий была открыта Ю.А. Гольфандом и Е.П. Лихтманом. Независимо от них и на более физических основаниях к ней пришли Д.В. Волков и В.А. Акулов и Рамон. Она приобрела популярность после появления работ Весса и Зумино, в которых были выявлены неожиданные свойства даже простейших полевых моделей теории поля, основанных на суперсимметрии, прежде всего — удивительное сокращение в них ультрафиолетовых расходимостей.

Параметры суперсимметрий $\epsilon_{\dot{\alpha}}^i$ и $\bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}i}$ являются спинорами и антикоммутируют между собой (т.е. они — грассмановы числа, не обычные). Из (1) следует, что коммутатор двух преобразований суперсимметрии (суперсдвигов) есть просто сдвиг. Иными словами, суперсдвиг представляет собой как бы корень квадратный из обычного сдвига. Отсюда вытекает важное следствие: локализация суперсимметрии ведет к локализации преобразований сдвига, т.е. теории, инвариантная относи-

тельно преобразований суперсимметрии с зависящими от координат параметрами, обязательно содержит в себе теорию тяготения Эйнштейна.

Как, в каком пространстве следует реализовать алгебру суперсимметрий? Конечно, ее можно представить преобразованиями на обычных полях, фермионных и бозонных, составляющих супермультиплеты. Однако такой способ громоздок и для достижения явной инвариантности в сколько-нибудь сложных случаях требует значительных ухищрений. Существенно более подходящим представляется путь спинорного расширения пространства-времени Минковского — путь введения некоторого суперпространства, содержащего наряду с обычными векторными координатами x^a также и спинорные антикоммутирующие между собой (грассмановы) координаты. Первой бросается в глаза возможность ввести вещественное суперпространство $\mathbb{R}^4|4N = \{x^a, \theta_{ai}, \bar{\theta}^{\dot{a}i}\}$, содержащее четыре обычные векторные координаты x^a и $4N$ спинорных координат (θ_{ai} и сопряженные к ним $\bar{\theta}^{\dot{a}i}$). В таком суперпространстве уже можно реализовать группу суперсимметрий в виде координатных преобразований

$$\left. \begin{aligned} x^{a'} &= x^a + i(\theta \sigma^a \bar{\epsilon} - \epsilon \sigma^a \bar{\theta}); \\ \theta_i^{a'} &= \theta_i^a + \epsilon_i^a; \quad \bar{\theta}^{\dot{a}i'} = \bar{\theta}^{\dot{a}i} + \bar{\epsilon}^{\dot{a}i} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

и соответственно получить для алгебры суперсимметрий представление дифференциальными операторами.

В суперпространстве определяются суперполя $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$. Они представляют собой набор обычных полей: разложение суперполя по степеням $\theta, \bar{\theta}$ обрывается и оказывается конечным из-за грассмановости спинорных переменных, а в качестве коэффициентов содержит обычные поля. Например, в простейшей ($N = 1$) суперсимметрии вещественное скалярное суперполе

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= A(x) + \theta^\alpha \psi_\alpha(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\psi}^{\dot{\alpha}}(x) + \theta \sigma^a \bar{\theta} A_a(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha F(x) + \\ &+ \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \bar{F}(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\varphi}^{\dot{\alpha}}(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \theta^\alpha \varphi_\alpha(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} D(x) \end{aligned} \quad (3)$$

содержит векторное поле $A_a(x)$, спинорное поле $\varphi_\alpha(x)$, вспомогательное скалярное поле $D(x)$ и т.д.

Суперполя описывают линейные реализации суперсимметрии. Интересно, что в самых первых работах по суперсимметрии были рассмотрены чисто нелинейные реализации. Общая теория нелинейных реализаций суперсимметрии и связи между суперполевыми и нелинейными реализациями были исследованы в работах дубненских авторов [1]. Как мы видим, в данное суперполе даже в случае простейшей суперсимметрии входит много ($2^4 = 16$) полей. В случае N -расширенной суперсимметрии в вещественном суперпространстве в суперполе входило бы очень много полей (2^{4N}). Именно поэтому до самого последнего времени, до появления работ [2, 3], суперполевым формализм был

эффективен только для случая $N = 1^*$. Уравнения движения записываются через так называемые ковариантные спинорные производные

$$D_{\alpha}^i = \frac{\partial}{\partial \theta_i^{\alpha}} + i \partial_a \sigma_a^{\alpha} \dot{\alpha} \bar{\theta}^{\dot{\alpha} i}; \quad D_{\dot{\alpha} i} = - \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha} i}} - i \theta_i^{\alpha} \sigma_a^{\alpha} \dot{\alpha} \partial_a. \quad (4)$$

Первый полный обзор суперполевого формализма был опубликован в 1975 г. [5]. Уже в нем были изложены не только уравнения движения, но и предложенные дубненскими теоретиками [6] и независимо в [7] принцип действия и теория возмущений в суперпространстве. В суперполевой теории возмущений в функции Грина входит грасманова δ -функция, введенная в [5–7]. Именно она обеспечивает удивительные свойства сокращения расходимостей. Сейчас эта необычная δ -функция используется повсеместно и авторство, как это бывает, забыто.

3. Как уже говорилось, суперполя в вещественном суперпространстве содержат много обычных полей, ввиду чего на них приходится налагать сторонние дифференциальные связи, что вносит существенные затруднения. Работать с такими суперполями, ограниченными дифференциальными связями, в ряде случаев крайне неудобно. Это неудобство не только техническое. Известные теоремы о неперенормировке, об отсутствии ультрафиолетовых расходимостей [8] непосредственно предполагают наличие явно инвариантной формулировки теории на языке суперполей, не ограниченных какими-либо связями**. Именно в такой формулировке наиболее полно выявляются геометрические свойства, присущие суперсимметричным теориям и лежащие в их основе. Главная задача — найти суперпространство, содержащее меньшее число спинорных переменных и более подходящее, чем рассмотренное выше $R^{4|4N}$. Поучительно начать с простейшего случая, с $N = 1$.

Введем комплексные координаты в $R^{4|4}$ (левый базис)

$$x_L^{\alpha} = x^{\alpha} + i \theta \sigma^{\alpha} \bar{\theta}, \quad \theta_L^{\alpha} = \theta^{\alpha}, \quad (5a)$$

и сопряженные к ним

$$x_R^{\alpha} = x^{\alpha} - i \theta \sigma^{\alpha} \bar{\theta}, \quad \bar{\theta}_R^{\dot{\alpha}} = \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}. \quad (5b)$$

Тогда вещественное суперпространство $R^{4|4}$ можно рассматривать как вещественную гиперповерхность

$$\text{Im } x_L^{\alpha} = \theta \sigma^{\alpha} \bar{\theta}; \quad \text{Re } x_L^{\alpha} = x^{\alpha} \quad (6)$$

* Суперполя оказываются эффективными и для суперсимметрий в искривленных пространствах, в том числе в пространствах де Ситтера, привлекающих сейчас значительное внимание в связи с новыми космологическими теориями. Последовательное суперполево описание суперсимметрии в пространстве де Ситтера было дано в [4].

** Конечность ряда суперсимметричных моделей на трехпетлевом уровне была открыта в Дубне [9] с искусным привлечением ЭВМ. При этом использовалась теория в терминах обычных полей. Эти результаты во многом стимулировали поиск общих доказательств конечности.

в комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^4|2 = \{x_L^a, \theta_L^a\}$ (четыре комплексные векторные и две спинорные координаты). Преобразования суперсимметрии реализуются в нем как

$$x_L^{a'} = x_L^a + 2i\theta\sigma^a\bar{\epsilon}, \quad \theta_L^{a'} = \theta_L^a + \epsilon^a \quad (7)$$

[ср. с (2)]. То обстоятельство, что $\mathbb{C}^4|2$ замкнуто относительно преобразований суперсимметрии, позволяет определять в нем так называемые киральные (аналитические) суперполя $\Phi(x_L, \theta_L)$, не зависящие от $\bar{\theta}$. Последнее свойство при параметризации координатами $\mathbb{R}^4|4$ выглядит как связь

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 \rightarrow \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = \Phi(x_L, \theta), \quad (8)$$

которая представляет собой простейший пример условия грассмановой аналитичности — плодотворного понятия, введенного в [10]. В левом базисе (5а) это условие сводится к $\partial\Phi/\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = 0$, что является полным аналогом условия Коши—Римана $\partial f/\partial\bar{z} = 0$. В $\mathbb{C}^4|2$ киральные (аналитические) суперполя имеют более короткое разложение, чем общие скалярные суперполя в $\mathbb{R}^4|4$, и не содержат лишних членов:

$$\Phi(x_L, \theta) = A(x_L) + \theta^{\alpha}\psi_{\alpha}(x_L) + \theta^{\alpha}\theta_{\alpha}F(x_L). \quad (9)$$

Это разложение минимальным образом включает в себя физические поля кирального супермультиплетта: комплексное скалярное поле $A(x)$, вейлевское спинорное поле $\psi_{\alpha}(x)$ и вспомогательное комплексное поле $F(x)$. Прежде чем переходить к аналогичным, но более тонким приемам в расширенных суперсимметриях, расскажем о комплексной геометрии $N=1$ супергравитации и теории Янга—Миллса.

4. Как уже говорилось выше, в супергравитации суперсимметрия осуществляется локально, ее параметры становятся функциями координат. Иными словами, следует рассматривать общекоординатные преобразования в суперпространстве. Но в каком? Весс и Зумино считали, что в $\mathbb{R}^4|4$, но тогда теория супергравитации будет содержать величины со многими лишними степенями свободы, исключаемыми соответствующими подобранными сторонними связями. Эти связи в принципе можно разрешить, и при этом остается калибровочная свобода. Замечательно, что в качестве калибровочной группы $N=1$ супергравитации следует брать группу общих *аналитических* преобразований координат в комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^4|2$:

$$\delta x_L^a = \lambda^a(x_L, \theta_L); \quad \delta \theta_L^{\alpha} = \lambda^{\alpha}(x_L, \theta_L). \quad (10)$$

В таком виде — это группы конформной (вейлевской) супергравитации. Группа эйнштейновской супергравитации выделяется из нее требованием сохранения суперобъема $\mathbb{C}^4|2$. Физическое суперпространство, как и в отсутствие гравитации, вводится как вещественная гиперповерхность в $\mathbb{C}^4|2$. Вместо (6) в искривленном суперпространстве

мы имеем

$$R^4 |^4 : \left\{ x^a = \operatorname{Re} x_L^a, \theta^\alpha = \theta_L^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = \bar{\theta}_R^{\dot{\alpha}} \right\}; \quad (11)$$

$$H^a(x, \theta, \bar{\theta}) = \operatorname{Im} x_L^a. \quad (12)$$

Вводимое при этом векторное суперполе H^a и оказывается калибровочным объектом теории. При выключении гравитации $H^a(x, \theta, \bar{\theta}) \rightarrow \theta \sigma^a \bar{\theta}$. Итак, геометрическая идея состоит в том, чтобы взять более широкое суперпространство $S^4 |^2$, а затем вложить в него физическое, сделав часть координат ($H^a = \operatorname{Im} x_L^a$) физическими полями, установив некое равноправие между координатами и полями. Уравнения движения для гравитационного суперполя $H^a(x, \theta, \bar{\theta})$ получаются из требования, чтобы суперобъем в физическом суперпространстве был экстремален, т.е. чтобы гиперповерхность, определяемая обсуждаемым вложением с $H^a(x, \theta, \bar{\theta})$, была типа "мыльной пленки".

Таким образом получается минимальный вариант $N = 1$ супергравитации. Внутренне присущие ему калибровочная группа (10) и комплексная геометрия были открыты дубненскими теоретиками в 1978 г. [11]. В дальнейшей серии работ 1979–1980 гг. [12] были разработаны соответствующий тензорный анализ и дифференциальная геометрия, предложена эффективная нормальная калибровка, исследованы уравнения движения, выраженные через аксиальное гравитационное поле как препотенциал, и т.д. Затем в 1980–1983 гг. был разработан геометрический подход к неминимальным версиям $N = 1$ супергравитации, содержащим в качестве препотенциалов не только аксиальное, но и спинорные суперполя и реализованным на наборе $20 + 20$ полей (вместо $12 + 12$ в минимальном варианте) [13]. Был выдвинут также новый вариант $N = 1$ супергравитации [14], содержащий 28 бозонных и 28 фермионных полей. Этот вариант получил название "гибкого", так как, по общему признанию, он открывает более широкие возможности для феноменологических приложений, в частности позволяет обойти трудности с так называемой R -инвариантностью. Отметим, что в 1979 г. появилась содержательная работа [15], в которой на основании разрешения связи в подходе Весса и Зумино эффективно развивался формализм, эквивалентный дубненскому, но с менее выраженными геометрическими мотивами. Он достиг весьма завершенной формы.

Чрезвычайно важно, что переход к комплексному суперпространству присущ не только $N = 1$ супергравитации. Как показано в [16], другая основная теория, $N = 1$ суперсимметричная теория Янга–Миллса, также естественно связана с комплексным суперпространством $S^4 |^2$ (плоским) и комплексификацией калибровочной группы (группа в левом суперпространстве сопряжена группе в правом), а калибровочный препотенциал определяется как мнимая часть комплексного параметра калибровочной группы.

Комплексная геометрия $N = 1$ супергравитации и суперсимметричной калибровочной теории стимулировала интересные математические исследования.

5. Сделаем теперь краткое отступление об истоках изложенной выше геометрической теории. Препринт работы Феррары и др. [17], в которой впервые обсуждалась $N = 1$ супергравитация с правильными уравнениями для гравитона и его суперсимметричного партнера (гравитино), появился в марте 1976 г., а препринт конкурирующей работы Дезера и Зумино [18] — в мае того же года. В этих работах алгебра суперсимметрии замыкалась только на уравнениях движения, вспомогательные поля отсутствовали.

В промежутке между [17] и [18] на конференции в Алуште в апреле 1976 г. были доложены результаты, полученные в ОИЯИ [19], в которых содержалась явно инвариантная формулировка и было впервые использовано аксиальное гравитационное суперполе $H^a(x, \theta, \theta)$, то же самое, что и в последующей геометрической формулировке [см. (16)], но в 1976 г. оно возникло из следующих соображений. Ранее в Дубне было доказано [20], что уравнения тяготения Эйнштейна являются единственно возможными уравнениями для взаимодействующего тензорного поля с нулевой массой покоя и что они могут быть выведены как уравнения второго порядка для тензорного поля, генерируемого тензором энергии-импульса T_{ab} . В случае супергравитации наряду с тензором энергии-импульса фигурирует сохраняющийся спин-векторный ток J_a^α (через него определяется генератор суперсимметрий $Q^\alpha = \int d^3x J_0^\alpha$). Можно было ожидать, по аналогии, что этот ток служит источником спин-векторного поля гравитино. В 1975 г. выяснилось [21], что T_{ab} и J_a^α объединяются в аксиальное суперполе — суперток $V^a(x, \theta, \theta)$ *. Итак, дубненская формулировка 1976 г. основывалась на предположении, что $N = 1$ супергравитация есть теория аксиального суперполя, генерируемого супертоком. Были выведены соответствующие свободные уравнения движения и затем найдена линеаризованная формулировка теории.

Следует отметить, что аксиальное суперполе есть простейшее из тех, которые могут описать супергравитационный мультиплет. Обнаруженные в 1976 г. вспомогательные поля (они были описаны в приложении к препринту [19]) были перетолкованы через два года другими физиками. Отметим также, что сейчас общепринят подсчет числа фермионных и бозонных степеней свободы вне массовой оболочки. Однако впервые понятие спина взаимодействующего поля было введено в 1963 г. [23] в ОИЯИ, и в те времена многим оно представлялось экстравагантным.

6. Обратимся к расширенным суперсимметриям. Теперь уже все понимают, насколько важно располагать явно инвариантными формулировками суперсимметричных теорий на языке суперполей, свободных от сторонних дифференциальных ограничений (связей). Главное преимущество таких формулировок состоит в том, что становится намного проще анализ сокращения ультрафиолетовых расходимостей.

Для $N = 1$ суперсимметричных теорий такие формулировки были найдены в 1978–1980 гг., что подробно обсуждалось выше. Для $N = 2$ теорий до 1983 г. были известны формулировки на языке обычных полей и на языке суперполей, ограниченных связями. Частичный успех в негеометрическом суперполеовом описании абелевой $N = 2$ калибровочной теории достигнут в [24]. Были также попытки обобщить результаты [24] на неабелевы теории. Наибольший интерес представляют, конечно, высшие суперсимметрии. До самого последнего времени их явно инвариантного описания без связей не существовало. Появились формулировки связей и попытки их трактовки (Виттен, А.А. Рослый и др.).

* В дубненской работе [22] был затем дан общий алгоритм (типа нетеровского) для нахождения супертока в любой суперполеовой модели.

В ОИЯИ "атаки" на высшие суперсимметрии проводились многократно, и в 1984 г. пришел долгожданный успех (для $N = 2$ и $N = 3$).

Все ранние попытки найти суперполево описание $N = 2$ теории производились в рамках вещественного суперпространства $\mathbf{R}^{4|8} = \{(x^a, \theta_i^a, \bar{\theta}^{\dot{a}i})\}$. Однако в нем слишком много θ , и суперполя содержат слишком много лишних полей с высоким спином. Можно уменьшить число спинорных переменных, переходя к меньшему комплексному суперпространству [10], в котором реализуется $N = 2$ суперсимметрия $\mathbf{C}^{4|4} = \left\{ \left(x^a, \frac{\theta_{\alpha 1} + i\theta_{\alpha 2}}{\sqrt{2}}, \frac{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^1 + i\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^2}{\sqrt{2}} \right) \right\}$. Однако в этом суперпростран-

стве реализуется не полная группа автоморфизмов $N = 2$ случая $SU(2)$, а только ее подгруппа $U(1)$, и оно не подходит для неабелевых калибровочных теорий. Выход из положения состоит в следующем. Нужно расширить вещественное суперпространство, добавив к нему подходящее многообразие, а затем сузить расширенное многообразие так, чтобы эффективно уменьшилось число фермионных координат и сохранилась группа автоморфизмов. В случае $N = 2$ добавляется двумерная сфера $S^2 \sim SU(2)/U(1)$ с увеличением числа четных переменных на 2. По добавленным переменным производится гармонический анализ (аналог анализа Фурье). Не вводя конкретной параметризации, мы описываем функции на S^2 , как функции на $S^3 \sim SU(2)$, с условием сохранения $U(1)$ -заряда. Сфера S^3 имеет в качестве координат "гармоники" $u^{\pm i}$, ограниченные условием

$$u^{+i} u_i^- = 1. \quad (13)$$

Функции на S^3 разлагаются по симметризованным произведениям гармоник

$$f(u) = \sum f^{(i_1 \dots i_n j_1 \dots j_m)} u_{(i_1}^+ u_{i_2}^+ \dots u_{i_n}^+ u_{j_1}^- \dots u_{j_m}^- \quad (14)$$

с сохранением $U(1)$ -заряда (разность n и m в каждом члене одинакова). В расширенном суперпространстве действует $SU(2)$ -симметрия, при сохранении которой можно определить аналитическое подпространство

$$\begin{aligned} x_A^a &= x^a - 2i\theta^i \sigma^a \bar{\theta}^j u_{(i}^+ u_{j)}^-, \quad \theta_{\dot{\alpha}}^+ = u^{+i} \theta_{\dot{\alpha}i}, \\ \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}^+ &= u^{+i} \bar{\theta}_{\dot{\alpha}i}, \quad u_i^+, \quad u_i^-, \end{aligned} \quad (15)$$

содержащее меньшее число фермионных координат, чем вещественное. Находится и сопряжение, не выводящее за рамки аналитического подпространства. Оказывается, что все $N = 2$ теории — и теории Янга-Миллса, и супергравитация, и взаимодействие с гипермультиплетами материи — явно инвариантно формулируются на языке гармонических суперполей, определенных в аналитическом подпространстве и свободных от связей [2]. Существенно новое свойство данных формулировок состоит в том, что калибровочные суперполя содержат бесконечное чис-

ло калибровочных степеней свободы, а гипермультиплеты — бесконечно много вспомогательных полей. Именно из-за этого такие теории не были открыты ранее при исследованиях в терминах полей в пространстве Минковского. Удастся не только построить классическую теорию, но и полностью провести квантование [25]: найти функции Грина, дать достаточно простые правила Фейнмана и т.д.

Особо интересная ситуация возникает для $N = 3$ калибровочной теории [3]. В этом случае гармоническое суперпространство отличается от вещественного добавлением компактного шестимерного факторпространства $SU(3)/U(1) \times U(1)$. Имеется три калибровочных суперпотенциала. Действие для них имеет неожиданно простой вид, оно тривиально по этим суперпотенциалам. Известная теорема о невозможности проникнуть за барьер $N = 3$ и найти суперполево описание вне массовой оболочки и без наложения связей не действует потому, что число вспомогательных полей становится бесконечно большим.

Это совершенно новое свойство теории — бесконечность числа вспомогательных и калибровочных степеней свободы — связано с эффективной многомерностью пространства-времени вне массовой оболочки. Четная часть предложенного нами суперпространства шире пространства-времени Минковского M^4 . В случае $N = 2$ — это шестимерное пространство $M^4 \times SU(2)/U(1)$, а в случае $N = 3$ — десятимерное пространство $M^4 \times SU(3)/U(1) \times U(1)$. Поражает совпадение по размерностям с теориями Калуцы—Клейна. Там также имеют место шести- и десятимерные пространства в соответствующих случаях. Однако в них все размерности равноправны, компактификации еще предстоит состояться. Поэтому в теориях Калуцы—Клейна и число физических степеней свободы бесконечно, и ультрафиолетовых расходимостей больше, чем в M^4 .

Многие вопросы остаются открытыми, программа только намечается. Хотя на массовой оболочке $N = 4$ и $N = 3$ калибровочные теории совпадают, вне массовой оболочки это не так, и пока мы не знаем, как выглядит вне оболочки гармоническая $N = 4$ теория. Предстоит еще выяснить возможности гармонического подхода к теориям $N > 3$, особенно к высшим теориям супергравитации. Следует произвести полный анализ конечных теорий поля, получаемых методом гармонического суперпространства, предстоит много работать над созданием реалистических суперсимметричных моделей. Стоит искать применения гармонического подхода в теории суперструны, в суперполевых интегрируемых моделях с расширенной суперсимметрией [26] и т.д. Ступенек на пути к построению истинной реалистической суперсимметричной теории много, но их удастся последовательно преодолевать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ivanov E., Kapustnikov A. — J. Phys., 1978, vol. A11, p. 2375–2384; 1982, vol. G8, p. 1677–1685; Phys. Lett., 1984, vol. 143B, p. 379–384.
2. Гальперин А., Иванов Е., Огиевецкий В., Сокачев Е. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 155–159; Galperin A., Ivanov E., Kalitzin S. e.a. — Class. Quantum Grav., 1984, vol. 1, p. 469–498.

3. Galperin A., Ivanov E., Kalitzin S. e.a. — Phys. Lett., 1985, vol. 151B, p. 215–218; Class. Quantum Grav., 1985, vol. 2, p. 155–166.
4. Ivanov E., Sorin A. — J. Phys., 1980, vol. A13, p. 1159–1172.
5. Огиевецкий В., Мезинческу Л. — Успехи физ. наук, 1975, т. 117, с. 637–683.
6. Мезинческу Л., Огиевецкий В. Препринт ОИЯИ E2-8277. Дубна, 1974. 8 с.
7. Fujikawa K., Lang W. — Nucl. Phys., 1975, vol. B88, p. 61–71.
8. Grisar M., Rocek M., Siegel W. — Nucl. Phys., 1979, vol. B159, p. 429–450; Howe P., Stelle K., Townsend P. — Ibid., vol. B236, p. 125–166; Brink L., Lindgren O., Nilsson B. — Phys. Lett., 1983, vol. 123B, p. 323–328.
9. Avdeev L., Tarason O., Vladimirov A. — Phys. Lett., 1980, vol. 96B, p. 94–96; Avdeev L., Tarason O. — Ibid., 1982, vol. 112B, p. 356–358; Саздович Б., Тарасов О. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 602–605; Nucl. Phys., 1984 vol. B250, p. 39–60.
10. Гальперин А., Иванов Е., Огиевецкий В. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 176–181; Ядерная физика, 1982, т. 35, с. 790–800.
11. Огиевецкий В., Сокачев Е. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1631–1639; Phys. Lett., 1978, vol. 79B, p. 222–224.
12. Огиевецкий В., Сокачев Е. — Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 264–279, 821–840; 1980, т. 32, с. 870–880, 1142–1151.
13. Sokatchev E. — In: Superspace and supergravity/Eds. S. Hawking, M. Rocek. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1981, p. 197–217; Galperin A., Ogievetsky V., Sokatchev E. — J. Phys., 1982, vol. A15, p. 3785–3797.
14. Гальперин А., Огиевецкий В., Сокачев Е. Препринт ОИЯИ E2-83-589. Дубна, 1983. 24 с.; Nucl. Phys., 1985, vol. B252, p. 435–457.
15. Siegel W., Gates S.J. — Nucl. Phys., 1979, vol. B147, p. 77–104.
16. Ivanov E. — Phys. Lett., 1982, vol. 117B, p. 59–63; Rosly A. — J. Phys., 1982, vol. A15, p. L663 – L667.
17. Freedman D., van Nieuwenhuizen P., Ferrara S. — Phys. Rev., 1976, vol. D13, p. 3214–3219.
18. Deser S., Zumino B. — Phys. Lett., 1976, vol. 62B, p. 35–339.
19. Огиевецкий В., Сокачев Е. — В кн.: Труды IV Междунар. совещ. по локальной теории поля. (Алушта, 1976). Препринт ОИЯИ D2-9788. Дубна, 1976, с. 183–206; Препринт ОИЯИ E2-9985. Дубна, 1976. 19 с.; Nucl. Phys., 1977, vol. B124, p. 309–323.
20. Ogievetsky V., Polubarinov I. — Ann. Phys., 1965, vol. 35, p. 167–207.
21. Ferrara S., Zumino B. — Nucl. Phys., 1975, vol. B87, p. 207–216.
22. Огиевецкий В., Сокачев Е. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 825–837.
23. Огиевецкий В., Полубаринов И. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1963, т. 45, с. 237–246.
24. Мезинческу Л. Препринт ОИЯИ P2-12572. Дубна, 1979. 16 с.
25. Гальперин А., Иванов Е., Огиевецкий В., Сокачев Е. Препринт ОИЯИ E2-85-127. Дубна, 1985. 24 с.; E2-85-128. 20 с.
26. Ivanov E., Krivonos S. — Lett. Math. Phys., 1983, vol. 7, p. 523–531; 1983, vol. 8, p. 38–44; J. Phys., 1984, vol. A17, p. L671–L676.

УДК 539.142

ОТ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ К КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

В.Г. Соловьев, профессор

Одной из центральных проблем современной физики является решение задачи многих тел. Мы вступили в такой этап исследований, когда нельзя ограничиваться приемами, сводящими теоретические рассуждения к задаче двух тел. Изучение взаимодействия многих частиц необходимо в ряде разделов физики. Наиболее яркий пример системы силь-

новзаимодействующих частиц — атомное ядро. Атомное ядро представляет собой хороший объект для изучения задачи многих тел. Оно не так велико, как конденсированная среда, где микроструктура замазана. Структура его более сложна, чем структура атома, у которого основной источник силы сконцентрирован в центре. Изучение строения атомного ядра и механизмов ядерных реакций имеет принципиальный научный интерес. Это связано, во-первых, с исключительно важной ролью атомных ядер в природе и, во-вторых, с тем, что исследование системы сильновзаимодействующих частиц, к которым относится атомное ядро, дает более полную информацию о свойствах отдельных частиц и системы по сравнению с изучением взаимодействия двух частиц.

Особенностью строения атомного ядра является возможность выделения его среднего поля. В первом приближении можно рассматривать движение невзаимодействующих между собой нуклонов в среднем поле, созданном всеми нуклонами ядра. Это положение составляет основу одночастичной модели оболочек для сферических ядер и модели Нильсона для деформированных ядер.

Возможность выделения среднего поля ядра — это не математический прием, а отражение фундаментальных свойств атомного ядра. Выделение среднего поля ядра обусловлено, во-первых, действием принципа Паули и, во-вторых, отношением импульса нуклона на энергетической поверхности к импульсу, соответствующему отталкивающей сердцевине нуклон-нуклонного потенциала. Среднее поле ядра или ядерных оболочек ответственно за разнообразие свойств атомных ядер, вследствие чего атомные ядра нельзя рассматривать как осколки ядерной материи разной величины, а нужно изучать структуру каждого ядра. В этом проявляется фундаментальное отличие, например, от кристаллов, где не имеет смысла изучать строение кристаллов одного типа, но разных размеров. Роль среднего поля атомного ядра весьма важна и чрезвычайно многогранна. Среднее поле ответственно за различие структур возбужденных состояний разных ядер. Среднее поле проявляется и в ряде универсальных свойств ядер, таких как гигантские резонансы.

Следует отметить, что в случае гипотетического сверхплотного состояния атомного ядра, возможно, не будут выполняться условия, необходимые для выделения среднего поля. Тогда вместо громадного разнообразия ядерных свойств в сверхплотном состоянии ядра могут оказаться безликими, как куски ядерного вещества разных размеров.

Следует отметить, что имеется одно важное различие между полем, в котором движутся электроны, и средним полем ядра. Ядерное поле порождается только самими нуклонами, и поэтому ядро менее стабильно по отношению к деформациям и поверхностным колебаниям. Ядерные возбуждения описываются как вращение всего ядра, как поверхностные и объемные колебания и как внутреннее движение, связанное с возникновением квазичастиц.

В становлении современной микроскопической теории атомного ядра определяющую роль сыграли математические методы, развитые при построении теорий сверхтекучести (Н.Н. Боголюбов [1]), сверхпроводимости (Бардин, Купер, Шриффер [2]) и Н.Н. Боголюбов [3]) и фер-

ми-жидкости (Л.Д. Ландау [4]). Было показано, что такого же типа взаимодействия, которые приводят к образованию сверхпроводящего состояния в металлах, играют весьма важную роль в атомных ядрах. В этом проявляются общие свойства частиц, подчиняющихся статистике Ферми.

Н.Н. Боголюбов указал на то, что математические методы, развитые при построении теорий сверхтекучести и сверхпроводимости, обладают большой общностью, и поэтому их следует применить для изучения строения атомного ядра. Он сформулировал [5] условия сверхтекучести ядерной материи. О.Бор, Моттelson и Пайс [6] поставили вопрос о существовании сверхтекучих состояний в атомных ядрах. Теория парных корреляций сверхпроводящего типа в атомных ядрах, построенная независимо С.Т. Беляевым [7] и В.Г. Соловьевым [8], положила начало широкому изучению ядерной структуры, в том числе вибрационных состояний, на основе микроскопического подхода.

Теория парных корреляций сверхпроводящего типа стала тем основным направлением в теории атомного ядра, вокруг которого создался крупный коллектив теоретиков-ядерщиков из ряда стран—участниц ОИЯИ. В первое время было широко распространено мнение, что не может быть и речи об описании свойств конкретных ядер в рамках сверхтекучей модели ядра. В отделе теории ядра одними из первых в мире применили сверхтекучую модель ядра для количественных расчетов ядерных характеристик [9]. Учет парных корреляций позволил детально описать ряд свойств ядер, которые не укладывались в рамки ранее существующих моделей. Например, результаты, относящиеся к двухквaziчастичным состояниям в четно-четных деформированных ядрах при сравнительно небольших энергиях возбуждения, полученные в 1960—1963 гг. [10] при участии венгерского физика Шиклона и др., нашли блестящее экспериментальное подтверждение и в настоящее время хорошо известны. Большое влияние на дальнейшее развитие теории, особенно в описании высокоспиновых состояний, оказало введение эффекта блокировки [8, 11]. Важную роль сыграли работы по проверке точности приближенных методов на простой модели, выполненные польскими физиками Рыбарска и Павликовски [12]. Описание усиления α -распада вследствие учета парных корреляций [13] послужило основой для введения О. Бором парно-вибрационной моды коллективного движения [14].

Большое влияние на проведение экспериментальных исследований оказали работы [15] по вычислению равновесных деформаций ядер, изучению изомеров формы и предсказаниям новых областей деформированных ядер, выполненные методом оболочечной поправки. В них активное участие принял польский физик Собичевски. На основании расчетов в [15] была предсказана новая область деформированных ядер в районе $A \approx 100$. В 1970 г. экспериментально подтвердилось [16] существование этой области деформированных ядер с параметрами, близкими к расчетным. Идея о возможности изменения формы ядра в возбужденном состоянии по сравнению с основным также нашла широкое экспериментальное подтверждение.

Большую роль в теории атомного ядра играет вариационный принцип Хартри—Фока—Боголюбова [17]. Он служит основой микроскопического описания коллективных вибрационных состояний как низколежащих, так и гигантских резонансов [18]. Разработана общая теория [19] ядерных вибраций на основе метода самосогласованного поля Боголюбова [20]. Показано, что из уравнений метода самосогласованного поля в качестве частного случая вытекают уравнения теории конечных ферми-систем [21].

Важным достижением является микроскопическое описание низколежащих вибрационных состояний в четно-четных деформированных ядрах [18]. Микроскопическое описание связало положение и структуру вибрационных состояний с поведением одночастичных уровней среднего поля, а именно с двухквазичастичными состояниями. На основе метода приближенного вторичного квантования изучены однофотонные квадрупольные и октупольные состояния деформированных ядер в области редкоземельных элементов и актиноидов [22]. В результате этих расчетов получил объяснение такой, до этого непонятный, факт, как весьма сильное уменьшение энергий октупольных состояний в изотопах тория, урана и плутония. Развита математический аппарат взаимодействия квазичастиц с фононами и получено достаточно правильное описание неротационных состояний нечетных деформированных ядер [23]. Результаты этих расчетов подтверждены экспериментально [24].

В системах с парными корреляциями низшие коллективные состояния находятся ниже двухквазичастичных состояний. В ядрах, не очень удаленных от магических, низшие коллективные возбуждения квадрупольной симметрии слабо связаны с возбуждениями квазичастичной природы. Однако эти коллективные возбуждения только в редких случаях проявляются как гармонические колебания. Ангармонические эффекты в спектре коллективных возбуждений удается учесть, отказываясь от рассмотрения связи коллективных и квазичастичных степеней свободы. Несмотря на схематичность такого рассмотрения, оно оказалось очень полезным для понимания условий возникновения в ядрах квадрупольной деформации и для вычисления спектров переходных ядер.

Основополагающие работы в этом направлении выполнены в ЛТФ советским физиком Р.В. Джолос и физиками ГДР Янсеном и Денау [25]. Их исследования, основанные на методах бозонного разложения [26, 27], легли в основу модели взаимодействующих бозонов [28], получившей широкое распространение. В [25] продемонстрированы преимущества развитой ими модели при описании квадрупольных возбуждений в сферических и переходных ядрах. Эквивалентность развитой Джолосом, Денау и Янсеном модели взаимодействующих бозонов доказана болгарским физиком Кырчевым [29], показавшим идентичность гамильтонианов и соответствующих операторов.

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность уровней в атомных ядрах и усложняется их структура. Осуществляется переход

от простых низколежащих состояний к очень сложным состояниям при средних и высоких энергиях возбуждения. Процесс усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения неодинаков для состояний с разными спинами и различен в разных ядрах. При изучении структуры состояний средней и высокой энергии возбуждения в атомных ядрах важную роль играет фрагментация одночастичных состояний, т.е. распределение силы одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В моделях независимых частиц и квазичастиц одночастичная сила сконцентрирована на одном уровне. В предельной статистической модели она хаотично распределена по всем ядерным уровням. Между низколежащими состояниями, для которых изучаются характеристики каждого отдельного уровня, и состояниями предельной статистической модели, когда исчезает индивидуальность отдельных ядер и пропадает эффект оболочек, лежит большая, слабо изученная область средних и высоких энергий возбуждения атомного ядра.

Экспериментальное изучение структуры состояний средних и высоких энергий возбуждения встречает большие трудности. Практически невозможно измерить характеристики каждого из многих тысяч уровней, тем более что с ростом энергии возбуждения усложняется структура состояний и поэтому увеличивается число компонент соответствующих волновых функций, которые следует измерить экспериментально.

Для понимания структуры сложных ядер полезным оказалось представление волновых функций возбужденных состояний в виде разложения по числу квазичастиц и фононов [30]. При построении такой волновой функции выбирается представление, в котором матрица плотности диагональна для основного состояния ядра. В этом представлении волновая функция высоковозбужденного состояния содержит тысячи различных компонент. Во многих случаях образование высоковозбужденного состояния происходит в результате захвата нуклона или высокоэнергетического γ -кванта основным бесквазичастичным или одноквазичастичным состоянием ядра-мишени. Разложение волновой функции по числу квазичастиц и фононов проводится так, если бы за основу взяли ядро-мишень. Квадрат каждого коэффициента в разложении определяет долю времени, которое ядро проводит в этой конфигурации. Доля времени, которую ядро проводит в одноквазичастичной или однофононной конфигурации, экспоненциально убывает с ростом энергии возбуждения.

Известно, что в рамках существующих теорий и возможностей ЭВМ нельзя правильно описать структуру каждого уровня при энергии возбуждения более 3 МэВ, кроме легких и околomagических ядер. Этот вывод проиллюстрировал Фешбах [31] в заключительном докладе на конференции по ядерной физике в Беркли. Он рассмотрел ядро ^{154}Sm . У ^{154}Sm сверхзаполненных оболочек имеется 10 нейтронов и 12 протонов, которые образуют $4 \cdot 10^{13}$ состояний с $I^\pi = 0^+$; $3,5 \cdot 10^{14}$ состояний с $I^\pi = 2^+$; $5,3 \cdot 10^{14}$ состояний с $I^\pi = 4^+$ и т.д. Поэтому при вычислении спектра ^{154}Sm нужно диагонализировать матрицы порядка $10^{13} - 10^{14}$. Это фантастически высокий порядок. Однако в расчетах нельзя ограничиваться только нуклонами сверхзаполненных оболочек. Особен-

но это относится к деформированным ядрам, каким является ^{154}Sm . А это значит, что нужно диагонализировать матрицы еще значительно более высокого порядка. Из этого примера видно, что прямо такую задачу решить нельзя.

Более того, задачу диагонализации матриц порядка 10^{14} и получения волновой функции каждого высоковозбужденного состояния решать не нужно, что обусловлено грубым описанием ядерных сил и приближенной формулировкой ядерной задачи многих тел. Это связано также с тем, что наиболее полные и точные данные о ядерной структуре имеются для малоквазичастичных конфигураций волновых функций. Такие данные определяются фрагментацией одноквазичастичных, однофононных состояний и состояний квазичастица \otimes фонон. Исключение составляют высокоспиновые состояния. В низколежащих состояниях малоквазичастичные конфигурации дают преобладающий вклад в нормировку их волновых функций. При средних энергиях возбуждения фрагментация одноквазичастичных состояний проявляется в виде локальных максимумов в сечениях реакций однонуклонных передач. Фрагментация оболочек $s_{1/2}$, $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ определяет s - и p -волновые нейтронные силовые функции. Гигантские резонансы определяются положением и коллективностью однофононных состояний, а ширины гигантских резонансов связаны с их фрагментацией. Малоквазичастичные компоненты отражают эффекты оболочечной структуры.

Для описания малоквазичастичных компонент волновых функций при низких, средних и высоких энергиях возбуждения в Лаборатории теоретической физики (ЛТФ) сформулирована квазичастично-фононная модель ядра (КФМЯ) [32–34]. В модели используется метод силовых функций и вычисляется фрагментация одноквазичастичных, однофононных состояний и состояний квазичастица \otimes фонон по многим ядерным уровням. Рассчитываются те характеристики сложных ядер, которые определяются этими компонентами.

Гамильтониан КФМЯ состоит из членов, описывающих среднее поле ядра (в виде потенциала Саксона–Вудса) и взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа. Он также содержит мультипольные и спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные взаимодействия, включая зарядово-обменные взаимодействия в частично-дырочном и частично-частичном каналах.

Особенностью и достоинством КФМЯ является то, что в качестве базиса используются не одночастичные, а однофононные состояния. Это означает, что в базисе учтены коллективные вибрационные, слабо коллективные и двухквазичастичные состояния. Расчеты плотности ядерных состояний свидетельствуют о полноте фононного пространства. Это — *первая особенность КФМЯ*.

Вторая особенность модели заключается в том, что взаимодействие квазичастиц с фононами ответственно за фрагментацию квазичастичного и коллективного движений и тем самым за усложнение структуры ядерных состояний с ростом энергии возбуждения.

При решении задачи волновые функции возбужденных состояний представляются в виде ряда по числу операторов фононов, в нечетных ядрах каждый член умножается еще на оператор квазичастицы. Приближение состоит в обрыве этого ряда, что составляет *третью особенность модели*. Обрыв ряда по числу фононов относится к приближениям того же типа, что обрыв цепочки уравнений в методе Хартри—Фока—Боголюбова. В настоящее время разложение обрывается на двух фононах. Выяснить влияние многофононных слагаемых волновых функций на рассчитываемые эффекты так же трудно, как оценить роль отброшенных в методе Хартри—Фока—Боголюбова цепочек уравнений ядерной задачи многих тел. В обоих случаях утверждается, что приближенные уравнения правильно описывают свойства ядерных возбуждений, а отброшенные члены частично учитываются использованием констант, фиксированных на основе экспериментальных данных. При вычислениях принцип Паули учитывается путем выполнения точных коммутационных соотношений между операторами фононов и квазичастиц.

Четвертой особенностью модели является использование метода силовых функций. Используя разработанную в [33] модификацию метода силовых функций, непосредственно вычисляют приведенные вероятности переходов, спектроскопические факторы, переходные плотности, сечения и другие ядерные характеристики без решения соответствующих секулярных уравнений. Благодаря использованию метода силовых функций время расчетов на ЭВМ уменьшается в 10^3 раз и становится возможным вычислять фрагментацию одноквазичастичных, однофононных состояний и состояний квазичастица \otimes фонон для большого числа ядер. Характеристики высоковозбужденных состояний рассчитываются для сферических ядер как с заполненными, так и с незаполненными оболочками и для деформированных ядер.

Для описания усложнения ядерных состояний с ростом энергии возбуждения, характеристик глубоколежащих дырочных и высоколежащих частичных состояний, нейтронных и парциальных радиационных силовых функций и ширин гигантских резонансов необходимо рассчитывать фрагментацию (распределение силы) одноквазичастичных, двухквазичастичных и однофононных состояний по многим ядерным уровням. Прогресс в описании фрагментации обусловлен пониманием ключевой роли учета связи одночастичного и коллективного вибрационного движений, т.е. взаимодействия квазичастиц с фононами, на что указывалось в [18, 23, 32] в 1968—1971 гг. Теперь эта точка зрения стала общепринятой [35]. Важность описания фрагментации одноквазичастичных и однофононных состояний обусловлена экспериментальным обнаружением большого числа мультипольных электрических, спин-мультипольных магнитных и зарядово-обменных гигантских резонансов, а также детальным изучением глубоколежащих дырочных состояний в сферических ядрах и измерением нейтронных силовых функций. Необходимость микроскопического описания фрагментации связана также с тем, что в ряде случаев полная сила коллективной моды составляет менее половины значения, которое дает соответствующее правило сумм.

В описании фрагментации КФМЯ имеет ряд преимуществ по сравнению с другими моделями. В частности, расчеты фрагментации выполнены в [34, 36] и других работах для сферических ядер с заполненными и незаполненными оболочками и для деформированных ядер, в то время как расчеты по другим моделям, как правило, ограничены дважды магическими ядрами. В развитии аппарата КФМЯ большой вклад внес болгарский физик Стоянов. В расчетах в рамках КФМЯ участвовали советские, болгарские и вьетнамские физики-теоретики.

При описании высоковозбужденных состояний и прежде всего гигантских резонансов разного типа, к которым в последнее время приковано большое внимание, разные модели не противоречат друг другу, а скорее являются взаимно дополняющими. При описании же ряда неротационных состояний деформированных ядер модели Бора—Меттельсона, КФМЯ и модель взаимодействующих бозонов (МВБ) вступают в противоречие друг с другом. Согласно КФМЯ [37] не должны существовать коллективные двухфонные состояния в четно-четных деформированных ядрах, однако их существование предсказывается моделью Бора—Моттельсона, а в МВБ они трактуются как двухбозонные. Кроме того, волновые функции каждого из состояний с $K_i^\pi = 2_1^+$, 2_2^+ , ..., 0_3^+ , 0_4^+ , ..., 4_1^+ и 4_2^+ (K — проекция момента на ось симметрии ядра, $i = 1, 2 \dots$) имеют согласно КФМЯ доминирующую однофонную компоненту, а согласно МВБ — доминирующую двух- или трехбозонную компоненту, так что трактовки этих состояний в КФМЯ и МВБ качественно различны. Следует подчеркнуть, что нет достоверных экспериментальных данных по коллективным двухфонным состояниям в деформированных ядрах. Последние экспериментальные данные [38] указывают на правильность их описания в рамках КФМЯ. Дальнейшие экспериментальные исследования необходимы для выяснения структуры неротационных состояний деформированных ядер и для разрешения противоречий между указанными тремя моделями.

Подводя итоги, можно утверждать, что в рамках квазичастично-фонной модели ядра возможно вычисление многих свойств сложных ядер при низких, средних и высоких энергиях возбуждения. Часть таких расчетов уже выполнена. Несомненно, что при проведении дальнейших расчетов будут использоваться все более и более сложные варианты модели с помощью включения новых членов в волновые функции и учета новых сил.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н. Лекции по квантовой статистике. Киев: Советская школа, 1949. 227 с.
2. Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J. — Phys. Rev., 1957, vol. 108, p. 1175—1204.
3. Боголюбов Н.Н. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 34, с. 58—65, 73—79; Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В. Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 128 с.
4. Ландау Л.Д. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, с. 97—103.
5. Боголюбов Н.Н. — Докл. АН СССР, 1958, т. 119, с. 52—55.
6. Bohr A., Mottelson B., Pines D. — Phys. Rev., 1958, vol. 110, p. 939—938.
7. Belyaev S.T. — Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid. Selskab., 1959, vol. 31, N 11, p. 1—55.

8. Соловьев В.Г. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, с. 823–825; 1959, т. 36, с. 1869–1874; Nucl. Phys., 1958, vol. 9, p. 655–664.
9. Соловьев В.Г. – Докл. АН СССР, 1960, т. 133, с. 325–328; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1961, т. 40, с. 654–665.
10. Gallagher C.J., Soloviev V.G. – Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selskab., 1962, vol. 2, N 2, p. 1–68; Soloviev V.G., Siklos T. – Nucl. Phys., 1964, vol. 59, p. 145–158.
11. Soloviev V.G. – Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selskab., 1961, vol. 1, N 11, p. 1–32; Соловьев В.Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1963. 76 с.
12. Павликовски А., Рыбарска В. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1962, т. 43, с. 543–550.
13. Соловьев В.Г. – Докл. АН СССР, 1962, т. 144, с. 1281–1284.
14. Bohr A. – In: Nuclear Structure Dubna Symposium, 1968, Vienna: IAEA, 1968, p. 179–189.
15. Arseniev D.A., Sobiczewski A., Soloviev V.G. – Nucl. Phys. A, 1969, vol. 126, p. 15–35; vol. 139, p. 269–276.
16. Cheifetz E., Jared R., Thompson S. e.a. – Phys. Rev. Lett., 1970, vol. 25, p. 38–43.
17. Боголюбов Н.Н. – Докл. АН СССР, 1958, т. 119, с. 244–246; Боголюбов Н.Н., Соловьев В.Г. – Там же, 1959, т. 124, с. 1011–1014.
18. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971. 559 с.
19. Джолос Р.В., Соловьев В.Г. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1970, т. 1, с. 365–390.
20. Боголюбов Н.Н. – Успехи физ. наук, 1959, т. 67, с. 549–580.
21. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965. 572 с.
22. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974. 303 с.; Иванова С.П., Комов А.С., Малов Л.А. и др. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976, т. 7, с. 450–498.
23. Soloviev V.G. – Phys. Lett., 1965, vol. 16, p. 308; In: Nuclear Structure Dubna Symposium, 1968. Vienna: IAEA, p. 101–118; Гареев Ф.А., Иванова С.П., Соловьев В.Г. и др. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, с. 357–455.
24. Bunker M.E., Reich C.W. – Rev. Mod. Phys., 1971, vol. 43, p. 348–423; Hoff R.W., Loughhead R., Barreau G. e.a. – Inst. Phys. Conf. Ser. N 62, 1982, Chapter 1, p. 250–265; Hoff R.W. Davidson W., Warner O. e.a. – Phys. Rev. C, 1982, vol. 25, p. 2232–2254.
25. Janssen D., Jolos R.V., Donau F. – Nucl. Phys., 1974, vol. 224, p. 93–196; Джолос Р.В., Янссен Д. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, с. 330–373.
26. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1962, т. 42, с. 1590–1603; Marumori T., Yamamura M., Tokunaga A. – Progr. Theor. Phys., 1964, vol. 31, p. 1009–1021.
27. Janssen D., Donau F., Franendorf S. – Nucl. Phys. A, 1971, vol. 172, p. 145–165; Джолос Р.В., Рыбарска В. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 3, с. 739–769.
28. Interacting Bosons in Nuclear Physics/Ed. F. Iachello, N.Y.: Plenum, 1979, 192 p.; Interacting Bose–Fermi Systems in Nuclei/Ed. F. Iachello, N.Y.: Plenum, 1981, 406 p.
29. Kyrchev G. – Nucl. Phys. A, 1980, vol. 349, p. 416–432.
30. Соловьев В.Г. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 3, с. 770–831.
31. Feshbach H. – Nucl. Phys. A, 1981, vol. 354, p. 577–584.
32. Соловьев В.Г. – Изв. АН СССР, Сер. физ., 1971, т. 35, с. 666–677; 1974, т. 38, с. 1580–1587; Soloviev V.G., Malov L.A. – Nucl. Phys. A, 1972, vol. 196, p. 443–451.
33. Соловьев В.Г. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1978, т. 9, с. 580–622; Nucleonica, 1978, vol. 23, p. 1149–1177; Малов Л.А., Соловьев В.Г. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1980, т. 11, с. 301–341; Стоянов Ч. – Теорет. мат. физ., 1979, т. 40, с. 422–428.
34. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1983, т. 14, с. 237–285; Воронов В.В., Соловьев В.Г. – Там же, с. 1381–1442; Вдовин А.И., Воронов В.В., Соловьев В.Г. и др. – Там же, 1985, т. 16, с. 245–279.

35. Goeke K., Speth J. — Ann. Rev. Nucl. Part Sci., 1982, vol. 32, p. 65–115; Bertsch G.F., Bortington P.F., Broglia R.A. — Rev. Mod. Phys., 1983, vol. 55, p. 287–314.

36. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. — Nucl. Phys. A, 1978, vol. 304, p. 503–519; 1983, vol. 399, p. 141–162; Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. — Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 327–333; Воронов В.В., Нгуен Динь Данг, Пономарев В.Ю. и др. — Ядерная физика, 1984, т. 40, с. 683–689; Kuzmin V.A., Soloviev V.G. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1984, vol. 10, p. 1507–1522; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. — Nucl. Phys. A, 1977, vol. 288, p. 376–396; 1980, vol. 342, p. 261–282.

37. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. — Z. Phys. A, 1981, vol. 301, p. 263–269; Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю. — Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 1376–1386.

38. Kleppinger E.W., Yates S.W. — Phys. Rev. C, 1983, vol. 28, p. 943–945; Davidson W.E., Dixon W.R., Burke O.G. e.a. — Phys. Lett. B, 1983, vol. 130, p. 161–166; Davidson W.E., Dixon W.R., Storey R.S. — Canad. J. Phys., 1984, vol. 12, p. 1538–1542.

УДК 536

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА В ОИЯИ

*Н. Тончев, канд. физ.-мат. наук (НРБ),
А.С. Шумовский, д-р физ.-мат. наук*

Фундаментальные работы Н.Н. Боголюбова по микроскопической теории сверхпроводимости были первыми исследованиями в области статистической механики, выполненными в ОИЯИ. Выдвинутые в этих работах идеи и развитые в них методы во многом определили пути дальнейшего развития статистической механики в ОИЯИ и оказали заметное воздействие на другие области физики. Так, идея о спаривании сверхпроводящего типа в системе нуклонов легла в основу современной теории ядра, а вариационный принцип Хартри–Фока–Боголюбова стал ее важным методом. Модельные задачи сверхпроводящего типа нашли свое применение также и в квантовой теории поля.

Эти работы Н.Н. Боголюбова были удостоены Ленинской премии (см. приложение).

Сложившееся в Лаборатории теоретической физики (ЛТФ) научное направление можно характеризовать как развитие методов статистической механики и их применение в различных областях физики. Ниже мы попытаемся дать краткий обзор основных достижений, связанных с развитием этого направления в ОИЯИ.

В процессе построения микроскопической теории сверхпроводимости Н.Н. Боголюбов пришел к формулировке фундаментальной концепции квазисредних, играющей исключительно важную роль в теории систем с бесконечным числом степеней свободы. Дело в том, что вакуум в таких системах вырожден, и для однозначного определения состояния такое вырождение надо снять (т.е. спонтанно нарушить симметрию исходного гамильтониана), например, введением в гамильтониан дополнительного операторного выражения — "источников" пропорциональных малому параметру. Концепция квазисредних не только конструктивно разрешает проблему неоднозначности выбора пространства состояний макроскопической системы, но и устанавливает принципиальную связь между термодинамическим понятием фазы, условиями ус-

тойчивости равновесного состояния и микроскопическим описанием, связанным с рассмотрением взаимодействий и их свойств симметрии.

Значение концепции квазисредних трудно переоценить. Во-первых, она служит основой современной теории фазовых переходов. Далее, необходимость выхода за пределы одного пространства состояний, заложенная в концепции квазисредних, привела к расширению традиционного формализма пространства Фока и стимулировала развитие алгебраического подхода к проблеме спонтанных нарушений симметрии в статистической механике и квантовой теории поля.

В связи с формулировкой метода квазисредних Н.Н. Боголюбовым была также доказана фундаментальная теорема, согласно которой в системе при спонтанном нарушении непрерывной симметрии возникают элементарные возбуждения с энергией, стремящейся к нулю в длинноволновом пределе (теорема "об особенностях $1/q^2$ "). Другими словами, появляются безмассовые возбуждения — кванты типа фотона или фонона, обмен которыми приводит к взаимодействию бесконечного радиуса. Этот результат был, в частности, использован при исследовании весьма сложного вопроса об отсутствии "дальнего порядка" в статистических системах одного и двух измерений.

Несколько позже аналог теоремы "об особенностях $1/q^2$ " был установлен и в квантовой теории поля в работах Голдстоуна, Салама, Вайнберга, Хиггса.

Важным этапом в развитии статистической механики стало введение в 1959 г. Н.Н. Боголюбовым и С.В. Тябликовым формализма двухвременных температурных функций Грина. В соединении с техникой спектральных разложений этот метод по существу оказался универсальным средством изучения системы многих взаимодействующих частиц и получил широкое распространение в физике конденсированных сред. В частности, на основе этого метода С.В. Тябликов и его ученики получили ряд принципиальных результатов в квантовой теории магнетизма. Эти работы были удостоены Государственной премии СССР (см. приложение).

В работах Н.М. Плакиды и Шиклоша был предложен метод самосогласованного расщепления цепочки уравнений для функций Грина, на основе которого удалось построить теорию сильно ангармонических кристаллов. Разработка этой теории привела к развитию метода самосогласованных фононов в физике твердого тела (Н.С. Плакида, Шиклош, Конвент, В.Л. Аксенов, Стаменкович), позволившего исследовать проблему устойчивости кристаллов и структурные фазовые переходы. Этот метод получил широкое применение в задачах о магнитном и сегнетоэлектрическом упорядочении и послужил основой для постановки и расчета экспериментов по рассеянию нейтронов, ряд из которых был осуществлен на установках Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) ОИЯИ. Подчеркнем, что это важное направление исследований успешно развивается в ЛТФ ОИЯИ на протяжении уже почти двух десятилетий.

Концепция квазисредних получила эффективное применение в неравновесной статистической механике в связи с разработкой метода

неравновесного статистического оператора Д.Н. Зубаревым и его учениками. Приложения этого метода связаны с теорией ядерного магнитного резонанса в кристаллах, теорией спин-решеточной релаксации электронов проводимости и примесных центров, а также с рядом других проблем физики неравновесного состояния.

Еще одно направление, интенсивно развиваемое в ЛТФ ОИЯИ, связано с методом аппроксимирующих гамильтонианов, развитым в работах Н.Н. Боголюбова (мл.), его учеников и сотрудников. Идея об аппроксимирующем гамильтониане, восходящая к работам Н.Н. Боголюбова по теории сверхтекучести, позволила получить точное решение модельной задачи теории сверхпроводимости при нулевой температуре. Рассмотрение случая произвольных температур привело Н.Н. Боголюбова (мл.) к формулировке теоремы об асимптотической близости свободных энергий, построенных на основе модельного и "упрощенного" аппроксимирующего гамильтонианов. В этой теореме, лежащей в основе метода и в значительной мере определившей дальнейшее развитие конструктивных исследований кванвостатистических систем, утверждается возможность аппроксимации для широкого класса систем с отрицательным взаимодействием. В дальнейшем в рамках метода аппроксимирующих гамильтонианов был обоснован вариационный принцип минимакса Боголюбова (мл.), позволяющий получить адекватные физические результаты для систем со взаимодействием разного знака, в частности, в задачах теории антиферромагнетиков и антисегнетоэлектриков.

Метод аппроксимирующих гамильтонианов позволяет асимптотически точно вычислять макроскопические характеристики кванвостатистических систем — термодинамические потенциалы, временные корреляционные функции и функции Грина. Это дает возможность исследовать свойства ряда физически важных модельных систем в рамках строгого математического рассмотрения. В частности, был развит новый метод определения квазисредних, связанный с введением в явном виде унитарно неэквивалентных представлений канонических перестановочных соотношений. Этот цикл работ Н.Н. Боголюбова (мл.) и Б.И. Садовникова был удостоен Государственной премии СССР (см. приложение).

Фундаментальный вклад в обоснование и развитие неравновесной статистической механики внесли работы Н.Н. Боголюбова по исследованию стохастических процессов в динамических системах, взаимодействующих с термостатом. Еще в 30-е годы проблема описания стохастических процессов в динамических системах привлекла внимание Н.Н. Боголюбова и Н.М. Крылова, разработавших метод, который позволяет уже в первом приближении получать уравнение Фоккера—Планка. В дальнейшем усилия были направлены на математически строгое обоснование этого метода, его расширение на случай квантовых систем и установление связи с методом функций Грина. Помимо обоснования статистической механики этот метод имеет и большое прикладное значение, например, в задачах физики плазмы. За работы по теории стохастических процессов в динамических системах Н.Н. Боголю-

бову в 1983 г. присуждена президиумом АН СССР золотая медаль им. М.А. Лаврентьева.

В 1979 г. в связи с исследованием динамики полярона Н.Н. Боголюбов и Н.Н. Боголюбов (мл.) сформулировали новый метод построения кинетических уравнений для систем, взаимодействие в которых связано с процессами однобозонного обмена. В основе метода лежит прием, позволяющий определить средние от бозонных переменных по функции распределения для начального состояния. В результате из уравнений движения удастся полностью исключить бозонные переменные и получить цепочку интегродифференциальных уравнений для средних от операторов, описывающих материальную подсистему.

Отметим, что указанный метод, развитый первоначально для конкретной задачи физики твердого тела, имеет большую общность и оказывается пригодным для изучения динамических свойств систем широкого круга, взаимодействие в которых линейно по бозонным переменным. В частности, на основе этого подхода впервые удалось построить точную иерархию кинетических уравнений для проблемы сверхизлучательной генерации когерентных электромагнитных полей [Н.Н. Боголюбов (мл.), Фам Ле Киен, А.С. Шумовский]. Эта иерархия позволила исследовать временные зависимости параметров сверхизлучательных лазеров на основе двух- и трехуровневых систем. Кроме того, удалось строго описать процессы генерации когерентного излучения в полярных диэлектриках на основе принципиально нового физического механизма неравновесной самокорреляции диполей, предложенного ранее в работах тех же авторов.

Важные результаты были получены в связи с приложениями статистической механики в различных областях физики конденсированного состояния и фазовых переходов.

В настоящее время в двух секторах ЛТФ ОИЯИ активно трудится интернациональный коллектив ученых, разрабатывающих актуальные теоретические и прикладные направления статистической механики, обусловленные как общим ходом развития этой фундаментальной дисциплины, так и научными потребностями стран-участниц ОИЯИ и тесно связанные с традициями сформировавшимися в ОИЯИ научной школы физиков-теоретиков.

Укажем лишь некоторые из наиболее перспективных и важных направлений, разрабатываемых в настоящее время в ЛТФ ОИЯИ.

Традиционными в ЛТФ являются исследования в области обоснования статистической механики и в теории фазовых переходов.

Цикл работ по изучению систем с сингулярным потенциалом взаимодействия в классической и квантовой статистической механике был выполнен В.А. Загребновым. Кроме того, им были исследованы проблема построения предельных гиббсовских состояний непрерывных систем и структура спектра корреляционных операторов типа Кирквуда-Зальцбурга.

В.Б. Приезжев предложил новый подход к проблеме димеров, позволивший получить точное выражение для статистической суммы в модели димеров на трехмерной решетке типа алмаза и определить критичес-

кую точку в двумерной модели замкнутых полимеров с исключенным объемом.

В работах В.Н. Плечко получены новые соотношения для индексов логарифмических поправок к степенным критическим асимптотикам и предложил подход к решению двумерной задачи Изинга, основанный на зеркальной грассмановой факторизации матрицы плотности.

В связи с бурным развитием изучения нелинейных свойств конденсированных сред в ЛТФ ведутся целенаправленные исследования в этой области. В.К. Федянин и его сотрудники выполнили цикл теоретических работ, посвященных изучению нелинейных возбуждений в ферромагнетиках, оптических средах, биополимерах и других системах, и проанализировали возможность изучения таких возбуждений на базовых установках ОИЯИ. В этой связи особенно важны исследования, посвященные определению динамического формфактора рассеяния нейтронов на солитонах в квазиодномерных магнетиках, изучение рассеяния света на солитонах в ДНК и полиацетиле, а также исследования, связанные с учетом вклада бионов в неравновесные и динамические характеристики ряда квазиодномерных систем.

В работах Гочева построена квантовая теория нелинейных возбуждений в спиновой цепочке. Найдены локализованные состояния нового типа — нестационарные локализованные состояния, являющиеся когерентными для указанной системы. Усреднение операторных уравнений движения при помощи этих состояний приводит к уравнениям классической теории магнетизма.

В цикле работ В.И. Аксенова развита теория структурных фазовых переходов в неупорядоченных системах. Совместно с сотрудниками ЛНФ им выполнены исследования электронных и фононных спектров интерметаллических и редкоземельных соединений. Была теоретически предсказана и затем экспериментально подтверждена гибридизация фононов и квадрупольных экситонов в PrNi_5 .

Работы Тончева связаны с исследованием экситонного фазового перехода в средах с магнитными и сверхпроводящими свойствами при наличии "электронного резервуара" произвольной мощности. Для таких систем впервые теоретически обоснована возможность "узкого" фазового перехода первого рода. Исследования взаимодействия между экситонным и сверхпроводящим фазовым переходами в металлах с конгруэнтными участками поверхности Ферми, выполненные совместно с Бранковым, позволили изучить конкуренцию таких переходов в зависимости от параметров конкретных систем.

Важные исследования особенностей структурного перехода в суперионных проводниках, приведшие к постановке в 1984 г. экспериментов на реакторе ИБР-2, выполнены Н.М. Плакидой.

Бардош и Г.М. Гавриленко разрабатывают теорию явления торможения электронов в металлах для диапазона энергий 0,1–30 МэВ/нуклон в связи с экспериментами по исследованию изменения механических свойств металлов при облучении ионами, выполненными в ЛЯР.

Подход к самосогласованному описанию корреляционных эффектов в неидеальных ферми-системах с сильным взаимодействием раз-

вивается в работах А.Л. Куземского, Петру и др. Этот подход позволяет исследовать важную проблему сосуществования магнетизма и сверхпроводимости, построить теорию сверхпроводимости в разупорядоченных сплавах, а также провести количественный анализ результатов экспериментов по дифракции нейтронов в переходных металлах.

Пушкаров развивает новый квазичастичный подход к теории дефектов в квантовых кристаллах, а также к описанию квантового поведения нелинейных возбуждений солитонного типа и их взаимодействия с другими элементарными возбуждениями в твердых телах и низкоразмерных магнитных системах, позволивший описать зонную структуру и кинетику введенных им квазичастиц — дефектонов.

Новый подход к описанию гетерофазных состояний в физических системах, основанный на последовательном применении концепции квазисредних Боголюбова, развивается в работах В.И. Юкалова и А.С. Шумовского. В рамках этого подхода удалось описать явление зародышеобразования при кристаллизации и плавлении, ряд аномальных свойств сверхпроводников, частично разупорядоченных магнетиков и сегнетоэлектриков, а также построить модель возникновения мультикварковой компоненты в ядерной материи, связанную с интерпретацией экспериментов, которые выполнены в рамках сотрудничества ОИЯИ—ЦЕРН.

Дрекслер разрабатывает вопросы влияния фононных аномалий на поведение электронов в сверхпроводниках. В частности, ему удалось исследовать аномальный изотопический эффект в соединениях типа $PdH_x (D_x)$.

Светогорским выполнены исследования по статистической механике цепных молекул, в которых, в частности, впервые был корректно рассчитан статистический интеграл для молекулы с жесткими связями между звеньями.

Исследования в области статистической механики и ее приложений выполняются в ОИЯИ в тесном сотрудничестве с ведущими научными центрами стран-участниц, такими, как Институт физики твердого тела АН НРБ и Институт механики и биомеханики АН НРБ, Софийский университет (НРБ), Центральный институт физических исследований АН ВНР, Институт физики (СРВ), Дрезденский технический университет, Лейпцигский университет, Берлинский университет (ГДР), Гаванский университет (Куба), Институт ядерной физики (Краков), Вроцлавский университет, Вроцлавский педагогический институт (ПНР), Центральный институт физики и Центральный институт физики ядра (СРР), Физический институт Словацкой АН (ЧССР), Математический институт им. В.А. Стеклова АН СССР, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Институт теоретической физики АН УССР, Институт физики металлов (Свердловск), Институт прикладной физики АН МССР (СССР), и многими другими.

Помимо исследовательской работы в ЛТФ ОИЯИ активно ведется подготовка специалистов высшей квалификации в области статистической механики для стран-участниц. Здесь подготовлены и защищены 10 докторских диссертаций учеными из СРВ, ВНР, ПНР, НРБ, СССР, а также более 50 кандидатских диссертаций.

Традиционно проходящие в Дубне Международные симпозиумы по избранным проблемам статистической механики посвящены обсуждению наиболее важных проблем этой области физики. В их работе принимают участие ведущие специалисты из стран-участниц, а также из Австрии, Великобритании, Дании, Испании, Италии, Нидерландов, США, Франции и других стран. Как показывает опыт, такие симпозиумы стимулируют развитие исследований в наиболее важных, перспективных направлениях.

Исследования в области статистической механики, ведущиеся в ОИЯИ, заслужили высокую оценку международной научной общественности. Работы сотрудников ЛТФ ОИЯИ широко цитируются в научной литературе. Монографии, авторами которых являются сотрудники ЛТФ, переводятся на иностранные языки и переиздаются во многих странах мира.

В заключение еще раз подчеркнем, что теоретические и прикладные исследования в области статистической механики составляют важный раздел проблемно-тематического плана научно-исследовательских работ ОИЯИ и связаны как с фундаментальными исследованиями, так и с планированием, постановкой и обработкой экспериментов на ряде базовых установок Института.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Монографии

Боголюбов Н.Н. Избранные труды в 3-х томах. Киев: Наукова думка, 1971, т. 1, 647 с.; т. 2, 522 с.; т. 3, 487 с.

Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В. Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Изд-во АН СССР, 1958, 128 с.

Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма. 2-е изд. М.: Наука, 1975. 527 с.

Боголюбов Н.Н. (мл.) Метод исследования модельных гамильтонианом. М.: Наука, 1974. 176 с.

Боголюбов Н.Н. (мл.), Садовников Б.И. Некоторые вопросы статистической механики. М.: Высшая школа, 1975. 352 с.

Мозольков А.Е., Федянин В.К. Дифракция медленных электронов поверхностью. М.: Энергоиздат, 1982. 143 с.

Метод аппроксимирующего гамильтониана в статистической физике/Н.Н. Боголюбов (мл.), Й.Г. Бранков, В.А. Загребнов и др. София: БАН, 1981. 241 с.

Аксенов В.Л., Плакида Н.М., Стаменкович С. Рассеяние нейтронов сегнетоэлектриками. М.: Энергоатомиздат, 1984. 255 с.

Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. (мл.) Введение в квантовую статистическую механику. М.: Наука, 1984. 384 с.

Обзоры

Plakida N.M., Konvent H. — In: Magnetism in Metals and Metallic Compounds. N.Y.: Plenum Press, 1976, p. 543–571.

Боголюбов Н.Н. (мл.), Бранков Й.Г., Загребнов В.А. и др. — Успехи мат. наук, 1984, т. 39, вып. 6, с. 3–45.

Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. (мл.) — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1980, т. 11, вып. 2, с. 245–301.

Боголюбов Н.Н. (мл.), Плечко В.Н., Шумовский А.С. — Там же, 1983, т. 14, вып. 6, с. 1443–1449.

- Куземский А.А. — Там же, 1981, т. 12, вып. 2, с. 366–423.
Makhankov V.G., Fedyanin V.K. — Phys. Rep., 1984, vol. 104, N 1, p. 1–86.
Гавриленко Г.М., Федянин В.К. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, т. 12, вып. 1, с. 220–263.
Родригес К., Федянин В.К. — Там же, 1984, т. 15, вып. 4, с. 870–934.
Yukalov V.I., Zubov V.I. — Fortschr. Phys., 1983, Bd 31, N 12, S. 627–672.
Шумовский А.С., Юкалов В.И. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1985, т. 16, № 6, с. 1274–1329.

УДК 633.9 + 534.2

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЗАДАЧИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

*Е.И. Жидков, профессор, В.Г. Маханьков, профессор,
Е. Христов, д-р физ.-мат. наук (НРБ)*

В последние годы физики поняли, что наиболее последовательно описать различные физические явления можно лишь в рамках нелинейных теорий (моделей). Это касается моделей как теории конденсированного состояния, так и ядерной физики и физики частиц.

При построении линейных теорий (и теории возмущений) основным инструментом исследования являлось преобразование Фурье, а структурными единицами — кванты соответствующих полей (осцилляторы). Нелинейные теории требуют совершенно иного подхода: инструментом исследования для некоторых из них становится нелинейное преобразование Фурье (метод обратной задачи), а структурными единицами — кроме квантов фундаментальных полей их особые связанные состояния — солитоны.

Наиболее последовательно нелинейная теория построена в двумерном пространстве-времени, где большинство результатов получено аналитически. В пространстве-времени более двух измерений ($D \geq 2$) за редким исключением только вопросы существования и устойчивости еще поддаются аналитическим исследованиям. Динамические задачи, например процессы формирования и взаимодействия солитонов, стали областью численных экспериментов.

Как уже отмечалось, одним из важнейших инструментов математического исследования проблем упомянутого класса является метод обратной задачи (МОЗ). В действительности область его приложения значительно шире. Обратные задачи возникают естественным образом в таких областях физики, как обработка данных физического эксперимента, магнитостатика, теория рассеяния и современная теория элементарных частиц. Они встречаются также и в смежных науках, в частности в геологии и задачах оптимизации. Ясно, что такие проблемы появились давно, как и исследования в этом направлении. Одна из основных математических трудностей решения обратных задач связана с их некорректностью. Последнее означает, что сколь угодно малым изменениям входных данных могут соответствовать сколь угодно большие расхождения в решениях.

Благодаря работам А.Н. Тихонова и его учеников, внесшим решающий вклад в создание методов решения некорректных задач, появилась возможность построения последовательных подходов к исследованию обратных задач. Весьма эффективным здесь оказался метод введения дополнительного параметра (непрерывный аналог метода Ньютона) в сочетании с методом Тихонова регуляризации некорректных задач. Здесь стоит отметить, что этот подход позволяет решать не только упомянутые выше обратные задачи, но и целый класс других, от теории ускорителей до "низкоэнергетической теории" сильных взаимодействий (модель Чу—Лоу). Подобные задачи входят в большой круг стационарных и спектральных задач математической физики. Этот подход включает в себя как естественную составную часть использование современных ЭВМ. Проиллюстрируем его на примере исследования частицеподобных решений (солитонов) некоторых нелинейных дифференциальных уравнений.

Обычная программа исследований здесь такова: 1) изучение вопросов существования солитоноподобных (СПР) или частицеподобных (ЧПР) решений; 2) исследование вопросов устойчивости ЧПР или СПР; 3) вычисление формфакторов солитонов; 4) исследование динамики СПР и их связанных состояний; 5) изучение статистических свойств солитонов.

Многие из моделей, допускающих существование СПР, обладают рядом общих свойств. Продемонстрируем их на примере наиболее простой (классической) теории с лагранжианом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_d + U \{ (\bar{\Phi} \Phi) \}, \quad (1)$$

в котором \mathcal{L}_d — "дифференциальная" часть лагранжиана, а

$$U \rightarrow \epsilon [m^2 (\bar{\Phi} \Phi) - g^2 (\bar{\Phi} \Phi)^2 + \dots].$$

$$\Phi \rightarrow 0$$

Здесь Φ — скалярное или векторное поле.

Теория включает два класса моделей: $\epsilon = 1$ и $\epsilon = -1$.

Первый класс ($\epsilon = 1$). Устойчивый вакуум — тривиальный, $\Phi_V \equiv 0$ (симметрия не нарушена), содержит физические модели: магнетики типа "легкая плоскость"; ядерная модель (Φ^6 -теория), α -спирали в биофизике и др. Частные случаи математических моделей этого класса — Φ^4 - и (SG) синус-гордон теории. ЧПР суть элементарные возбуждения над тривиальным (нулевым) вакуумом.

Второй класс ($\epsilon = -1$). Устойчивый вакуум — нетривиальный, $\Phi_V = \text{const}$ (симметрия спонтанно нарушена). Такой вакуум в ряде моделей описывает боголюбовский конденсат при $T = 0$. Физические модели: магнетики типа "легкая ось", структурные фазовые переходы, сверхпроводимость (по Гинзбургу—Ландау), феноменология адронов (по Т.Д. Ли) и др. В этот класс входит также упомянутая выше нерелятивистская ядерная модель Φ^4 — Φ^6 , обладающая устойчивым нетривиальным вакуумом (ядерная материя). Элементарные возбуждения суть боголюбовские спектры и солитонные моды, обычно дырочного типа. Наиболее изученная математическая модель — Φ^4 -теория, а также модели с некомпактными группами внутренней симметрии.

О п р е д е л е н и е. Под солитоном будем понимать отличную от вакуумной конфигурацию полей, локализованную в пространстве и обладающую конечной энергией.

Для различных моделей теории с лагранжианом (1) приведенную выше программу удастся выполнить достаточно полно: в неоднородном ($D > 1$) пространстве изучены вопросы существования и устойчивости солитонов. Для некоторых моделей были получены малоамплитудные разложения, что позволяет вычислить формфакторы солитонов и их связанных состояний — биеонов (пульсонов). В приближении идеального разреженного газа солитонов вычисляются динамические структурные факторы (ДСФ).

С помощью численных экспериментов для ряда моделей изучена динамика солитонов. Для интегрируемых моделей первого класса ($\epsilon = 1$) [SG, нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) с компактной изогруппой] метод обратной задачи хорошо разработан и позволяет детально изучать динамику системы при $T = 0$. Статистика солитонов при малых температурах достаточно последовательно изучена лишь в рамках SG-и Φ^4 -теорий как с помощью строгого подхода, так и в феноменологическом подходе Крумхансла—Шриффера. Последний дает хорошие результаты при малых T и был использован для получения ДСФ в моделях SG, Φ^4 , НУШ и Ландау—Лифшица (ЛЛ).

Для моделей второго класса, даже интегрируемых, МОЗ достаточно полно разработан лишь в случае НУШ с компактной изогруппой. Для более высоких групп симметрии, как некомпактных, так и компактных, применению этого метода препятствуют серьезные математические трудности, связанные с наличием конденсата в системе.

I. Используя малоамплитудные разложения, можно показать следующее:

1) В одномерном пространстве ($D = 1$) ЧПР (если существуют) устойчивы для сколь угодно малых амплитуд, а значит, и масс M_s ; причем размер солитонов R_s обратно пропорционален их массе: $R_s \sim M_s^{-1}$.

2) В пространстве двух и более измерений ($D \geq 2$) ЧПР (если существуют) устойчивы лишь в некоторой области, по массе обязательно ограниченной снизу: $\mu < M_s < M$ (эта область может оказаться пустым множеством), причем $\mu \neq 0$, а M может изменяться в широком интервале. Значения μ и M зависят от вида модели и даже от входящих в нее параметров; обычно μ растет с увеличением размерности пространства D . Важно, что для нетопологических солитонов μ может быть значительно меньше массы монополя.

II. Как следует из анализа численных экспериментов по динамике солитонов, включая исследование интегрируемых систем с помощью МОЗ, при внесении в систему локализованного возмущения с энергией, большей μ , в ней образуются объекты солитонного типа. Обнаружены связанные состояния солитонов, в частности устойчивое связанное состояние из двух абсолютно неустойчивых квазисолитонов.

III. Для моделей SG, Φ^4 и ЛЛ вычислены формфакторы солитонов всех видов (бризеров), а также с использованием фейнмановского ин-

теграла или приближения разреженного газа солитонов, их ДСФ. По виду ДСФ, т.е. центральному пику и спутникам, можно судить о свойствах солитоноподобных возбуждений, возникающих в рассматриваемой системе при низких температурах. В ДСФ положение спутника, характеризующего внутреннюю структуру солитона, зависит от температуры: при увеличении T они сдвигаются в сторону центрального пика.

Поскольку в двух- и трехмерном случаях имеется нижний предел по массе μ для устойчивых солитонов, центральный пик и спутники, отличные от спутников линейных волн, появляются при конечных температурах $T > \mu$, что можно трактовать как фазовый переход в системе по отношению к кластеризации.

IV. Возможна ли экспериментальная проверка изложенных результатов в ряде областей?

Физика высоких энергий (солитоны здесь — это монополи, инстантоны, глюоний и т.п.). В настоящее время мы либо их не видим (не может идентифицировать), либо они соответствуют более высокой шкале энергий. Однако согласно Гелл-Ману список частиц должен включать "голдстоуновские бозоны и фермионы ..., солитоны (такие, как монополи) или другие частицеподобные решения, а также их связанные состояния... Нужно понимать, как такие вторичные объекты могут маскироваться при нынешних энергиях под элементарные частицы".

Ядерная физика. Кластеризация в ядрах: в настоящее время на основе нерелятивистской модели $\Phi^4 - \Phi^6$ получены СПР для обеих задач, т.е. с нулевыми и конденсатными граничными условиями. В первом случае они моделируют сами ядра, во втором — внутренние возбуждения в средних и тяжелых ядрах. Последние бывают двух типов: боголюбовские (звуковые) и солитонные (дырочные). Заметим, что возбуждения последнего типа могут быть ответственны за развал составного ядра, возникающего при взаимодействии тяжелых ионов. В рамках этой модели и некоторых других с помощью численных экспериментов по взаимодействию солитонов-ядер впервые обнаружены "окна слияния" по угловому моменту и ядерные молекулы, открытые позже в лабораторном эксперименте.

Прецизионные численные эксперименты по исследованию окон слияния могут пролить новый свет на возможность получения сверхтяжелых ядер с помощью столкновения тяжелых ионов.

Физика низких энергий. Исследуются магнетики (например, CsNiF_3). Измерены динамические структурные факторы, вычислены вклады солитонов в центральный пик и бионов в центральный пик и спутники. Получены форма спутников и их положение в зависимости от температуры. Имеется очевидное качественное согласие экспериментальных данных и теоретических расчетов. Проведены исследования многокомпонентных магнитных и квазиспиновых систем, в том числе с некомпактными группами внутренней симметрии. В частности, показано, что известное $u-v$ -преобразование Боголюбова есть вращение в пространстве алгебры динамической симметрии системы.

В заключение приводим список работ обзорного характера, где подробно освещаются и анализируются результаты, которых мы косну-

лись выше. В них же содержатся ссылки на оригинальные работы, где эти результаты были получены.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Жидков Е.П., Макаренко Г.И., Пузынин И.В. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, с. 127–166.
- Жидков Е.П., Хоромский Б.Н., Христов Е.Х. и др. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1978, т.9, с. 710–768.
- Жидков Е.П., Кирчев К. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1985, т. 16, с. 597–648.
- Makhankov V.G. — Phys. Repts, 1978, vol. 35, p. 1–128.
- Makhankov V.G. — Comp. Phys. Comm., 1980, vol. 21, p. 1–49.
- Маханьков В.Г. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1983, т. 14, с. 123–180.
- Makhankov V.G., Fedyanin V.K. — Phys. Repts, 1984, vol. 104, p. 1–86.
- Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.
- Маханьков В.Г., Пашаев О.К., Сергеев С.А. — В кн.: Труды III Междунар. симп. по избранным проблемам статмеханики. Т. 2. Издание ОИЯИ Д17-84-850. Дубна, 1985, с. 45–52.

УДК 681.3.06:539.12

СИСТЕМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ФИЛЬМОВОЙ ИНФОРМАЦИИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Н.Н. Говоруи, чл.-кор. АН СССР, В.Г. Иванов, канд. физ.-мат. наук,
Р. Позе, профессор (ГДР)*

Разнообразные трековые детекторы с фильмовым съемом информации уже около 30 лет являются одним из основных инструментов для исследования процессов, происходящих при взаимодействии частиц высоких энергий с веществом [1, 2].

Все типы этих детекторов широко используются в проводимых ОИЯИ экспериментальных исследованиях, поэтому создание и развитие систем обработки получаемой на них информации было и продолжает оставаться одной из основных задач Лаборатории вычислительной техники и автоматизации (ЛВТА) ОИЯИ [3–7].

За истекшие с момента образования ЛВТА годы в ней был разработан и создан большой комплекс программных систем, обеспечивающих обработку экспериментальных данных с трековых детекторов [8–13]. Многие из этих систем были переданы институтам СССР и других стран-участниц ОИЯИ.

Данная статья посвящена рассмотрению основных характеристик таких систем, разработанных для базовых ЭВМ ОИЯИ.

1. Системы обработки фильмовой информации. Камерным называется эксперимент, проводимый с помощью какого-либо детектора с фильмовым съемом информации. Процесс обработки фотоленок заключается в переводе содержащейся на них информации в цифровую форму и последующем анализе результатов перевода информации от стереоснимков в цифровую форму на ЭВМ [2].

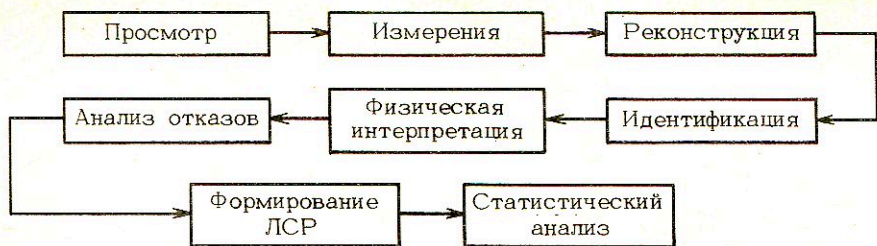


Рис. 1

Принципиальная схема процесса обработки фильмовой информации показана на рис. 1.

Перевод информации в цифровую форму производится в два этапа. Сначала находят и фиксируют стереоснимки, на которых зафиксированы исследуемые или имитирующие их случаи взаимодействия налетающих на камеру частиц с ядрами мишени. После этого отобранные при просмотре стереоснимки измеряют на полуавтоматических или автоматических измерительных устройствах. В последнем случае координаты изображений элементов событий, включая опорные точки стереоснимков, выделяют из результатов сканирования с помощью специальных программ. Результаты измерений, снабженные необходимой для их идентификации служебной информацией, записывают на магнитные ленты для последующего анализа на ЭВМ.

На этапе математической обработки результатов измерений решают следующие основные задачи:

находят изображения одних и тех же элементов событий на их стереоснимках;

вычисляют пространственные координаты вершин событий и параметры составляющих их треков с учетом потерь энергии и топографии магнитного поля для заданного набора частиц, поскольку их природа априори неизвестна;

на основе сопоставления наблюдаемой на стереоснимках событий плотности почернения изображений треков с вычисленными значениями ионизации частиц и проверки выполнения закона сохранения энергии-импульса для каждого события выделяют одну или несколько наиболее вероятных гипотез;

информацию о выделенных гипотезах переписывают на ленты суммарных результатов эксперимента (ЛСР);

процесс обработки завершается статистическим анализом данных, накопленных на ЛСР.

До образования ЛВГА работы по созданию систем обработки фильмовой информации велись в экспериментальных лабораториях (ЛВЭ, ЛЯП) и вычислительном центре ОИЯИ. Основным результатом этих работ явилось создание к 1966–1967 гг. двух полуавтоматических измерительных систем (трех полуавтоматов на линии с ЭВМ "Минск-2" и пяти полуавтоматов на линии с ЭВМ БЭСМ-3М) [14] и соответствующей системы программ [15].

Характерной особенностью современных камерных экспериментов является их коллективный характер и необходимость анализа десятков, а то и сотен тысяч событий в год. Естественно, что созданные к 1967 г. системы обработки फिल्मовой информации, включая программное обеспечение, смогли удовлетворить только текущие потребности экспериментов, но никак не будущие. Поэтому встал вопрос о создании для обработки फिल्मовой информации человеко-машинных комплексов производительностью до 100 тыс. событий в год.

Для решения этой проблемы потребовалось решить следующие задачи:

оснастить центральный вычислительный комплекс мощными современными ЭВМ;

создать высокопроизводительные автоматические и полуавтоматические измерительные системы;

внедрить современные системы для анализа результатов измерений, обеспечить их развитие и адаптацию к новым экспериментам.

Решение указанных задач было возложено на образованную в 1966 г. в составе ОИЯИ Лабораторию вычислительной техники и автоматизации.

Для измерений камерных фотографий были созданы новая полуавтоматическая и три автоматические измерительные системы на базе сканирующего автомата типа HPD, спирального измерителя и автомата на электронно-лучевой трубке [16–19].

Для анализа результатов измерений стереоснимков с различных трековых детекторов на базовых ЭВМ ОИЯИ был внедрен ряд систем математической обработки फिल्मовой информации, обеспечивающих проведение камерных экспериментов. Первая из них была реализована на ЭВМ CDC-1604A и "Минск-22" в 1969 г. на базе классической цепочки программ THRESH–GRIND–AUTOGR–SLICE–SUMX [8]. Эта система была в основном ориентирована на полуавтоматические измерения, и при реконструкции событий не учитывались потери энергии и неоднородности магнитного поля. Ее установка на ЭВМ CDC-1604A и адаптация программ применительно к проводимым в ОИЯИ экспериментам производились совместно с сотрудниками Института физики высоких энергий АН ГДР.

Спустя два года на ЭВМ БЭСМ-6 была внедрена более совершенная система программ обработки फिल्मовой информации, рассчитанная на анализе данных с любых измерительных систем [9]. При этом в процессе реконструкции учитывались как потери энергии заряженных частиц, так и неоднородности магнитного поля, что позволило использовать систему для анализа данных с пузырьковых камер, помещенных в неоднородное магнитное поле и имеющих достаточно большие размеры. При создании системы математической обработки данных на ЭВМ БЭСМ-6 нами широко использовался опыт работы ЦЕРН в этой области.

Активное использование этой системы в камерных экспериментах и рост числа последних привели к увеличению количества программ, находящихся в эксплуатации. В связи с этим возникла задача хранения и поддержания в рабочем состоянии разнообразных вариантов про-

грамм, суммарная длина текста которых составила десятки тысяч операторов ФОРТРАНа. Для ее решения был разработан специальный аппарат, не только позволивший организовать хранение и поддержание в рабочем состоянии многовариантной системы программ обработки, но и существенно ускоривший работы по их совершенствованию [10]. Вскоре после введения в эксплуатацию ЭВМ CDC-6500 на нее была перенесена эта система.

Следующий этап развития математического обеспечения камерных экспериментов связан с внедрением в практику программирования модульных принципов организации программ, нашедших свое наиболее полное воплощение в системе "Гидра" [20]. На базе этой системы в ЛВТА ОИЯИ и ряде институтов стран-участниц для ЭВМ CDC-6500, БЭСМ-6, ЕС-1040 и IBM370/135 были созданы системы математической обработки данных для основных трековых детекторов ОИЯИ, таких как ВПК-100, "Людмила", СКМ-200, РИСК, а также "Мирабель" и ВЕВС [13].

Переход на модульные принципы программирования [20] и использование в широких масштабах разработанных ранее и проверенных программных элементов позволили в сотни раз поднять производительность труда программистов, наладить широкий обмен программами и данными между научными организациями стран-участниц, а также существенно упростить и ускорить процесс адаптации базового математического обеспечения как к новым экспериментам, так и к новым ЭВМ. Все это коренным образом изменило характер труда программистов и позволило более активно заняться автоматизацией обработки filmовой информации [21].

Традиционные методы обработки filmовой информации сложились более 20 лет назад, когда быстродействие ЭВМ было сравнительно невелико, а в качестве носителей информации в основном использовались магнитные ленты и перфокарты. Все это делало процесс обработки filmовой информации многоступенчатым и требующим больших затрат ручного труда. Рост быстродействия ЭВМ и их возможностей привел к тому, что наиболее слабым звеном в человеко-машинных комплексах по переработке filmовой информации стали люди, которые оказались не в состоянии справляться с теми потоками данных, которые на них "обрушили" измерительные автоматы и современные ЭВМ. Для того чтобы в максимальной степени сократить разрыв между возможностями людей, с одной стороны, и техники и ЭВМ, — с другой, в ЛВТА в течение ряда лет ведутся работы по повышению уровня автоматизации процесса обработки filmовой информации.

Конкретное содержание этих работ определялось возможностями вычислительной техники и необходимостью устранения "узких мест" процесса обработки filmовой информации.

Пути повышения уровня автоматизации процесса обработки экспериментальных данных. Характерной особенностью современных систем обработки данных является то, что для их успешной работы необходимо программировать не только решение отдельных задач, но и функционирование всей системы, включая собственно ее работу и взаи-

действие с обслуживающим персоналом и пользователями [22]. Другими словами, объектом программирования становится весь человеко-машинный комплекс.

Применительно к нашим условиям это означает, что основные усилия следует направлять не на создание и разработку отдельных программ, а на анализ работы системы в целом, выявление и устранение "узких мест" и более активное использование ЭВМ для решения задач обработки. Иначе говоря: "Появившись как "мимолетная" работа последнего этапа в решении задачи на машине, программирование становится центральным, наиболее глобальным процессом проектирования автоматизированных систем, создавая среду, в которой взаимодействуют люди, машины, устройства, алгоритмы и информация" [22].

Как уже отмечалось, традиционные системы обработки фильмовой информации представляют собой большие и сложные человеко-машинные комплексы, основным организующим элементом которых является человек. Действительно, если исключить из рассмотрения процесс измерения камерных фотографий и частично просмотр, то в основном на всех остальных этапах ЭВМ либо используются в качестве вычислителя, либо решают частные задачи, такие, например, как составление различных списков и т.п. Активное участие человека в процессе анализа результатов счета по различным программам в сочетании с традиционными методами работы препятствует автоматизации этого процесса.

Для того чтобы в максимальной степени уменьшить влияние "человеческого фактора" на работу систем обработки фильмовой информации, необходимо перевести весь этот процесс на машинную основу, так, как это сделано, например, на этапе измерений в автоматическом или полуавтоматическом режимах [16]. В последнем случае ЭВМ контролирует деятельность измерителя и не позволяет ему перейти к следующему этапу до тех пор, пока не будут проверены его действия на предыдущем этапе.

Распространение машинного управления на все последующие за измерениями этапы анализа фильмовой информации требует "обучения" ЭВМ решению следующих задач:

организация последовательного обчета результатов по заданным цепочкам программ;

проверка качества измерений камерных фотографий и достоверности результатов счета на разных этапах анализа с целью исключить из дальнейшего рассмотрения массивы данных, содержащие грубые погрешности или имеющие дефекты в значениях физических величин;

разбор и анализ результатов счета, включая автоматическое формирование ЛСР, составление списков забракованных событий, списков для перемеров, поиск и исключение из рассмотрения двух или нескольких измерений одних и тех же событий, а также решение всех тех задач, которые в настоящее время выполняются людьми, но могут быть переданы ЭВМ.

Решение указанных задач позволило создать высокоавтоматизированную систему обработки фильмовой информации, принципиальная схема которой приведена на рис. 2.

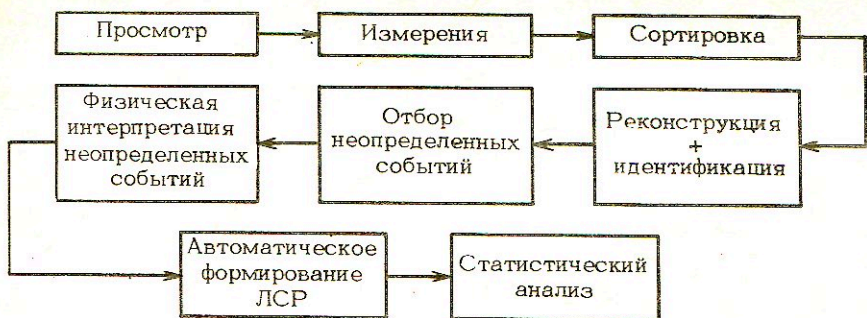


Рис. 2

На этапе предварительного просмотра, наряду с поиском событий, производится визуальная оценка ионизации вторичных треков. Результаты просмотра, включая визуальные оценки ионизаций треков, накапливаются на специальном файле результатов просмотра (ФРП).

На основе информации, содержащейся в ФРП, составляются списки, по которым затем производятся измерения. Результаты измерений переписываются на магнитный диск, события упорядочиваются по их номерам, входная информация преобразуется в стандартный формат и оценивается погрешность измерения отдельных элементов события.

Затем производится восстановление пространственной картины событий, кинематическая идентификация результатов реконструкции и, наконец, выбор физических гипотез по заданным критериям отбора с учетом визуальных оценок ионизации вторичных частиц [23]. Результаты программной идентификации событий выдаются на печать, чтобы экспериментаторы могли проверить правильность выбора гипотез, надежность визуальных оценок ионизации и принять решение в неопределенных ситуациях. На этом этапе также можно внести коррективы в ФРП, если потребуется. После завершения обработки каждого массива входных данных специальная программа "просматривает" полученные результаты и составляет списки хорошо измеренных и забракованных событий, список событий для вторичных измерений, находит и исключает из рассмотрения повторные измерения одних и тех же событий.

Завершается процесс обработки результатов измерений автоматической переписью отобранных гипотез на ЛСР для последующего статистического анализа. Для того чтобы обработка перемеров производилась по единой схеме с основными измерениями, на этом этапе формируется новый ФРП, в который включаются только те события, которые были отправлены на повторные измерения.

Для сведения к минимуму вероятности ошибки пользователей при составлении заданий для ЭВМ счет по цепочкам программ организован с помощью нескольких управляющих процедур, а в программы внесены специальные блоки, позволяющие находить на магнитных дисках файлы исходных данных, результатов счета и автоматически устанавливать последние в нужные позиции. Это дает возможность вести мас-

совую обработку данных даже слабо подготовленным лицам, так как вероятность ошибок при обращении к ЭВМ при такой организации сведена к минимуму.

Испытания этой системы в *ар*-эксперименте [24] показали, что ее внедрение позволило резко сократить затраты ручного труда за счет комплексной автоматизации обработки данных и ускорить дополнительный просмотр и идентификацию событий почти в 10 раз. Разработанные в ходе ее создания методы обработки выходят за рамки камерного эксперимента и могут быть использованы в других системах обработки экспериментальных данных, в частности для анализа результатов, получаемых с помощью гибридных систем.

В процессе создания и развития программного обеспечения систем обработки फिल्मовой информации были разработаны и внедрены в практику методы модульного программирования, средства инструментальной поддержки больших программных систем, решены вопросы транспортабельности программ и данных, обеспечивающие обмен ими между центрами с разнотипными ЭВМ.

Современные программные комплексы в физике высоких энергий фактически носят характер проблемно-ориентированных "баз" программ и данных с необходимыми средствами для их сопровождения и генераций. Все это позволило резко поднять производительность труда программистов за счет использования ранее созданных программных элементов, реализующих отдельные алгоритмы решения задач обработки данных. Например, опыт ОИЯИ показывает, что высококвалифицированный специалист за 1,5–2 года может создать на основе уже имеющегося математического обеспечения в рамках системы "Гидра" программный комплекс общим объемом несколько десятков тысяч операторов ФОРТРАНа [25].

Базой для создания математического обеспечения камерных экспериментов являются в настоящее время система модульного программирования "Гидра" и комплекс инструментальных средств поддержки программных разработок (РАТСНУ-4) [26, 27].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Материалы Совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам. Вып. I–IV. Дубна: ОИЯИ, 1958.
2. Mermikides M.E. – In: Proc. of the 1980 CERN school of computing. Geneva: CERN, 1981, p. 106–135.
3. Belonogov A.V., Belushkova A.A., Vinaver R. e.a. – Nucl. Instrum. and Methods, 1963, vol. 20, p. 114–115.
4. Богуславский И.В., Борзунов Ю.Т., Векслер В.И. и др. – В кн.: Пузырьковые камеры. Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер. Дубна: ОИЯИ, 1969, с. 43–45.
5. Balandin M.P., Borisov N.G., Wang Yung-Chang e.a. – Nucl. Instrum. and Methods, 1963, vol. 20, p. 110–113.
6. Абдурахимов А.У., Аникина М.Х., Балдин А.М. и др. – Приборы и техника эксперимента, 1978, № 5, с. 53–58.
7. Анджеяк Р., Андреев Е.М., Бирюков А.П. и др. Препринт ОИЯИ 13-3588. Дубна, 1967. 60 с.

8. Буздавина Н.А., Бухгольц П., Говорун Н.Н. и др. Препринт ОИЯИ Р11-4762. Дубна, 1969. 13 с.
9. Буздавина Н.А., Говорун Н.Н., Дорж Л. и др. Препринт ОИЯИ Р10-5785. Дубна, 1971. 21 с.
10. Буздавина Н.А., Дорж Л., Заикина А.Г. и др. Препринт ОИЯИ 10-7192. Дубна, 1973. 14 с.
11. Буздавина Н.А., Говорун Н.Н., Дорж Л. и др. — В кн.: Рабочее совещание по модульной системе программ обработки экспериментальных данных (сборник докладов). Дубна: ОИЯИ, 1974, с. 10–30.
12. Бадалян С.Г. Препринт ОИЯИ Р10-12879. Дубна, 1979. 15 с.
13. Абдурахимов А.У., Бадалян С.Г., Бано М. и др. Препринт ОИЯИ Р10-80-657. Дубна, 1980. 15 с.
14. Бондаренко В.Н., Говорун Н.Н., Дикусар Н.Д. и др. Препринт ОИЯИ 10-3426. Дубна, 1967. 16 с.
15. Говорун Н.Н., Мороз В.И., Тентюкова Г.Н. и др. Препринт ОИЯИ 10-3627. Дубна, 1967. 37 с.
16. Виноградов А.Ф., Говорун Н.Н., Елисеев Г.Н. и др. Препринт ОИЯИ 10-8783. Дубна, 1975. 25 с.
17. Алмазов В.Я., Войтенко Ю.Г., Ермолаев В.В. и др. Препринт ОИЯИ 10-4513. Дубна, 1969. 29 с.
18. Котов В.М., Буланова Г.Н., Васильев В.Г. и др. Препринт ОИЯИ 10-7939. Дубна, 1974. 27 с.
19. Баранчук М.К., Барашенкова Н.В., Гусев Ю.Л. и др. Препринт ОИЯИ Р10-8861. Дубна, 1975. 10 с.
20. Bock R.K., Bruyant F., Burmaidster H. e.a.— В кн.: Труды Междунар. симп. по вопросам автоматизации обработки данных с пузырьковых и искровых камер. Дубна: ОИЯИ, 1971, с. 547–564.
21. Глаголев В.В., Говорун Н.Н., Дирнер А. и др. Препринт ОИЯИ Р10-82-460. Дубна, 1982. 19 с.
22. Ершов А.П. — В кн.: Технологические аспекты создания программных систем. М.: Статистика, 1979, с. 3–4.
23. Глаголев В.В., Говорун Н.Н., Гоман В.С. и др. Препринт ОИЯИ Р10-82-369. Дубна, 1982. 10 с.
24. Буздавина Н.А., Глаголев В.В., Дирнер А. и др. Препринт ОИЯИ 1-81-530. Дубна, 1981. 6 с.
25. Дирнер А. Препринт ОИЯИ Р10-81-638. Дубна, 1981. 9 с.
26. Klein H.J., Zöll J. PATCHY Reference Manual. Geneva: CERN, 1983, 203 p.
27. Говорун Н.Н., Дорж Л., Иванов В.Г. и др. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1975, т. 6, вып. 3, с. 743–775.

III. УЧЕНЫЕ ДУБНЫ ВЕДУТ ИССЛЕДОВАНИЯ НА КРУПНЕЙШИХ УСКОРИТЕЛЯХ МИРА

УДК 539.12

ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ИХ СТРУКТУРЫ

*А.А. Кузнецов, профессор, В.А. Никитин, д-р физ.-мат. наук,
И.А. Савин, профессор, Э.Н. Цыганов, профессор*

Изучение фундаментальных свойств элементарных частиц и их структуры — одно из важнейших и традиционных научных направлений исследований в общей программе экспериментов, проводимых в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) ОИЯИ. За время своего существования интернациональный коллектив Лабораторий внес значительный вклад в развитие этого направления: сделан ряд открытий, занесенных в Государственный реестр открытий СССР, установлены многие неизвестные ранее закономерности, оказавшие существенное влияние на развитие знаний о строении вещества.

Актуальность и научная значимость исследований фундаментальных свойств элементарных частиц и их структуры определяется двумя главнейшими факторами — запросами теории и поиском новых экспериментальных фактов, выходящих за рамки уже установленных закономерностей и даже принципов физики микромира. Из-за бурного развития физики элементарных частиц содержание этих факторов меняется во времени, изменяется и конкретная постановка экспериментов. Если, например, в 60-е годы запросы теории концентрировались вокруг вопросов, связанных с поиском систематики элементарных частиц и проверкой дисперсионных соотношений, асимптотических теорем, теории комплексных моментов, то в последние годы наибольшее значение для теории приобрели проверка предсказаний кварковых моделей, квантовой хромодинамики и поиск экспериментальных фактов, имеющих принципиальное значение для создания единой теории фундаментальных взаимодействий. Соответственно изменялось и содержание программы экспериментов ЛВЭ: сначала исследования концентрировались вокруг изучения характеристик бинарных реакций разного типа, позже — вокруг изучения свойств процессов множественного образования частиц и глубоководных взаимодействий.

Сразу же после успешного запуска в 1957 г. синхрофазотрона на нем были развернуты широким фронтом систематические исследования общих характеристик нуклон-нуклонных и пион-нуклонных бинарных реакций. В частности, в результате, например, изучения взаимодействий отрицательных пионов с протонами было установлено, что сечения этих столкновений (вопреки общепринятому в то время мнению об их постоянстве) убывают с ростом энергии налетающих пионов до

9 ГэВ. Изучение свойств упругого пион-протонного рассеяния на большие (около 180°) углы привело к обнаружению резонансной структуры энергетической зависимости сечения указанного процесса.

Некоторое время спустя в Лаборатории был начат большой цикл экспериментов по исследованию свойств упругого протон-протонного и пион-протонного рассеяния на малые углы. Инициатором и первым руководителем этих исследований был К.Д. Толстов, а инициированы они были классическими работами Н.Н. Боголюбова, в которых впервые было строго доказано, что дисперсионные соотношения есть прямое следствие общих принципов локальной квантовой теории поля: причинности, унитарности, релятивистской ковариантности.

При осуществлении опытов по упругому протон-протонному рассеянию на малые углы группой физиков Лаборатории, возглавляемой В.А. Свиридовым (впоследствии — В.А. Никитиным), был предложен новый метод изучения этого процесса, обеспечивший на многие годы лидирующее положение ОИЯИ в этом направлении исследований. В основу метода легла реализация возможности использования многократных (около 10^4 раз) прохождений внутреннего пучка ускоряемых частиц через тонкую (около 10^{-6} г/см²) мишень, расположенную непосредственно в камере ускорителя, с одновременным измерением угла вылета и энергии частиц отдачи. С помощью этого метода были выполнены эксперименты на крупнейших ускорителях мира: синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна), протонных синхротронах Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино) и Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL, Батавия, США).

В пионерских опытах на синхрофазотроне с помощью данного метода впервые наблюдали интерференцию кулоновского и ядерного рассеяний. При этом в эксперименте обнаружили большую по значению действительную часть амплитуды упругого протон-протонного рассеяния при высоких (выше 1 ГэВ) энергиях. Этот результат зарегистрирован как открытие (см. приложение).

Одна из важнейших характеристик дифракционного рассеяния частиц, имеющих фундаментальное значение для теории, — величина дифракционного конуса при малых углах рассеяния и его поведение в зависимости от энергии (в классической дифракции ширина конуса не зависит от энергии). В различных лабораториях мира разными методами было выполнено несколько экспериментов на эту тему, но определенного ответа о поведении дифракционного конуса при малых переданных импульсах получить не удалось. В эксперименте на ускорителе ИФВЭ была впервые обнаружена энергетическая зависимость дифракционного конуса рассеяния протонов на протонах, что однозначно свидетельствовало о непостоянстве радиуса сильного взаимодействия протонов. Этот результат оказал большое влияние на развитие теории и был зарегистрирован в качестве открытия (см. приложение). В этой же серии экспериментов при изучении упругого рассеяния протонов на дейтроне были получены новые сведения о распределении ядерной материи в дейтроне.

Дальнейшее развитие новой методики исследования упругого рассеяния на малые углы, успешно использованной в экспериментах на синхрофазотроне и ускорителе ИФВЭ, позволило физикам ЛВЭ под руководством А.А. Кузнецова, В.А. Никитина и С.В. Мухина провести большую серию экспериментов на ускорителе FNAL в Батавии. Это были первые эксперименты на вновь созданном крупнейшем в мире ускорителе. В совместных экспериментах ОИЯИ и FNAL, продолжавшихся с 1972 по 1982 г., была детально изучена закономерность изменения действительной части амплитуды упругого рассеяния протонов и дифракционного конуса в широком диапазоне энергий (от 8 до 400 ГэВ), а также установлены неизвестные ранее свойства дифракционной диссоциации протонов на протонах и легких ядрах. В частности, было обнаружено явление антиэкранировки нуклонов в дейтроне, которое состоит в том, что в определенной кинематической области при неупругой дифракции когерентные волны от отдельных нуклонов складываются и дифференциальное сечение рассеяния на дейтроне превышает удвоенное сечение рассеяния на одном нуклоне.

Полученные результаты имели важное значение для проверки справедливости дисперсионных соотношений в новой области энергий. Они подтвердили, что основные представления о причинности в микромире справедливы до расстояний порядка 10^{-15} см.

Необходимо отметить, что проведению всего цикла экспериментов на ускорителях ИФВЭ и FNAL способствовало использование струйных газовых мишеней из водорода, дейтерия и гелия, разработанных группой специалистов ЛВЭ под руководством Ю.К. Пилипенко.

В 1983 г. цикл работ "Дифракционное рассеяние протонов при высоких энергиях" был удостоен Государственной премии СССР (см. приложение).

Изучение свойств упругого пион-протонного рассеяния в области интерференции кулоновской и ядерной амплитуд было выполнено группой физиков ЛВЭ под руководством Л.Н. Струнова. Получению новых физический результатов в этой серии опытов способствовало осуществление оригинального предложения — использовать камеру Вильсона в режиме с пониженной чувствительностью, в результате чего интенсивные потоки пучковых пионов, пропускаемые через рабочий объем заполненной водородом камеры, становятся невидимыми, а частицы отдачи хорошо регистрируются.

В дальнейшем свойства упругого пион-протонного рассеяния на малые углы изучались с помощью полностью автоматизированной установки — искрового спектрометра на линии с ЭВМ, впервые сооруженного в ОИЯИ под руководством И.А. Голутвина.

Неизвестные ранее закономерности были установлены при исследовании свойств странных частиц, образующихся в пион-нуклонных взаимодействиях при энергиях 6,8 и 8,3 ГэВ. Среди них — сохранение инерции барионного заряда при высоких энергиях, а также рост сечений образования пар K -мезонов и Ξ -гиперонов с энергией.

В марте 1960 г. была открыта новая частица Ξ^- -гиперон, что зарегистрировано в качестве открытия (см. приложение).

В 1964 г. группа физиков под руководством М.Н. Хачатуряна с помощью электронной установки "Фотон" (двулучевой 90-канальный черенковский масс-спектрметр) поставила решающий эксперимент, доказавший существование прямого перехода векторного мезона в фотон.

Результаты эксперимента подтвердили предсказания модели векторной доминантности и сыграли в последующем большую роль в физике элементарных частиц. Явление прямого перехода векторного мезона в фотон (его часто называют ядерным свойством света) было зарегистрировано как открытие (см. приложение).

В течение 1959–1973 гг. группа физиков ЛВЭ и ЛЯП ОИЯИ в сотрудничестве с Институтом физики Груз.ССР провела серию опытов по изучению распадных свойств долгоживущих K^0 -мезонов (K_L^0). В экспериментах были обнаружены распады $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и определена их вероятность. Найдены также вероятности других типов распадов долгоживущих K^0 -мезонов, в которых участвовали заряженные лептоны и нейтрино. Совокупность данных экспериментов этой серии имела важное значение для последующих теоретических разработок.

В конце 60-х — начале 70-х годов на ускорителе ИФВЭ группой физиков ЛВЭ под руководством И.А. Савина (впоследствии — М.Ф. Лихачева) был выполнен цикл исследований регенерации нейтральных каонов на углероде, дейтерии и водороде с целью изучения энергетической зависимости трансмиссионной регенерации, амплитуда которой пропорциональна разности амплитуд рассеяния каонов и антикаонов на соответствующем ядре. Актуальность этих исследований обосновывалась необходимостью проверки основных положений и выводов асимптотических теорий сильных взаимодействий (теоремы Померанчука), дисперсионных соотношений, модели комплексных угловых моментов. Эксперименты выполнялись с помощью БИС — бесфильмового искрового спектрометра на линии с ЭВМ, осуществлявшей прием и запись информации на магнитные ленты. В качестве мишени-регенератора использовались трехметровые жидководородная и жидкодейтериевая мишени, разработанные в ЛВЭ под руководством Л.Б. Голованова, и мишень из углерода.

В результате осуществленного впервые в мире измерения трансмиссионной регенерации на водороде и дейтерии интерференционным способом было установлено, что фаза амплитуды регенерации на водороде не зависит от энергии и равна $-(132,5 \pm 5,7)^\circ$, а модуль амплитуды обратно пропорционален корню квадрату из импульса каона. Аналогичный результат был получен на дейтерии. В исследованной области энергий эти данные до сих пор остаются уникальными.

Установленные в регенерационных экспериментах закономерности полностью исключали нарушение теоремы Померанчука об асимптотическом равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц, на возможность чего указывали некоторые имевшиеся в то время данные. Результаты эксперимента также подтвердили справедливость основных выводов теории комплексных угловых моментов и дисперсионных соотношений о поведении амплитуд рассеяния в новой тогда области энергий, доступной для исследования с помощью только что запущенного ускорителя на 70 ГэВ.

С помощью установки БИС было зарегистрировано также большое число трехчастичных распадов каонов K_S^0 и K_L^0 , изучение которых позволило выяснить многие вопросы теории слабых взаимодействий. В частности, было установлено, что матричные элементы распадов содержат в основном вклады векторных формфакторов. Было определено поведение этих формфакторов в зависимости от переданного импульса. Данные результаты вошли в мировой банк данных и до сих пор являются наиболее точными.

Большой интернациональный коллектив, возглавляемый М.И. Соловьевым и В.Г. Гришиным, при обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной отрицательными пионами с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ, впервые наблюдал обильное образование короткоживущих ($\tau \sim 10^{-23}$ с) частиц—резонансов, открыты явление "раннего скейлинга" в пион-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях и существование в этих взаимодействиях линейной корреляции в рождении отрицательно заряженных пионов.

Исследование свойств рождения адронных струй в пион-нуклонных взаимодействиях подтвердило универсальность механизма перехода (фрагментации) кварков и дикварков в адроны в мягких адрон-нуклонных и позитрон-электронных столкновениях при одинаковой энергии в с.д.м.

Группой физиков ЛВЭ, руководимой И.М. Граменицким, при изучении свойств антипротон-протонных взаимодействий при импульсе 22,4 ГэВ/с обнаружена выстроенность спина ρ -мезонов, что прямо указывает на наличие поляризации кварков на стадии перед их соединением в мезон. Этот результат получен при анализе снимков с двухметровой жидководородной пузырьковой камеры "Людмила". Используя трекочувствительную жидкодегтериевую мишень внутри рабочего объема камеры "Людмила", эта же группа получила важные результаты об основных характеристиках никем еще не изучавшихся антидейтрон-дейтронных столкновений при энергии 12 ГэВ.

Другой большой интернациональный коллектив, возглавляемый М. Ф. Лихачевым, с помощью бесфильмового искрового спектрометра БИС-2, продолжая ранее начатые работы в пучке нейтронов со средней энергией 40 ГэВ, осуществляет на ускорителе ИФВЭ широкую программу исследований короткоживущих очарованных частиц и ведет поиск новых узких барионных резонансов, распадающихся на странные и обычные частицы.

В результате уже выполненных экспериментов обнаружено аномально большое сечение образования очарованного бариона Λ_c^+ в дифракционных адронных столкновениях при указанных энергиях, изучена зависимость этого сечения от атомного номера ядра-мишени и установлено существование асимметрии в распадах очарованных Λ_c^+ -барионов. Эти результаты имеют большое научное значение, они открывают новое направление исследований при энергиях, достигаемых на серпуховском ускорителе.

С помощью установки БИС-2 установлено существование неизвестного ранее узкого барионного резонанса $N_c(1956)$, распадающегося на $\Sigma^-(1385)$ -гиперон и K^+ -мезон, и исследованы его важнейшие свойства. Было показано, что новый резонанс является "экзотическим", так как его свойства не описываются обычными кварковыми схемами.

Неизвестные ранее экзотические типы резонансных состояний — с изотопическим спином $5/2$ в системах $p\pi^+\pi^+$ и $n\pi^-\pi^-$, а также резонансы, распадающиеся на два протона или два отрицательных пиона — обнаружены в опытах группы физиков ЛВЭ под руководством Ю.А. Трояна при анализе снимков с метровой жидководородной пузырьковой каме-

ры, облученной на синхрофазотроне моноэнергетическим пучком нейтронов.

Изучение структуры отрицательных пионов и каонов в экспериментах по упругому пион- и каон-электронному рассеянию при высоких энергиях было осуществлено группой физиков ЛВЭ под руководством Э.Н. Цыганова. Эти эксперименты положили начало долговременному советско-американскому сотрудничеству в области физики элементарных частиц и высоких энергий.

Постановка опыта по упругому π^-e -рассеянию при энергии 50 ГэВ на ускорителе ИФВЭ была предложена группой физиков ОИЯИ и независимо физиками Калифорнийского университета (Лос-Анджелес, США) в 1970–1971 гг. Экспериментальная установка, созданная совместными усилиями этих групп, представляла собой одноплечевой магнитный спектрометр, регистрирующий обе вторичные частицы, и включала магнито-стрикционные искровые и пропорциональные камеры, жидководородную мишень, анализирующий магнит, мюонный детектор и систему сцинтилляционных и черенковских счетчиков.

Электромагнитный формфактор пиона в упругом π^-e -рассеянии при энергии 100 ГэВ исследовался на ускорителе FNAL в 1975–1976 гг. В этом исследовании были использованы все методические разработки и особенности эксперимента, выполненного в ИФВЭ, а сам эксперимент осуществлялся при участии физиков ОИЯИ.

В 1975 г. теми же группами были предложены эксперименты по измерению электромагнитных формфакторов пиона и каона в упругом pe и Ke -рассеянии при энергии 250 ГэВ. Новая экспериментальная установка создавалась на основе использованного в предыдущем эксперименте спектрометра. В целях существенного улучшения пространственного и углового разрешения спектрометра в него включили дрейфовые камеры для измерения траектории первичной частицы и вторичных частиц после мишени. Прецизионные дрейфовые камеры были разработаны и созданы в ЛВЭ. Они имели рекордную координатную точность (погрешность измерения составляла 55 мкм). Дрейфовые камеры с такими параметрами были впервые использованы в физических исследованиях при высоких энергиях. В этом эксперименте был впервые измерен электромагнитный радиус K^- -мезона, который оказался равным $(0,53 \pm 0,05)$ фм. Совместная аппроксимация данных по π^-e -рассеянию, полученных во всех трех экспериментах при энергиях 50, 100 и 250 ГэВ, дала значение радиуса пиона $(0,636 \pm 0,024)$ фм.

Одновременное измерение упругого рассеяния пионов и каонов на электронах при энергии 250 ГэВ позволило провести также прямое экспериментальное определение разности их формфакторов. В результате было получено: $\langle r_{\pi}^2 \rangle - \langle r_K^2 \rangle = (0,16 \pm 0,06)$ фм², что хорошо согласуется с результатами указанных выше отдельных измерений.

На основе данных обсуждавшихся экспериментов после ввода в строй ускорителей на энергию 1 ТэВ и более в США планируется продолжение этих исследований, что даст возможность не только существенно улучшить точность измерения радиусов пиона и каона, но и выполнить прямые измерения формы их зарядового распределения.

Группа физиков ОИЯИ под руководством И.А. Савина и И.А. Голутвина в сотрудничестве с учеными ЦЕРН и других лабораторий Европы в течение 1975–1978 гг. создала одну из крупнейших в мире экспериментальных установок (эксперимент NA-4). На этой установке, кото-

рая с 1979 г. работает в пучке мюонов с энергией 100–280 ГэВ на ускорителе ЦЕРН, проводятся исследования глубоконеупругих взаимодействий мюонов с нуклонами и ядрами для изучения их структуры до расстояний порядка 10^{-15} см.

Анализ уже получаемых в эксперименте NA-4 данных позволил критически проверить правильность предсказаний современных теорий основных взаимодействий между частицами в областях энергий и переданных импульсов, достижимых на существующих ускорителях.

В частности, в 1979–1980 гг. по результатам измерений сечений при трех значениях энергии вычислены неупругие структурные функции нуклона, характеризующие распределение заряда внутри протонов и нейтронов. Это позволило установить количественные характеристики поведения структурных функций в зависимости от переданного импульса и отношения переданного импульса к переданной энергии и определить значение масштабного параметра Λ , необходимого для описания взаимодействий между кварками в рамках современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Параметр Λ оказался в несколько раз меньше, чем в других экспериментах, выполненных при более низких энергиях.

Полученные в эксперименте NA-4 данные анализируются также в других аспектах. В частности, проводится анализ событий с кинематическими характеристиками, значения которых лежат в области, запрещенной для "обычных" столкновений мюонов с нуклонами (кумулятивный эффект). Наблюдение таких событий в процессах глубоконеупругого лептон-ядерного рассеяния прямым способом подтвердило основные выводы, сделанные ранее на синхрофазотроне в опытах по предельной фрагментации ядер, в которых впервые экспериментально был обнаружен кумулятивный эффект и установлены его важнейшие свойства.

В целях поиска и оценки сечения образования мюонами с энергией 280 ГэВ T -частиц в этом же эксперименте были проанализированы многомюонные события. При изучении спектра масс пар положительных и отрицательных мюонов в области энергий 2–18 ГэВ не обнаружены эти частицы на уровне сечений $1,3 \cdot 10^{-39}$ см²/нуклон. Этот результат — самая низкая верхняя граница, достигнутая в мире.

Экспериментальные данные по рассеянию положительных и отрицательных мюонов на ядрах углерода при энергии 200 ГэВ были использованы для выделения той части сечения их взаимодействия, которая обусловлена интерференцией между фотоном и нейтральным промежуточным бозоном — переносчиком слабых взаимодействий. Впервые обнаруженная при этом асимметрия в сечениях рассеяния поляризованных мюонов разных знаков позволила проверить предсказания стандартной электрослабой модели в неисследованном ранее процессе и определить константы связи мюонного нейтрального тока. Изучение зависимости разности сечений μ^+ - и μ^- -взаимодействий от масштабной переменной x впервые дало возможность получить значение интерференционной структурной функции $xG_3(x)$ и проверить предсказания кварк-партонной модели для отношения структурных функций, справедливые в предположении о дробности зарядов кварков.

В течение 1983 г. в эксперименте NA-4 в условиях одновременного облучения мюонами различных мишеней измерены соответствующие этим ядрам структурные функции нуклонов и определено их отношение

в зависимости от переменных x и Q^2 . Эти измерения были выполнены для проверки существования так называемого эффекта Европейской мюонной коллаборации (эффекта ЕМС), указывающего на то, что в области значений масштабной переменной $x \leq 0,6$ в ядрах возможно существование многокварковых состояний. Результаты эксперимента NA-4 подтвердили эффект ЕМС и впервые показали его независимость от переданного импульса Q^2 и слабую зависимость от атомной массы мишени. Другими словами, согласно этим результатам, при определенных условиях в ядре кроме протонов и нейтронов присутствуют другие многокварковые состояния. Впервые этот факт был установлен группой физиков ЛВЭ, возглавляемой А.М. Балдиным и В.С. Ставинским, в опытах по предельной фрагментации ядер, выполненных на синхротроне. Результаты данных опытов позволили сформулировать широкую программу будущих исследований по глубоконеупругому лептон-ядерному рассеянию при высоких энергиях.

Сейчас изучение кварковых степеней свободы в ядрах — новая весьма актуальная область исследований, реализацией которых заняты многие группы физиков на крупнейших ускорительных комплексах мира.

Таким образом, из сказанного выше следует, что за время существования ЛВЭ ее научному коллективу удалось успешно провести ряд выдающихся экспериментов по исследованию фундаментальных свойств элементарных частиц и их структуры и внести заметный вклад в решение теоретических проблем. ЛВЭ и сегодня продолжает осуществление экспериментальной программы в этом важном научном направлении.

УДК 539.12

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ И РЕЗОНАНСОВ

*И.М. Граменицкий, профессор, В.Г. Гришин, профессор,
М.Ф. Лихачев, канд. физ.-мат. наук*

Одним из традиционных направлений исследований в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) является изучение свойств частиц и исследование их множественного рождения как доминирующего процесса при взаимодействии адронов высоких энергий. Для этой цели в Лаборатории в 50–60-х годах были созданы три жидководородные камеры (длиной корпуса камеры 0,4; 1 и 2 м), две пропановые пузырьковые камеры (длиной 0,5 и 2 м) и ксеноновая камера (длиной 0,5 м). Методика пузырьковых камер, регистрирующих все вторичные заряженные и нейтральные частицы, стала основной в изучении множественного рождения частиц при энергиях дубненского (10 ГэВ) и серпуховского (70 ГэВ) ускорителей. В результате экспозиции этих камер в пучках различных частиц (π , n , p , \bar{p} , d , \bar{d} и легких ядер) при энергиях от 1 до 40 ГэВ была получена обильная информация об их взаимодействиях (около 5 млн. стереофотографий). Половина этой информации обработана и проанализирована в 50 институтах стран-участниц ОИЯИ, а также в институтах Индии, СФРЮ, Франции, Финляндии и др.

Впервые были созданы большие коллективы физиков из разных стран и институтов (до 100 специалистов), работающих по согласованным программам исследований, что позволило существенно ускорить получение новых результатов. Это был первый, успешный пример организации "физики на расстоянии", что является одной из главных задач ОИЯИ.

Обработка информации, полученной с помощью облученных на синхрофазотроне ОИЯИ пузырьковых камер, дала возможность получить данные о свойствах рождаемых частиц и резонансов (например, импульсные и угловые распределения, поляризации, сечения и т.д.). Показано, что при энергиях до 10 ГэВ доминирующую роль играют периферические процессы с образованием резонансов. Измерены характеристики рождения легких резонансов (ρ , ω , f) и нуклонных изобар (Δ). Эти данные были успешно описаны моделью с обменом реджезованным пионом. В 1960 г. с помощью пропановой пузырьковой камеры, облученной отрицательными пионами с импульсом около 8 ГэВ/с, был обнаружен случай образования и распада новой античастицы — Σ^- -гиперона. Это явление зарегистрировано в качестве научного открытия. Результаты исследований на дубненском синхрофазотроне вошли в банк мировых данных и в обзоры по характеристикам процессов при этих энергиях.

В связи с запуском в 1967 г. самого мощного тогда в мире (на 70 ГэВ) ускорителя Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Серпухов) — с помощью двухметровой пропановой и водородной ("Людмила") пузырьковых камер была осуществлена большая программа исследований процессов множественного рождения при энергиях 22 и 40 ГэВ. В то время это были первые результаты при столь высоких энергиях.

Прежде всего были получены данные о множественностях вторичных заряженных и нейтральных частиц в $\bar{p}p$ -, π^-p -, π^-12 С-взаимодействиях, которые сравнивались с моделями мультипериферического типа. Был обнаружен рост средней множественности нейтральных пионов с увеличением числа заряженных частиц, что свидетельствовало о существенном вкладе ветвлений при этих энергиях. В дальнейшем такая закономерность подтвердилась и при более высоких энергиях, вплоть до энергии коллайдера ($E = 140$ ТэВ).

Было обнаружено, что во множественных процессах при этих энергиях доминирует (до 80%) образование резонансов. Эти результаты были первым подтверждением предсказаний кварковых моделей множественного рождения частиц. Детальное сравнение экспериментальных данных с кварковой моделью показало, что она хорошо описывает инклюзивные и полунклюзивные спектры вторичных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $P = 22$ ГэВ/с. Отклонения наблюдаются при сравнении корреляционных характеристик, что позволяет усовершенствовать кварковые модели и глубже понять природу механизма множественного рождения.

Разработанный в Лаборатории метод интерференционных корреляций позволил определить размеры области испускания пионов в исследуемых процессах. В $\bar{p}p$ -взаимодействиях радиус области $r \approx 2,5$ фм, в π^-p -взаимодействиях (40 ГэВ) — 1,6 фм. Была изучена и форма области излучения пионов. Она оказалась вытянутой вдоль оси реакции

в $\bar{p}p$ -взаимодействиях и "сплюснутой" в π^-p -соударениях. В обоих случаях форма области излучения пионов объясняется кинематикой образования и распада резонансов. Было также показано, что экстремальные значения размеров области образования пионов в π^-p -взаимодействиях наблюдаются в с.д.и. составляющих их кварков, что доказывает кварковую природу этих взаимодействий.

Большой интерес представляет изучение спиновых эффектов, проявляющихся при рождении векторных мезонов. При исследовании процессов рождения ρ^0 - и ω^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при $P = 22$ ГэВ/с была обнаружена значительная выстроенность спина мезонов. Отсутствие спиновых эффектов в pp -взаимодействиях при близкой энергии (24 ГэВ) позволяет связать их с аннигиляционными процессами в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Эти данные, в частности, указывают на несостоятельность сделанного в рамках кварковых моделей предположения о равной вероятности всех спиновых проекций кварков. Причины возникновения поляризации кварков до их объединения в адроны в настоящее время широко обсуждаются. В любом случае они связаны с более тонкими эффектами механизма множественного рождения.

Таким образом, длительное изучение множественных процессов в $\bar{p}p$ (22 ГэВ)- и π^-p (40 ГэВ)-взаимодействиях, проведенное в сотрудничестве с физиками стран-участниц ОИЯИ с помощью 2-метровых пузырьковых камер, позволило открыть новые закономерности этих процессов и установить их кварковую природу. Указанные работы способствовали развитию кварк-партонных моделей взаимодействия адронов при высоких энергиях.

Большой цикл работ выполнен на 2-метровой пропановой камере по исследованию кумулятивных процессов в $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. Впервые было показано, что предельная фрагментация ядер углерода имеет место при P от 4 до 40 ГэВ/с. Изучены корреляционные характеристики пионов и протонов в кумулятивных процессах и установлены области их изменения. Обнаружены кумулятивные струи адронов. Характеристики этих струй совпадают с аналогичными характеристиками в жестких процессах и в e^+e^- -аннигиляции при одинаковых энергиях взаимодействия в с.д.и. Эта совокупность данных объясняется в рамках кварк-партонной модели ядра, не сводящейся к модели независимых нуклонов с учетом их ферми-движения.

В последние годы с помощью камеры "Людмила" экспериментально исследуются взаимодействия антидейтронов при $P \approx 12$ ГэВ/с. Главная цель этих экспериментов — изучение $\bar{d}d$ -аннигиляции, т.е. аннигиляции шести антикварков. Получены первые результаты по множественности и одночастичным инклюзивным характеристикам $\bar{d}d$ -взаимодействий. Найдено событие $\bar{d}d$ -аннигиляции ($\sigma > 10^{-28}$ см²). Поскольку об аннигиляционных каналах в приведенных процессах нет никакой информации, полученные данные, которые сейчас обрабатываются, несомненно, дадут много нового об этих экзотических реакциях.

В 1986–1990 гг. на базе установки "Людмила" будет создан магнитный спектрометр с вершинным детектором (СВД). В качестве вершинного детектора будет ис-

пользоваться быстроциклирующая водородная пузырьковая камера с высоким (10–20 мкм) пространственным разрешением. Главной задачей СВД является изучение характеристик образования очарованных частиц пионами и протонами при энергиях 50–70 ГэВ на серпуховском ускорителе.

Пропановая двухметровая камера модернизируется. Модернизированная установка (ТПКМ) будет заполняться пропаном или фреоном. В ней будут установлены пластинки из различных элементов. Все это позволит изучать взаимодействия ядер, адронов и лептонов с ядрами при высоких энергиях. В настоящее время практически отсутствуют данные по адронной компоненте, образующейся во взаимодействиях нейтрино (антинейтрино) со средними и тяжелыми ядрами. В связи с этим планируется использовать установку ТПКМ для изучения образования адронов во взаимодействиях нейтрино (антинейтрино) с ядрами на серпуховском ускорителе в 1987–1990 гг.

В последние годы обширный цикл исследований процессов рождения очарованных барионов, а также узких барионных резонансов и странных частиц выполнен с помощью многочастичного бесфильмового спектрометра БИС-2 в пучке нейтронов серпуховского ускорителя. На этой установке впервые наблюдалось и исследовалось адронное рождение очарованных частиц при энергиях серпуховского ускорителя. Очарованные барионы Λ_c^+ зарегистрированы по распадам $\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-$ (впервые) и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Получен самый большой в мире статистический материал по очарованным барионам. Нижняя граница сечения рождения Λ_c^+ -бариона нейтронами при средней эффективной энергии нейтронов (58 ± 2) ГэВ ($\sqrt{S} \approx 10,5$ ГэВ) составляет около $1,7 \cdot 10^{-29}$ см²/нуклон, что существенно превышает предсказания значительной части теоретических моделей, в частности значения, рассчитанные по КХД в рамках теории возмущения.

На БИС-2 впервые получены экспериментальные данные о динамике адронного рождения очарованных барионов при энергиях, отличных от энергий накопительных колец в ЦЕРН. Найдено, что инвариантное сечение рождения Λ_c^+ -барионов нейтронами на ядрах углерода в области $x \geq 0,5$ описывается выражением $Ed^3\sigma/dP^3 \propto \exp(-bP_T) \cdot (1-x)^n$ при $b = (2,5 \pm 0,6)$ (ГэВ/с)⁻¹ и $n = 1,5 \pm 0,5$. Значение b в пределах достигнутой точности согласуется со значением, полученным на встречных pp-пучках в ЦЕРН. Значение параметра n соответствует предсказаниям моделей кваркового счета и свидетельствует о существенной роли процессов образования Λ_c^+ -барионов в области фрагментации первичных нейтронов.

Кроме того, обнаружен новый узкий [$\Gamma = (27 \pm 15)$ МэВ] барионный резонанс с массой 1956_{-8}^{+8} МэВ/с² в системе $\Sigma^- (1385) K^+$, обозначенный N_φ . Сечение рождения N_φ нейтронами, умноженное на вероятность распада по наблюдаемому каналу, составляет $\sigma(N_\varphi) B = (0,22 \pm 0,07) \cdot 10^{-30}$ см²/нуклон. Возможно, что этот резонанс относится к классу экзотических пятикварковых систем ($u d d s \bar{s}$), предсказываемых в ряде теоретических моделей адронов.

На БИС-2 также впервые наблюдалась когерентная диссоциация нейтрона в систему $\Lambda^0 K^0$ на ядре углерода и впервые получены характеристики адронного рождения большинства основных состояний гиперонов и антигиперонов.

На 1986–1990 гг. намечена программа модификации установки БИС-2 (проект "Чарм"), которая позволит исследовать свойства рождения и распада различных очарованных частиц, узких барионных резонансов и динамику образования странных частиц в адронных взаимодействиях при энергиях серпуховского ускорителя на качественно новом уровне. Модернизированная установка БИС-2М существенно расширит область измерения кинематических переменных исследуемых процессов, повысит избирательность к изучаемым каналам реакции и улучшит идентификацию вторичных заряженных частиц. Все это позволит сохранить лидирующее положение ОИЯИ в этой области исследований.

Модернизированная установка БИС-2М предоставит возможность всем 17 группам физиков из стран-участниц, ведущим совместные исследования адронного рождения очарованных частиц, продолжить исследования свойств адронного рождения и распада различных очарованных частиц узких барионных резонансов на качественно и количественно более высоком уровне.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Данные, полученные с помощью спектрометра БИС-2:

Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandin V.P. e.a. – Z. Phys. C: Particles and Fields, 1984, vol. 25, p. 205–212.

Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandin V.P. e.a. – Z. Phys. C: Particles and Fields, 1984, vol. 23, p. 333–338.

Данные, полученные с помощью пузырьковых камер:

Ангелов Н., Граменицкий И.М., Каназирски Х. и др. – Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 788–799.

Gansch U., Lanius K., Mayer A. e.a. – Nucl. Phys., 1973, vol. B53, p. 43–61.

Гришин В.Г. – Успехи физ. наук, 1979, т. 127, с. 51–98.

Ангелов Н., Ахабабян Н.О., Вишневская К.П. и др. – Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 117–123.

Ангелов Н.С., Ахабабян Н., Баатар Ц. и др. – Там же, 1981, т. 33, с. 1046–1056.

Ermilova D.E., Filippova V.V., Samojlov V.V., Samojlov V.V. e.a. – Nucl. Phys., 1978, vol. B137, p. 29–36.

Batyunya B.V., Boguslavsky I.V., Gramenitsky I.M. e.a. – Czechosl. J. Phys., 1981, vol. B31, p. 475–481.

Batyunya B.V., Boguslavsky I.V., Dashian N.B. e.a. – Ibid., p. 1353–1357.

УДК 539.126.4

ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИАЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ПИОНА

А.А. Тяпкин, профессор

В совместном эксперименте физиками ОИЯИ и ЦЕРН на серпуховском ускорителе было надежно установлено существование нового нестабильного возбужденного состояния π -мезона, распадающегося на три обычных π -мезона. Масса этой новой частицы, вернее, среднее значение массы составляет около 1200 МэВ, т.е. почти в 9 раз превышает массу обычного пиона в его основном наименее энергетическом состоянии.

Экспериментальное открытие каждой новой элементарной частицы — всегда важное событие, поскольку позволяет очередной раз апробировать принятую теоретическую систему классификации всего семейства фундаментальных частиц материи. Но особое значение обнаружение новой частицы приобретает в том случае, когда оно не укладывается в рам-

ки принятой классификации частиц и требует ее расширения на базе более глубокой теоретической концепции, крайне нуждающейся в новых экспериментальных подтверждениях.

Такое особое значение полученный в данном эксперименте результат имеет по двум причинам. Во-первых, обнаруженное новое возбужденное состояние относится к особому классу так называемых радиальных возбуждений, подтверждающих сложную динамическую структуру строения фундаментальных частиц. Во-вторых, такое непосредственное доказательство сложности строения впервые получает наилегчайшая сильно-взаимодействующая частица — пион, которая вносит основной вклад в ядерные силы, связывающие нуклоны в ядрах. Чтобы эти утверждения стали понятными, нам придется сделать небольшой экскурс в современное состояние классификации элементарных частиц и принятых теоретических представлений об их сложной структуре.

За последние десятилетия в физике высоких энергий было открыто много новых сильновзаимодействующих частиц, для которых сейчас принято общее наименование — адроны. Эт обилие микрочастиц, претендующих на ранг элементарных, грозило внести определенный хаос в понимание всей проблемы о первичных элементах материи. Попытка выделить среди них какие-либо основные частицы в качестве элементарных не привели к успеху. Напротив, важнейшее упорядочение всего семейства адронов было достигнуто на основе принципа их равноправия, когда вместе со стабильными частицами на тех же правах стали рассматриваться и так называемые резонансы — нестабильные по сильному взаимодействию частицы с чрезвычайно малыми временами жизни — порядка времени ядерных взаимодействий (10^{-23} с).

В основу этого упорядочения семейства адронов было положено явно идеализированное, лишь приближенно выполняющееся в природе представление об унитарной симметрии. Связанное с идеализированной симметрией упрощение позволило провести классификацию частиц в рамках давно развитой в математике строгой теории групп. Все адроны оказались разделены на отдельные группы — мультиплеты. Каждый такой мультиплет с заданным теорией групп числом вакантных мест объединяет различные по своим свойствам частицы, обладающие, однако, строго одними и теми же квантовыми числами собственного момента вращения (спина) и четности (положительной или отрицательной в зависимости от свойств частиц при зеркальном изменении пространственных координат).

При строгом выполнении унитарной симметрии частицы, входящие в один мультиплет, должны были бы иметь и одинаковую массу. Но в силу нарушения унитарной симметрии это требование выполняется лишь приближенно в зависимости от природы нарушения исходной симметрии. Например, к минимальным изменениям масс (всего на несколько миллионов электрон-вольт) приводит не учитываемое унитарной симметрией зарядовое состояние частиц. Существенно большие изменения (порядка сотен миллионов электрон-вольт) связаны с наличием у частицы особого квантового числа — странности. И уже совсем большие изменения массы (около 10^3 МэВ) возникают для частиц, обладающих ненулевым значением квантового числа очарование (существование которых было экспериментально доказано в последнее десятилетие).

Несмотря на разброс масс, теория унитарной симметрии объединяет в отдельные мультиплеты действительно родственные между собой состояния частиц, учитывает присущую им скрутую общность, не раскрывая, правда, ее подлинную физическую природу. Триумфом этой классификации частиц стало обнаружение на опыте так называемого Ω -гиперона, предсказанного теорией по не занятому известными частицами месту в барнионном мультиплете со спином $3/2$ и положительной четностью. Это открытие окончательно подтвердило, что математическая тео-

рия унитарных групп учитывает глубинные свойства, присущие адронам как сильно взаимодействующим частицам.

Но вместе с тем этот успех теории, основанной на формальном учете присущих адронам симметрий, еще больше убеждал физиков-теоретиков в необходимости обсуждения возможности объяснения физической природы симметрии, учитываемых унитарной теорией. В успешной систематизации элементарных частиц естественно было усмотреть указание на существование фундаментальных структурных элементов, лежащих в основе всего семейства ядерно-активных частиц — адронов. В обоснованности такой надежды убеждали и примеры раскрытия подлинной природы систематизации обширных совокупностей физических объектов в других областях физики. Например, все разнообразие атомных ядер сводится к различным вариантам составления их всего из двух структурных элементов — протона и нейтрона. А еще ранее проведенное нашим знаменитым соотечественником Д.И. Менделеевым упорядочение химических элементов с учетом разнообразия их свойств скрыто предопределялось квантовыми законами движения всего одного структурного элемента — электрона.

Поэтому успехи систематизации адронов заставили серьезно отнестись к предложенной еще в 1964 г. составной модели адронов, в которой миссия первичных структурных элементов была возложена на три неизвестные частицы с весьма необычными свойствами — так называемые кварки. Этим первичным частицам были приписаны дробные электрические заряды $(+2/3)$ и $(-1/3)$ и дробное барионное число $(1/3)$.

Эти гипотетические частицы, заполнив фундаментальный триплет теории унитарной симметрии, позволили дать физическое объяснение всем ранее полученным результатам формальной систематизации адронов. Каждый барион в кварковой модели составляется из трех кварков, а мезоны представляют собой простейшие составные системы всего из двух частиц: из кварка и антикварка. Перебором различных комбинаций для этих составных частиц из трех видов кварков и антикварков с учетом возбуждения вращательных степеней свободы в кварковой модели достигалось полное соответствие экспериментальных данных предсказаниям теории унитарной симметрии в отношении квантовых чисел частиц, входящих в различные мультиплеты, и полного числа состояний в каждом отдельном мультиплете.

Но сколько бы ни было полным соответствие опытных данных следствиям теории унитарной симметрии для кварковой модели как физической теории, чрезвычайно важно было выйти за рамки физической интерпретации математической теории групп и выдвинуть новое предсказание, подтверждение которого на опыте могло бы служить доказательством сложного строения адронов из кварков и антикварков разных видов. Долгое время усматривали только одну возможность доказательства справедливости кварковой модели — путем обнаружения непосредственно самих кварков в свободном виде. На поиски их были затрачены большие усилия физиков разных стран, но надежных указаний на существование частиц с дробным электрическим зарядом так и не было получено.

За прошедшие годы постепенно утвердилось мнение о принципиальной невозможности существования в свободном виде необычных частиц, входящих в состав адронов. Ученые все больше склонялись к мнению, что кварки и антикварки как составные части адронов в такой же мере непредставимы вне адронов, как введенные для описания энергетического состояния кристаллической решетки фононы немислимы вне твердого тела. Утверждению такой точки зрения способствовало и дальнейшее развитие самой кварковой модели адронов, в ходе которого кварки были наделены еще одним необычным свойством. Для устранения противоречия с квантовомеханическим принципом Паули, запрещающим нескольким кваркам как тождественным частицам со спином $1/2$ находиться в одном и том же состоянии, эти частицы пришлось наделить еще одним квантовым числом, названным цветом. Это число представляет собой скрытую характеристику частиц, входящих в состав адронов. Сами адроны как реально наблюдаемые на опыте частицы бесцветны в том смысле, что им присуще всегда наличие трех различных цветов. Причем каждый из кварков внутри адрона не связан с определенным цветом, а

постоянно обменивается цветом с соседними кварками. Если изменение цвета кварка признать его неотъемлемым атрибутом, то такой кварк не может существовать в свободном виде как изолированная от других кварков система. В этом случае свойство бесцветности становится основным требованием существования частицы в свободном виде.

Автором настоящей статьи было высказано предположение, что и присущие кваркам дробные квантовые числа заряда и барионного числа являются лишь средними эффективными значениями постоянно меняющихся целочисленных величин*. Тогда без синхронного соответствующего изменения значений этих величин в соседних кварках становится недопустимо и само представление о свободном кварке, изолированном от других кварков или антикварков.

Наряду с подобным принципиальным запретом существования свободных кварков постоянно продолжаются попытки объяснить факт их ненаблюдаемости динамическими препятствиями вылету кварков из адрона. Постулированием неограниченного возрастания сил притяжения кварков друг к другу с увеличением разделяющего их расстояния удается навеваю заключить кварки внутри так называемых кварковых или адронных мешков. Подобные работы составили ныне целое направление в современной теории кварков. Правда, в свете принципиальной неприменимости понятия кварка к полностью изолированной части адрона такое направление выглядит столь же необоснованным, что и попытки объяснить удержание фононов внутри твердого тела наличием силового поля. Более оправданной представляется теоретическая модель, в которой с удалением кварков друг от друга происходит переход каждого из них в струи из обычных адронов.

Но так или иначе, а с надеждами на непосредственное доказательство существования свободных кварков приходится расставаться. В этой совершенно необычной для физики элементарных частиц ситуации многие ученые склонны были отнести кваркам лишь место вспомогательных теоретических понятий для наглядной интерпретации результатов теории унитарной симметрии. С их точки зрения, не следует приписывать кваркам каких-либо реальных образов, и основным остается понятие группы или ее линейного представления, отражающих внутренние симметрии адронов.

Однако сторонники кварков и в случае принципиальной невозможности их непосредственного наблюдения в свободном состоянии верили в реальность существования кварков, поскольку рассматриваемые группы преобразований обуславливаются симметрией, присущей реально существующим связанным состояниям, и наблюдаемы на опыте нарушения унитарной симметрии также обусловлены несимметрией кварков разных видов. Эта точка зрения оставляла надежду на обнаружение дополнительных проявлений сложной кварковой структуры строения адронов, выходящих за рамки теории унитарной симметрии. И действительно, косвенные доказательства кваркового строения адронов были получены из анализа результатов экспериментального исследования взаимодействий адронов между собой. Так, измеренное соотношение между интенсивностями взаимодействия нуклонов с нуклонами и мезонами согласовалось с предсказаниями кварковой модели. Были получены и другие косвенные подтверждения сложной структуры строения адронов. Но, конечно, желательно было получить более прямые свидетельства кварковой структуры адронов. К ним можно было бы отнести обнаружение новых энергетических состояний адронов.

Реальный мир элементарных частиц оказался существенно богаче предсказаний первоначального варианта теории унитарной симметрии. В последнее десятилетие было открыто семейство тяжелых частиц с новым квантовым числом — очарование. Эти экспериментальные открытия подтвердили предсказания расширенной группы унитарной симметрии. В кварковой модели такому расширению соответствовало введение четвертого, существенно более тяжелого типа кварков. Недавно была открыта новая элементарная частица, потребовавшая введения пятого, еще более тяжелого, чем четвертый, кварка с новым квантовым числом, на-

*Тяпкин А.А. — Ядерная физика, 1977, т. 26, вып. 6, с. 1271—1281.

званным прелестью. Уже предсказано существование шестого кварка. Это разнообразие кварков, необходимых для объяснения обнаруженных семейств адронов, выдвинуло новую, относящуюся к более глубокому проникновению в микромир, проблему о физической природе кварков и дало основание для построения гипотез о сложном строении самих кварков. Большое различие масс адронов, входящих в один мультиплет, в случаях их составления из легких и тяжелых кварков, сделало малосодержательным прежнее объяснение этого факта некоторым нарушением свойств унитарной симметрии. Стало ясно, что в каждый мультиплет входят адроны, имеющие строго одинаковую квантовую структуру в смысле квантовых чисел состояния связанной системы из кварков разной природы (подобно тому, как можно говорить об одинаковых квантовых состояниях различных атомных систем, например, атома водорода и позитрония).

Экспериментальные же доказательства реальности сложного строения адронов пришли, можно сказать, неожиданно со стороны явно упущенной при предварительном рассмотрении возможности подтверждения кварковой модели. Эта модель, как мы уже отмечали, интерпретирует энергетические состояния частиц, принадлежащих к различным мультиплетам теории унитарной симметрии, возбуждением вращательных степеней свободы. Но если адроны действительно состоят из связанных между собой кварков и антикварков, то должны реализоваться и совершенно другие энергетические состояния, соответствующие квантовым возбуждениям колебательных степеней свободы составной системы, когда изменяются лишь расстояния между кварками. Эти радиальные возбуждения особенно четко должны проявиться для таких простейших кварковых систем, как мезоны, состоящие только из двух частиц — кварка и антикварка.

Такой особенностью кварковой модели пришлось воспользоваться для объяснения существования новой частицы ψ' с массой 3685 МэВ, которая была открыта вслед за тяжелой частицей J/ψ со скрытым очарованием и массой 3100 МэВ. Новая частица обладала теми же квантовыми числами, и ей не было места в обычной теории унитарной симметрии. Ее обнаружение является подлинным доказательством сложности строения тяжелых ψ -мезонов.

В последние годы были получены также доказательства сложности строения проспешшего наилегчайшего мезона в эксперименте, о котором мы продолжим свой рассказ.

В эксперименте на пучке π^- -мезонов с энергией около 40 ГэВ исследовался особый процесс неупругого когерентного взаимодействия их с различными ядрами, при котором налетающий пион превращался в систему из трех пионов. При этом ядро атома мишени оставалось в первоначальном состоянии, не испытав возбуждения или развала на отдельные осколки. Важно было выделить именно данный канал неупругой реакции $\pi \rightarrow 3\pi$, поскольку для него можно провести волновой анализ образующихся трехпионных систем и надежно обнаружить случаи, когда эти мезоны возникают от распада неизвестной тяжелой частицы. Такой анализ одновременно позволяет определить и квантовые числа новой частицы, т.е. судить о характере возбуждения первоначальной системы, которую в данном эксперименте представляли налетающие на ядро π -мезоны.

Преимущественный набор таких когерентных событий обеспечивался специальной системой охранных счетчиков, окружающих мишень спектрометра. Отобранные системой управления события регистрировались с помощью 50 искровых камер, расположенных внутри пятиметрового электромагнита. Обозначенные искрами треки заряженных частиц с помощью специальной системы точных зеркал фотографировались быстродействующими стереофотоаппаратами. Полученные фотоснимки собы-

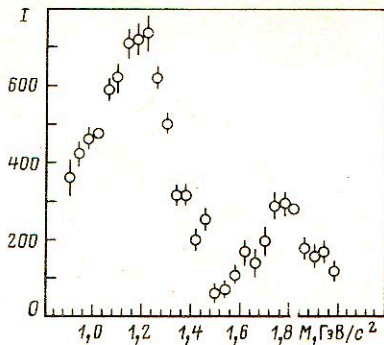
тий обрабатывались на специальных сканирующих автоматах и быстродействующих ЭВМ. Было обработано около 700 тыс. пар стереоснимков. Из этого массива данных было выделено 110 тыс. трехчастичных событий, удовлетворяющих всем геометрическим и кинематическим критериям. Для каждого из событий вычислялись переданный ядру импульс, углы вылета мезонов из мишени, импульсы отдельных частиц и эффективная масса всей системы из трех пионов.

В этих данных заключена полная информация, позволяющая установить все характеристики возбужденной системы, предшествовавшей появлению трех пионов в конечном состоянии. Правда, такое утверждение справедливо только в идеальном случае отсутствия погрешностей измерения, поэтому в эксперименте были приняты меры для сохранения достаточно высокой точности, полученной на магнитном спектрометре, на всех этапах измерения и обработки полученного материала. Решение этой проблемы особенно сложно при массовой автоматической обработке результатов. Лишь удовлетворительное решение данной проблемы предопределило окончательный успех предпринятого исследования. Для дальнейшего анализа оставлялись только события с достаточно малым значением переданного ядру импульса, что гарантировало невозможность возбуждения ядра на свойственные ему энергетические уровни. Таким образом, только при этом условии выделения когерентных событий становится возможен строгий и однозначный анализ образованной из налетающего пиона возбужденной системы.

Предварительный расчет эффективной массы покоя двухпионных систем показал, что с большой вероятностью в каждом событии положительный пион с одним из двух отрицательных пионов образуется от распада известных ρ - и φ -резонансов. Чтобы выявить резонансы для всей трехпионной системы, потребовался более сложный анализ, с отдельным учетом вклада различных волновых состояний по моменту вращения J и четности P . Появление характерного пика в зависимости вклада определенного состояния от эффективной массы покоя системы трех пионов свидетельствует о возникновении связанного состояния с соответствующими квантовыми числами, распадающегося на пион и двухчастичный резонанс, который, в свою очередь, распадается на пионы. Но из-за малого времени жизни резонансного состояния пик в массовом спектре оказывается широким. Подобные широкие пики могут возникать и от других кинематических эффектов, поэтому для окончательного доказательства резонансной природы наблюдаемого пика необходимо из волнового анализа получить в той же области масс значительное изменение фазы соответствующей волны.

Такой полный парциально-волновой анализ полученных данных о когерентно образованных на ядрах трехпионных системах был проведен на больших быстродействующих ЭВМ в ЦЕРН и ОИЯИ по программе, ранее разработанной в Иллинойском университете. В результате были прежде всего найдены достаточно интенсивные пики известных резонансов A_1 и A_3 с моментом и четностью 1^+ и 2^- . Наряду с этими известными пиками были обнаружены и новые, менее интенсивные пики в области масс около 1200 и 1800 МэВ для состояния трехпионной системы с кван-

Интенсивность I волны с квантовыми числами $J^P = 0^-$ (выраженная числом событий на энергетический интервал 40 МэВ) для различных значений эффективной массы трехпионной системы



товыми числами $J^P = 0^-$. Но эти значения полного момента и четности не отличаются от квантовых чисел налетающего пиона. В соответствующих областях масс анализ показал и значительное изменение фазы этой

волны, что надежно доказывало резонансную природу обнаруженных пиков (см. рисунок*). Как видно из рисунка, они характеризуются большой шириной, а интегральная интенсивность второго пика примерно в 5 раз меньше первого. Именно эти свойства новых резонансов (значительная ширина и малая интенсивность) препятствовали их обнаружению на фоне других существенно более интенсивных резонансов. Только большое число наблюдаемых событий и высокая точность измерений позволили в данном эксперименте обнаружить эти два новых уровня возбуждения со средними массами (1240 ± 30) и (1770 ± 40) МэВ.

Сам факт значительного изменения первоначальной массы пиона при сохранении момента и четности означает обнаружение возбуждения радиальной степени свободы в кварк-антикварковой системе. Помимо принципиального доказательства сложности строения наилегчайшего адрона полученные количественные данные об энергетических уровнях возбуждения представляют большой интерес для апробирования теории, претендующей на описание спектроскопии систем из легких кварков.

Говоря о значении этого открытия, директор ОИЯИ академик Н.Н. Боголюбов в беседе с корреспондентом ТАСС особо отметил плодотворность международного научного сотрудничества. Для проведения этого эксперимента Советский Союз предоставил уникальный серпуховский ускоритель. В ОИЯИ был создан высокоточный магнитный искровой спектрометр. Ряд узлов уникальной электронной аппаратуры и малая ЭВМ были доставлены из ЦЕРН и Миланского института ядерной физики. Сами измерения проводились большим коллективом сотрудников из СССР, Италии, ГНР и ЧССР.

Итальянские ученые внесли большой вклад в массовую обработку и анализ полученного экспериментального материала. Стереодиаграммы с магнитного искрового спектрометра сканировались на автоматических устройствах в Болонье и Дубне. Дальнейшая обработка полученного экс-

* Данные совместной работы советских и итальянских специалистов: Bellini G., Di Corato M., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Sala S. and Vegni G. (INFN, Milano, Italy), Frabetti P.L. (INFN, Bologna, Italy), Ivanshin Yu.I., Litkin L.K., Sychkov S.I., Tyarkin A.A., Vassilivski I.M., Vishniakov V.V. and Zaimidoroga O.A. (JINR, Dubna). — Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 48, p. 1697–1700.

периментального материала и анализ событий когерентного рождения трехпионных систем проводились на больших ЭВМ в Женеве, Милане и Дубне.

Объединение усилий институтов нескольких стран позволило успешно провести сложный эксперимент и получить важный научный результат, непосредственно подтверждающий кварковую структуру π -мезона.

УДК 539.126.34

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

А.М. Балдин, академик, В.С. Ставинский, д-р физ.-мат. наук

Введение. Основной объект релятивистской ядерной физики — кварк-глюонная структура атомных ядер.

Создание пучков частиц все больших энергий оказалось магистральным путем, на котором открываются новые законы физики, возникают принципиально новые понятия и даже новые принципы инвариантности. В физике микромира, как ни в одной другой области физики, часто появляются экспериментальные данные, выходящие за рамки известных законов природы, существенно меняющие основные представления естествознания — даже такие, как пространство-время и законы сохранения.

Одна из величайших и древних истин состоит в том, что картину мира (всего многообразия природы — как живой, так и неживой) можно логически вывести из свойств элементарных сущностей. Существует даже убеждение, что чем меньше эти элементарные сущности, тем более фундаментальным, более всеобщим законам они подчиняются. Свойства атомов мы выводим из свойств элементарных частиц. Из свойств молекул и атомов микробиологи выводят свойства клетки, свойства гигантских молекул ответственны за механизм наследственности и т.д.

Еще совсем недавно свойства атомных ядер выводили только из протон-нейтронной модели ядра, а сейчас можно считать установленным, что протоны и нейтроны состоят из кварков. Основной объект релятивистской ядерной физики — кварковая структура ядра, а одно из главных следствий этой области исследований состоит в том, что протон-нейтронная модель ядра приближенна и ограничена. В ядре существуют многокварковые конфигурации, а внутренняя структура протона, находящегося внутри ядра, сильно отличается от структуры протона, находящегося в пустоте. Цель настоящей статьи — рассказать об этой новой области физики высоких энергий, возникшей в Дубне в результате исследований на модифицированном синхрофазотроне, который позволяет получить пучки атомных ядер, движущихся со скоростью света [1].

Релятивистские эффекты, или эффекты, обусловленные принципами механики околосветовых скоростей, в канонической ядерной физике представляются малыми и ненадежно установленными поправками. Значение этих поправок определяется малым параметром* β^2/m^2 ,

* Мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

где P — характерный импульс нуклона (протона или нейтрона), входящего в состав ядра; m — его масса. Нерелятивистская теория ядра описывает огромное количество экспериментальных фактов, в том числе имеющих большое прикладное значение.

Под релятивистской ядерной физикой мы понимаем область ядерных взаимодействий, в которой параметр P^2/m_i^2 велик: $P_i^2/m_i^2 \gg 1$. В этой области необходимо учитывать требования теории относительности, в частности нужно уточнять, в какой системе координат рассматривается частица с импульсом P_i и массой m_i . В этой связи мы вводим величины, не меняющиеся при переходе от одной системы координат к другой:

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2 = -\left(\frac{E_i}{m_i} - \frac{E_k}{m_k}\right)^2 + \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2, \quad (1)$$

где $E_{i,k}$ — энергия частиц; $P_{i,k}$ — четырехмерные импульсы; b_{ik} — квадраты разности четырехмерных скоростей частиц i и k . При $P_i^2/m_i^2 \sim \sim P_k^2/m_k^2 \ll 1$ величины b_{ik} переходят в квадрат разности трехмерных скоростей частиц i и k : $b_{ik} = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_k)^2$. В системе покоя частицы k

$$b_{ik} = 2(E_i/m_i - 1) = 2T_i/m_i, \quad (2)$$

где T_i — кинетическая энергия.

Итак, под релятивистской ядерной физикой мы понимаем область ядерных столкновений, в которой относительные четырехмерные скорости $u_i = P_i/m_i$ удовлетворяют условию

$$b_{ik} \gg 1. \quad (3)$$

Как было показано в экспериментах на дубненском синхрофазотроне, для выявления кварковых степеней свободы достаточно условия

$$b_{ik} > 5. \quad (4)$$

Рассмотрим столкновение атомных ядер, в результате которого образуется много частиц. Пример столкновения ядра углерода с пластиной тантала приведен на рис. 1. На двухметровой пузырьковой камере ОИЯИ получены миллионы таких снимков. Обозначим: I и II — сталкивающиеся ядра, а 1, 2, 3 ... — частицы — продукты реакции. Тогда

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (5)$$

Системы обработки снимков позволяют определять импульсы и массы частиц, а следовательно, и величины $b_{I,II}$, $b_{I,1}$, $b_{I,2}$, ..., $b_{I,2}$, ..., $b_{II,2}$ и т.д. Одно из основных утверждений, которые будут проиллюстрированы ниже, состоит в том, что распределения вероятностей по b_{ik} в среднем довольно быстро убывают при возрастании b_{ik} . Это свойство распределений отражает фундаментальное свойство кварков, которое называется асимптотической свободой. Физический смысл критериев (3) и (4) состоит в том, что взаимодействие кварков, входящих в частицу или ядро i , и кварков, входящих в частицу или ядро k , при $b_{ik} \gg 1$ становится настолько слабым, что его можно оценивать по теории возмущений.

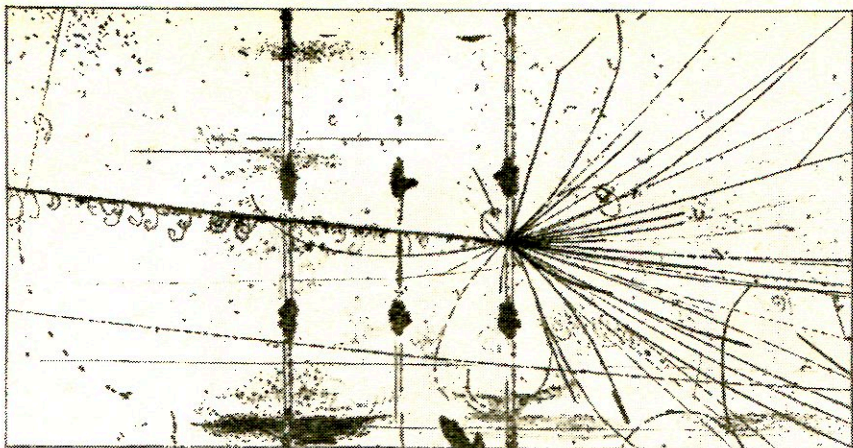


Рис. 1. Фотография взаимодействия ядра углерода с энергией 4,5 ГэВ/нуклон (жирный трек слева) с ядром тантала (на рисунке видны три пластины из тантала, размещенные в пузырьковой камере). В результате взаимодействия произошло рождение частиц

Энергию пучков релятивистских ядер принято характеризовать энергией, приходящейся на один нуклон налетающего ядра. Это естественно, так как энергия связи нуклонов в ядрах много меньше массы нуклона и в силу критерия (3) много меньше кинетической энергии, приходящейся на один нуклон релятивистского ядра. На заре релятивистской ядерной физики было немало докладов на конференциях и семинарах, в которых утверждалось, что столкновение релятивистских ядер сводится к столкновению почти свободных (квазисвободных) нуклонов. Для большинства столкновений ядро-ядро при высоких энергиях это утверждение недалеко от истины. Однако существует область столкновений, где квазисвободными частицами можно считать кварки, из которых состоят все адроны (см., например, [2]), в том числе и атомные ядра. Для этого необходимо (по аналогии со столкновениями квазисвободных нуклонов), чтобы импульс, приходящийся на *один кварк* налетающего ядра, был много больше характерного импульса кварка внутри адронов. Но что такое число кварков внутри адрона? Число частиц в релятивистской квантовой механике зависит от системы координат, движение внутри объекта не отделяется от движения объекта как целого, и вообще в этой области мы имеем дело с квантовой теорией поля, согласно которой число кварков и глюонов внутри адрона бесконечно велико. В этой связи мы и предложили делить импульсы на массы, считая, что масса частицы в известном смысле характеризует среднее число частиц, составляющих, например, протон (во всяком случае, для релятивистских ядер это справедливо).

Допустим, достигнут такой уровень столкновений, что кварки можно рассматривать как квазисвободные и выбивать их из ядра. Как пред-

ставить себе дальнейшую судьбу таких кварков? Согласно широко признанной гипотезе, кварки в пустоте находиться не могут. Это свойство называется конфайнментом (заключением, пленением цветных зарядов). Однако пленение кварка происходит не мгновенно. Для нарастания нейтрализующего цветной заряд кварка поля требуется время τ_0 , за которое он успеет пройти расстояние порядка

$$l_f \approx \tau_0 E/\mu, \quad (6)$$

где E и μ — энергия и эффективная масса выбитого кварка. Чем больше E , тем большее расстояние пройдет кварк, прежде чем сформируется в адрон. Определим деконфайнмент как явление, при котором выбитый кварк проходит расстояние, много большее размеров родительского адрона, и адронизируется в пустоте. Размер адрона по порядку величины равен $R \sim \tau_0 \sim 1/\mu$, а согласно формуле (2) $E/\mu = b_{ik}/2 + 1$, где b_{ik} — квадрат разности четырехмерных скоростей родительского адрона и выбитого кварка в системе покоя адрона. Подставив эти величины в формуле (6), получим:

$$l_f \sim R b_{ik}/2, \quad (7)$$

откуда ясно, что $l_f \gg R$ при $b_{ik} \gg 1$, т.е. мы опять пришли к критерию (3).

Этот критерий можно получить из основной величины квантовой хромодинамики, характеризующей силу взаимодействия, — из так называемой бегущей константы взаимодействия a_S :

$$a_S = 1,4/\ln(Q^2/\Lambda^2). \quad (8)$$

Здесь Q^2 — квадрат переданного четырехмерного импульса; Λ — эффективная масса квазисвободного кварка. Тогда $Q^2/\Lambda^2 = -(K/\Lambda - K'/\Lambda)^2 \approx \approx -(P/m - K'/\Lambda)^2$. Здесь мы положили четырехмерную скорость кварка до столкновения K/Λ приблизительно равной четырехмерной скорости адрона P/m . Таким образом, $Q^2/\Lambda^2 \approx b_{ik}$ — квадрат разности четырехмерной скорости исходного адрона и выбитого кварка.

В рассматриваемом случае при $b_{ik} \gg 1$ величина a_S характеризует слабость взаимодействия выбитого кварка с родительским адроном.

В системе покоя ядра I ($E_I = m_I$, $P_I = 0$)

$$b_{I\ II} = 2 \left[\frac{(P_I P_{II})}{m_I m_{II}} - 1 \right] = 2 \frac{T_{II}}{m_{II}},$$

где T_{II} — кинетическая энергия ядра II в системе покоя ядра I. Из критерия (4) следует, что при

$$E_{II}/m_{II} > 3,5 \quad (9)$$

должен наступать асимптотический режим столкновения, когда ядра начинают взаимодействовать не на уровне нуклонов, а на уровне составляющих нуклоны кварков. Условие (9) можно записать, используя определение атомной массы A_{II} : $m_{II} = m_0 A$ ($m_0 = 931$ МэВ — атомная единица массы), в виде

$$E_{II}/A_{II} > 3,5 m_0. \quad (10)$$

Отсюда ясно, что при энергии релятивистских ядер $E_{II} \gtrsim (3 \div 4) A_{II}$ ГэВ большую роль начинают играть кварковые степени свободы. Это один из главных наших выводов, играющих решающую роль при выборе параметров ускорителя. Разъяснение этого вывода и его обоснование приведены ниже.

Отметим, что уже более 10 лет синхрофазотрон ОИЯИ является единственным в мире ускорителем с энергией пучков релятивистских ядер выше значения $E_{II} \gtrsim (3 \div 4) A_{II}$ ГэВ, при котором происходит деконфайнмент кварков. В связи с этим опишем также возможности и перспективы экспериментальных исследований на синхрофазотроне.

Кумулятивный эффект. Выше приведены оценки, показывающие, при каких энергиях, вернее при каких относительных скоростях движения ядра и мишени, кварки можно рассматривать как квазисвободные частицы. Если пренебречь внутренним движением кварков, то импульс, приходящийся на один кварк ядра, движущегося с импульсом P_{II} , в приближении квазисвободных кварков можно записать как xP_{II} , где x — доля импульса ядра $0 \leq x \leq 1$. Доля импульса, приходящаяся на один квазисвободный нуклон, в том же приближении равна P_{II}/A_{II} . Рассмотрим случай, когда в результате столкновения релятивистского ядра с мишенью рождается пион (π -мезон) с импульсом, пропорциональным импульсу ядра: $P_I = aP_{II}$ (рождение "вперед"). Согласно изложенному выше при достаточно больших относительных скоростях пиона и ядра и пиона и мишени этот пион образовался из кварка, вылетевшего за пределы сталкивающихся частиц. В реальном эксперименте можно измерить не x , а a , причем в силу закона сохранения импульса $x \gtrsim a$.

Этих сведений достаточно, чтобы определить понятие кумулятивного эффекта. Допустим, что мы наблюдаем пион с импульсом, большим, чем импульс, приходящийся на один нуклон налетающего ядра II, т.е.

$$a > 1/A_{II} \text{ или } x \gtrsim a > 1/A_{II}.$$

Введя величину $X_{II} = xA_{II}$, получим

$$X_{II} > 1. \tag{11}$$

Кумулятивным эффектом называется рождение частиц в области предельной фрагментации ядра II: $b_{II} > b_{II1} > 5$ и при $X_{II} > 1$.

Согласно изложенным выше идеям такие частицы не могут образоваться из одного нуклона налетающего ядра. Их обнаружение свидетельствует о существовании неизвестного в настоящее время внутриядерного механизма, в результате которого один кварк может иметь импульс, больший импульса одного нуклона ядра.

Функцию $G(X)$, характеризующую вероятность того, что конституента ядра имеет импульс, соответствующий группе X нуклонов, называют структурной функцией ядра. Это новое понятие ядерной физики, главная динамическая характеристика ядра, которая не может быть представлена как совокупность структурных функций свободных нуклонов.

Обнаружением в Дубне в 1971 г. кумулятивного эффекта было положено начало изучению кварковых явлений в релятивистских ядерных столкновениях. В экспериментах Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) [3] использовался уникальный пучок релятивистских ядер дейтерия, впервые полученный на дубненском синхрофазотроне. Энергия образовавшихся пионов была значительно больше энергии, приходящейся на один нуклон ядра дейтерия. Энергия двух нуклонов как бы складывалась и концентрировалась на одной частице — пионе. Отсюда и название — кумулятивный эффект.

Кумулятивный эффект был предсказан [4] на основе гипотезы о том, что спектры вторичных частиц, образующихся при столкновении адронов (в том числе и релятивистских ядер), определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов. Эта гипотеза соответствовала автомодельному поведению решений некоторых задач гидродинамики (например, задачи сильного точечного взрыва). Идея автомодельности незадолго до начала работ в ЛВЭ была выдвинута и успешно применена В.А. Матвеевым, Р.М. Мурадяном и А.Н. Тавхелидзе [5] к глубоководному рассеянию электронов на нуклонах. Математическим выражением гипотезы является приближенная масштабная инвариантность: безразмерные величины, зависящие от импульсов, не меняются при замене всех импульсов $P_i \rightarrow \eta P_i$. Масштабная инвариантность в рассматриваемом случае означала, что вероятность рождения пионов должна зависеть только от отношения импульсов пионов и дейтронов, т.е. от введенной выше величины X_{II} . В экспериментах ЛВЭ были не только обнаружены пионы с $X_{II} > 1$, но и впервые показана справедливость масштабной инвариантности для релятивистских ядерных столкновений. Однако в течение еще нескольких лет оставался без ответа главный вопрос: начиная с каких энергий релятивистских ядер осуществляется автомодельный режим? Критерий (4) был сформулирован много позже.

Постепенно пришло понимание того, что поскольку (в силу масштабной инвариантности) сечение почти перестает зависеть от энергии столкновения или от $b_{I,II}$, зависимость сечения кумулятивных процессов от свойств мишени должна быть очень слабой. В то же время сечение процесса зависит только от относительных скоростей. Стало быть, кумулятивные процессы можно изучать в системе покоя ядра, из которого кумулятивные частицы вылетают (его называют фрагментирующим ядром) под действием любых частиц. Иначе говоря, благодаря тому, что при достаточно больших $b_{I,II}$ окрестности точки I в пространстве четырехмерных скоростей слабо коррелируют с окрестностями точки II, кумулятивный эффект можно изучать на неподвижных ядрах. Определенная выше область предельной фрагментации ядра II ($b_{I,II} > b_{I,II} > 5$) в основном соответствует частицам, вылетающим "назад" в системе покоя ядра II по отношению к направлению импульса бомбардирующего ядра.

Именно исследование образования пионов "назад" (в основном под углом 180°) на ядрах под действием протонов и дейтронов с энергией до 10 ГэВ дало возможность не только подтвердить существование событий с $X > 1$ и масштабную инвариантность, но и установить границу начала предельной фрагментации ядер или деконфайнмента кварков. Изучение предельной фрагментации различных ядер до урана позволило установить универсальные свойства кумулятивных процессов на различных ядрах, обнаружить так называемую аномальную, или усиленную, зависимость сечений взаимодействия ядер и частиц с ядрами от атомного номера.

Сечения кумулятивных процессов были измерены вплоть до $X \gtrsim 3$. При этом они различаются более чем в 10^9 раз. Универсальная зависимость сечения от X имеет простой экспоненциальный характер $\sigma \propto \exp(-X/\langle X \rangle)$ для всех ядер. С 10%-ной погрешностью $\langle X \rangle = 0,14$. По своему физическому смыслу $\langle X \rangle^{-1}$ характеризует размеры мультикварковых систем, из которых вылетают кумулятивные частицы. Величина X характеризует эффективное число нуклонов фрагментирующего ядра, участвующих в образовании кумулятивной частицы, и называется кумулятивным числом.

В короткой статье невозможно описать все многообразие экспериментальных данных по кумулятивному образованию частиц. Однако основные экспериментальные факты, относящиеся к этому интересному явлению, можно охватить следующей простой аппроксимационной формулой [3] для сечения столкновения релятивистских ядер, например ядра II, в области предельной фрагментации:

$$\sigma \propto A_I^n A_{II}^m(X) \exp(-X/\langle X \rangle). \quad (12)$$

Эта приближенная зависимость оказалась при $X \gtrsim 1$ универсальной для всех атомных ядер от гелия до урана. Приблизительное постоянство $\langle X \rangle$ во всей области исследованных X ($0,5 \leq X \leq 3,3$) и универсальность зависимости σ от $\langle X \rangle$ для всех ядер характеризует $\langle X \rangle$ как важный параметр ядерной материи. Зависимость от атомного номера ядра-мишени A_I^n оказалась в соответствии со сказанным выше довольно слабой ($n \approx 0,3$), зависимость же от атомного номера фрагментирующего ядра $A_{II}^m(X)$ — усиленной. При $0,5 < X < 1$ величина $m(X)$ может быть приближенно аппроксимирована формулой

$$m(X) = 2/3 + X/3, \quad (13)$$

т.е. в этой области $X A_{II}$ -зависимость меняется от обычной для адрон-ядерных взаимодействий зависимости типа $A_{II}^{2/3}$ до A_{II}^1 (в этом и состоит усиление). Зависимость типа $\sigma \propto A_{II}^1$ ожидалась на основе гипотезы о локальном и равновероятном по всему объему ядра взаимодействии. Именно такой характер зависимости σ от A_{II} и наблюдается в кумулятивной области $X > 1$.

Детальные измерения A_{II} -зависимости сечений рождения кумулятивных пионов были проведены на синхрофазотроне ОИЯИ. Они стали возможны после осуществления вывода пучка из ускорителя в измеритель-

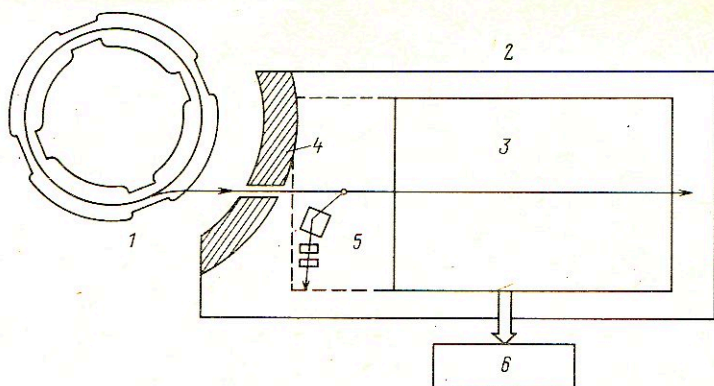


Рис. 2. Схема размещения экспериментального оборудования на пучке синхрофазотрона ОИЯИ:

1 — синхрофазотрон; 2 — измерительный павильон; 3 — экспериментальные установки; 4 — радиационная защита; 5 — "Диск" — магнитный спектрометр с фокусировкой, предназначенный для исследования кумулятивного рождения частиц; 6 — вычислительный центр на базе ЕС-1040 и ЕС-1055

ный павильон, где была создана новая экспериментальная установка. Эффективный вывод ускоренного пучка из ускорителя со слабой фокусировкой представляет собой трудную инженерную задачу. Однако она была решена специалистами, обслуживающими синхрофазотрон. Вывод пучка из ускорителя за относительно большое время (порядка 1 с) в измерительный павильон и создание установки, способной работать при больших интенсивностях первичного пучка, позволили проследить изменение поперечного сечения более чем в 10^9 раз. Согласно формуле (12) это соответствует изменению X от 0,5 до 3,3. Был создан фокусирующий магнитный спектрометр с регистрацией вторичных частиц сцинтилляционными и черенковскими детекторами с системой дистанционного управления и телеметрического контроля. Установка работает на линии с мощной вычислительной машиной ЕС-1040, обеспечивающей накопление и обработку экспериментальной информации (рис. 2).

В качестве фрагментирующих ядер A_{II} был выбран широкий набор мишеней: H, D, He, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Be, C, Mg, Al, Si, ${}^{54}\text{Fe}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Fe}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{61}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Ni}$, Cu, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{112}\text{Sn}$, ${}^{118}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$, ${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{154}\text{Sm}$, ${}^{182}\text{W}$, ${}^{186}\text{W}$, Pb, U. Впервые был установлен "объемный характер" A_{II} -зависимости:

$$Ed\sigma/dP \propto A_{II},$$

т.е. одинаковая вероятность рождения мезонов по всему объему ядра. Это подтвердило локальный характер предполагаемого в гипотезе кумулятивного эффекта взаимодействия и рождения протяженных адронов.

Позже усиленная A_{II} -зависимость была обнаружена в США в опытах по исследованию рождения частиц с большой поперечной составляющей импульса (опыты Кронина). Такой характер A_{II} -зависимости сечений

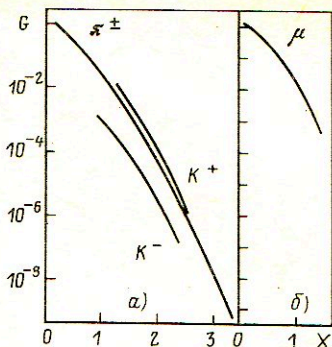
рождения адронов свидетельствовал о том, что протяженные объекты взаимодействуют только своими частями, локальными подструктурами. Экспериментальными исследованиями этого явления занялись физики различных лабораторий мира, а сами исследования получили название "А^α-физика".

Уже в первых работах подчеркивалось, что поскольку масштабная инвариантность интерпретируется на основе локального характера адронных взаимодействий (автомодельности), в ядрах существуют два характерных масштаба импульсов, начиная с которых реализуется приближенная масштабная инвариантность. Один соответствует случаю, когда в качестве квазисвободных частиц можно рассматривать составляющие нуклонов—кварки, а другой — импульсному приближению ядерной физики, в котором квазисвободными частицами считаются нуклоны. Кумулятивный эффект мы рассматривали как сигнал о наличии в ядрах "капелек" адронной материи (или многокварковых конфигураций), по своей структуре сильно отличающихся от свободных нуклонов. Эта интерпретация кумулятивного эффекта как закономерности образования частиц в области предельной фрагментации ядер за пределами кинематики однонуклонных столкновений встречала возражения на протяжении более 10 лет. В многочисленных теоретических работах предпринимались попытки путем корректного учета релятивистских эффектов и малонуклонных корреляций в ядрах объяснить все закономерности кумулятивного эффекта, не выходя за рамки протон-нейтронной модели ядра. Такие попытки имели успех в объяснении кумулятивного образования протонов, дейтронов и ядерных фрагментов, т.е. эффектов, в которых отделить нуклонную масштабную инвариантность (ядерную) от кварковой практически невозможно. Резкое изменение взглядов на рассматриваемые эффекты началось в 1981 г., когда аналогичные явления стали изучать в глубоконеупругом рассеянии электронов, мюонов и нейтрино (лептонов) на атомных ядрах. Психологически это вполне понятно: взаимодействие лептонов с адронами сыграло в установлении структуры протона, свойств кварков и глюонов такую же роль, какую знаменитые опыты Резерфорда сыграли в установлении структуры атома. (Если таким способом изучается кварковая структура протона, то почему бы не исследовать и кварковую структуру ядра?) Некоторые из установленных в ЛВЭ закономерностей были в этих опытах подтверждены.

В совместном мюонном эксперименте ОИЯИ и ЦЕРН на установке с рекордными и на сегодняшний день параметрами были получены экспериментальные данные о структурной функции ядра углерода при $X > 1$. Это было первое прямое экспериментальное подтверждение гипотезы кумулятивного ядерного эффекта в экспериментах с лептонами [6]. На рис. 3, б показаны эти результаты. Для сравнения на рис. 3, а приведены данные по структурной функции тяжелого ядра и кумулятивному рождению π^- - и K -мезонов в зависимости от масштабной переменной X .

Из рис. 3, б видно, что в экспериментах с мюонами измерена структурная функция до $X \approx 1,4$, где ее абсолютное значение составляет при-

Рис. 3. Зависимость от масштабной переменной структурных функций ядер из экспериментов по кумулятивному рождению адронов (а) и глубоконеупругому рассеянию мюонов (б)



мерно 10^{-3} . Даже при столь "робком" продвижении в кумулятивную область значение этого эксперимента существенно. Совпадение полученных данных с результатами по кумулятивному рождению в адронных взаимодействиях доказало необоснованность попыток объяснить кумулятивное рождение в рамках старых представлений о ядре и его нуклонной структуре в кумулятивных явлениях. Мюонный эксперимент, несомненно, стал мощным стимулом экспериментальных исследований структурных функций ядер в лептонных взаимодействиях при $X > 1$, т.е. в кумулятивной области.

Особое впечатление на физиков-теоретиков произвели результаты опытов Европейской мюонной коллаборации в 1983 г. (так называемый EMC-эффект) [7]. Коллаборация обнаружила, что в области $X \approx 0,5$ распределения кварков в нуклоне железа и в нуклоне дейтрона заметно различаются. Этот результат согласуется с A -зависимостью, даваемой формулами (12) и (13). Кроме того, выявилось различие указанных распределений и в области $X < 0,3$, где отсутствуют данные по распределению кварков в ядрах из опытов по кумулятивному рождению. К сожалению, и по настоящее время надежные результаты по глубоконеупругому рассеянию лептонов в кумулятивной области ($X > 1$) отсутствуют, за исключением упомянутых выше [6] предварительных данных. Результаты, полученные в ЛВЭ (рис. 4), можно рассматривать как предсказание для будущих экспериментов по лептон-ядерному рассеянию. Данные SLAC (США) относятся к рассеянию электронов при $X = 0,5$, наши данные — к рождению π^- -мезонов при $X = 0,5$ и $X = 1,3$. Отношение структурных функций легкого и тяжелого ядер позволяет анализировать экспериментальные данные при $X < 1$ и при $X > 1$.

Из рис. 4 видно, что характер зависимости структурной функции от атомной массы ядра, полученной из данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов для $X = 0,5$, такой же, как и для адронных процессов: с ростом A структурная функция (сечение) уменьшается.

В адронных процессах потребовались дополнительные эксперименты, чтобы доказать, что падение сечения с ростом атомной массы ядра не связано с поглощением рожденных пионов. Аналогичный характер зависимости для лептонов, где нет эффектов поглощения, подтверждает сделанный нами ранее вывод о том, что такое поведение связано с зависимостью структурной функции от атомной массы ядра типа (12).

Совершенно другой характер зависимости структурной функции от атомной массы ядра при $X = 1,3$, а именно рост сечения с ростом A

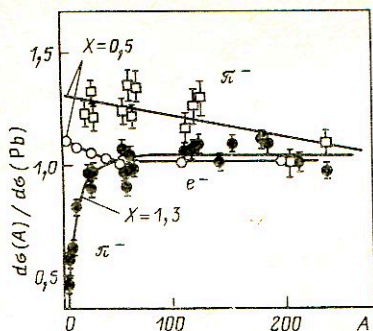


Рис. 4. Отношение сечения фрагментации (структурной функции) легкого ядра к сечению фрагментации тяжелого ядра Рb в зависимости от атомной массы ядра для пионов и электронов при $X=0,5$ и для пионов при $X=1,3$

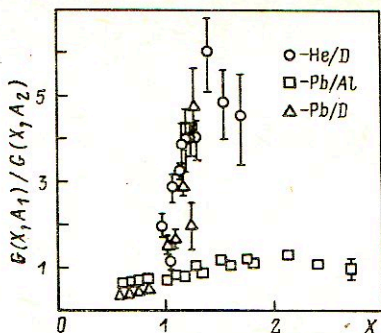


Рис. 5. Отношение структурных функций тяжелого и легкого ядер в зависимости от масштабной переменной X :

прямая — предсказание модели ядра, состоящего из квазисвободных частиц

при $A < 30$, говорит о смене механизма, определяющего эту зависимость в кумулятивной области.

На рис. 5 показаны зависимости от X отношений структурных функций ядра. Для удобства сопоставления с ЭМС-эффектом взято отношение G для фрагментирующего тяжелого ядра к G для легкого ядра. Если данные при $X < 1$ говорят лишь о том, что нуклон в ядре и нуклон в пустоте различаются по своей внутренней структуре, то данные в кумулятивной области (при $X > 1$) свидетельствуют о возникновении в ядре мультикварковых конфигураций, включающих кварки от нескольких нуклонов.

Хотя большинство приведенных данных и их интерпретация получены в начале 70-х годов, они получили "второе рождение" в экспериментах с лептонами в 80-х годах. Такое продолжительное "непонимание" экспериментальных данных объясняется их необычностью. Действительно, при $X < 1$ отношение структурных функций ядра свинца и дейтерия меньше единицы, т.е. вероятность наблюдения кварков с долями импульса $X \approx 0,6 \div 0,8$ в тяжелом ядре меньше, чем в хорошо изученном "рыхлом" ядре дейтерия! Это, естественно, казалось странным. Однако еще более неожиданным было появление реальных событий, имеющих отличное от нуля сечение для $X > 1$. Действительно, как понять в рамках старой нуклонной модели ядра полученный экспериментальный факт, что один кварк, заключенный в объеме одного нуклона, принимает на себя импульс двух-трех, а возможно, и большего числа нуклонов, что и приводит к наблюдению событий с $X > 1$?

Из рис. 3, а видно, что извлеченные из эксперимента структурные функции ядер при наблюдении кумулятивных π^+ -мезонов и K^+ -мезонов по порядку величин совпадают. Это подтверждает изложенные во введении идеи. π^+ - и K^+ -мезоны характеризуют распределение одних

и тех же u -кварков, которые, отрываясь от ядра, адронизируются в пустоте, в одном случае подхватывая \bar{d} -кварк и образуя пион, в другом случае подхватывая \bar{s} -кварк и образуя каон. Отрицательные K -мезоны состоят из кварков, которых в ядре нет (как валентных). Наблюдение на опыте значительных выходов K^- -мезонов, причем (см. рис. 3, а) с зависимостью от X , близкой к зависимости для K^+ - и π^+ -мезонов, видимо, характеризует распределение в ядре глюонов.

Из рис. 5 видно, что наиболее подробные данные о структурной функции тяжелого ядра получены из экспериментов с наблюдением кумулятивных π -мезонов (прямая в левой части рис. 5). При изменении X от 0 до 3,3 структурная функция уменьшается на девять порядков. Это означает, что лишь в одном случае из 10^9 в ядре реализуется конфигурация, когда один кварк имеет импульс, соответствующий группе из 3,3 нуклона.

Экспериментальные исследования в этой области кинематических переменных чрезвычайно трудны и дорогостоящи. Они требуют получения высокоинтенсивных (до 10^{12} с^{-1}) пучков частиц, решения сложных инженерных вопросов по выводу за время порядка 1 с из ускорителей таких пучков, создания сложных экспериментальных установок, дающих неискаженную экспериментальную информацию в сложных радиационных условиях, применения мощной вычислительной техники для автоматизации сбора и обработки данных и т.д. Но в то же время информативность и, что очень важно, однозначность интерпретации экспериментальных данных существенно возрастают с увеличением X .

Классификация ядерных взаимодействий. Взаимодействие ядер и частиц с ядрами можно классифицировать по параметрам b_{ik} , характеризующим, как было отмечено во введении, силу взаимодействия частиц i и k . Кроме того, величины b_{ik} определяют уровень (нуклонный или кварковый), на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k :

1) область $b_{ik} \approx 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабо связанных систем, состоящих из нуклонов. В этой области справедлива протон-нейтронная модель ядра;

2) область $0,1 < b_{ik} < 5$ является промежуточной. В ней кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке адронных систем. Сечения взаимодействия относительно большие, что создает благоприятные условия для поисков так называемой кварковой экзотики, т.е. кварковых систем, существенно отличающихся по своей структуре от обычных, которые состоят из трех кварков или из кварка и антикварка;

3) область $b_{ik} > 5$ соответствует взаимодействию ядер на кварковом уровне. В ней ядра следует рассматривать как кварк-глюонные системы. Взаимодействие между кварками, входящими в объекты i и k , считается относительно слабым, и кварки ведут себя как квазисвободные частицы. Взаимодействие в этой области приводит к деконфайнменту кварков (см. выше).

Что касается области (1), то из самых общих соображений было показано [8], что сечение реакции $I + \Pi \rightarrow 1 + \dots$, где I , Π и 1 — нуклонные

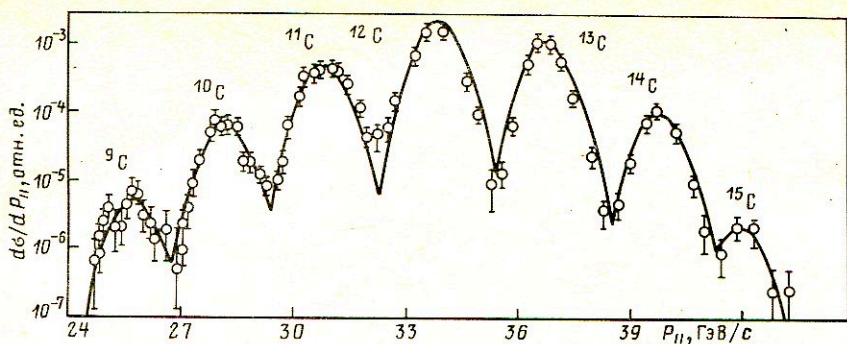


Рис. 6. Распределение по продольному импульсу изотопов углерода в реакции $^{16}\text{O} + \text{Be} \rightarrow ^{A_1}\text{C} + \dots$ при энергии ядер кислорода 2,14 ГэВ

системы, при $b_{I\text{II}} \gg b_{I1} \sim \alpha_{I1} \approx 2\epsilon |m_I - m_1| / m_I m_1$ имеет вид:

$$d\sigma/db_{I1} = F / (b_{I1} + \alpha_{I1})^2, \quad (14)$$

где ϵ — энергия связи фрагмента 1 в ядре I, а m_I и m_1 — массы этих ядер; F — слабо меняющаяся функция b_{ik} .

Формула (14) описывает большую совокупность экспериментальных данных по реакциям, в которых происходит перераспределение нуклонов. В таких реакциях импульс, приходящийся на один нуклон фрагмента 1, примерно равен импульсу на нуклон налетающего ядра (рис. 6). Положения максимумов на рис. 6 в точности соответствуют условию $b_{I1} = 0$, ширины пропорциональны соответствующим значениям α_{I1} . Формула (14) описывает также угловое распределение фрагментов.

Следует подчеркнуть, что эти закономерности справедливы при всех $b_{I\text{II}}$, начиная с $b_{I\text{II}} > 0,5$, и практически не зависят от значения $b_{I\text{II}}$, зависимость же от b_{I1} целиком определяется квазисвободой нуклонов [малостью α , что определяет большое сечение реакции (14)]. Нетрудно показать, что при больших импульсах P_I и P_1 величина b_{I1} и соответственно сечения зависят только от отношения P_1/P_I , т.е. имеет место масштабная инвариантность. Однако эта масштабная инвариантность к кварковым степеням свободы, очевидно, отношения не имеет. Она иногда называется ядерным скейлингом и отчетливо видна в образовании ядерных фрагментов, α -частиц, дейтронов и протонов. Это справедливо и при $b_{I\text{II}} > 5$, но при $b_{I1} < 0,2$. Для проявления кварковых степеней свободы необходимо не только $b_{I\text{II}} > 5$, но и $b_{I1} > 5$, а для барионных систем это условие выполнить трудно (сечения делаются слишком малыми). Интересно, что при $b_{I\text{II}} > 5$ и $b_{I1} \gg 1$ сечения образования протонов имеют характеристики, близкие к тем, которые наблюдаются в образовании π - и K -мезонов при $b_{I\text{II}} > 5$ и $b_{I1} \gg 5$, в частности это наблюдается в кумулятивной области. Однако для барионных систем отличить кварковую масштабную инвариантность от ядерной (нуклонной) практически невозможно.

Использование перераспределения нуклонов между ядерными фрагментами, сечение которого описывается формулой (14), перспективно для обнаружения нейтроноизбыточных нуклидов и для ряда других задач ядерной физики (в частности, для поиска и исследования гиперядерных и изоядерных систем). Для области промежуточных b_{ik} столь же убедительно количественные выводы, которые позволяет сделать простая формула (14), пока отсутствуют. Экспериментальные данные в этой области весьма обширны, но не очень информативны. Наиболее важными здесь являются эксперименты по поиску кварковой экзотики. Обнаружение узких резонансов, соответствующих дибарионам и другим системам с нестандартным числом кварков, может сделать исследования в области $0,1 \lesssim b_{ik} \lesssim 5$ необычайно актуальными.

Область асимптотически больших b_{ik} , как уже отмечалось во введении, начинается довольно рано: при $b_{ik} > 5$. В обоснование этого утверждения можно привести значительное число экспериментальных фактов. Остановимся лишь на некоторых из них.

Один из главных результатов экспериментов ЛВЭ по исследованию кумулятивного эффекта был получен в первых работах [9]: предельная фрагментация ядер начинается при энергии релятивистских ядер (4–5) A ГэВ. В обзорном докладе на Международной конференции по физике высоких энергий в Токио [10] это важное утверждение было подтверждено экспериментальным материалом различных групп. Доклад привлек внимание американских физиков к нашим работам, и они выполнили исследования по образованию пионов "назад" на ядрах под действием протонов (в основном в промежуточной области энергий).

В наших обозначениях исследованная американскими специалистами область энергий соответствует $2 \lesssim b_{I\text{II}} \lesssim 8$. Их результаты, показанные на рис. 7, а и б, как отмечают сами авторы [11], подтверждают выводы и экспериментальные результаты дубненской группы (треугольник на рис. 7). На рис. 7 T_0 — параметр, описывающий спектр образованных в реакции $p + A \rightarrow \pi^\pm$ (180°) пионов, если его аппроксимировать выражением $\exp(T_\pi/T_0)$, где T_π — кинетическая энергия пионов. На рис. 8 представлена зависимость показателя степени n от атомной массы A в выражении $\sigma \propto A^n$ для разных $T_p b_{I\text{II}}/2$. Видно, что усиленные, или аномальные, A -зависимости ($n \approx 1$) возникают только при достаточно больших T_p и T_π , примерно соответствующих нашей оценке $b_{ik} > 5$.

Сейчас существуют экспериментальные данные по кумулятивному рождению пионов в широкой области $b_{I\text{II}} > 5$, и все они согласуются с утверждением, что в области $b_{I\text{II}} > b_{I\text{I}} > 5$ и $b_{I\text{I}} > 5$ наступает асимптотический режим, в котором сечение хорошо описывается аппроксимирующей формулой (12). Таким образом, утверждение о начале предельной фрагментации ядер при $b_{I\text{II}} \approx 5 \div 6$ или при энергии сталкивающихся ядер (3,5–4) A ГэВ хорошо экспериментально обосновано и соответствует представлениям о деконфайнменте кварков. Непосредственную проверку вывода об ослаблении взаимодействий (и соответственно уменьшении характеризующих их величин) с ростом b_{ik} можно про-

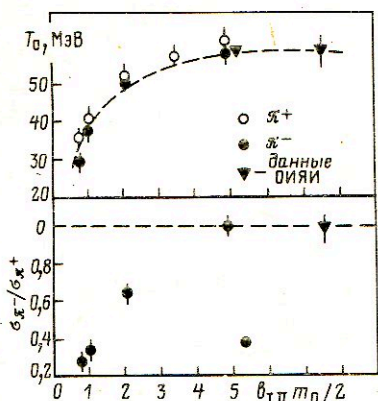


Рис. 7. Экспериментальные данные группы Шредера (США), подтверждающие выход на асимптотический режим при энергиях синхротрона ОИЯИ

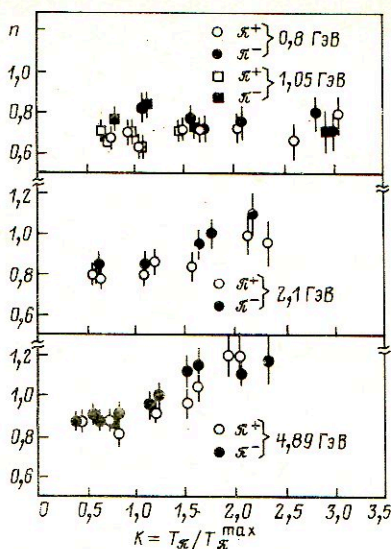


Рис. 8. Усиленная A -зависимость, подтвержденная в опытах Шредера

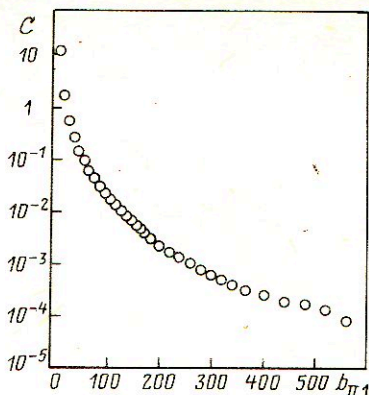
вести на трековых приборах, где в качестве частиц i и k можно выделить любые частицы в реакции множественного рождения (5).

Согласно развиваемым представлениям распределения по b_{ik} должны монотонно убывать, а корреляции между частицами i и k — исчезать. Это свойство сечений множественного рождения частиц в области столкновений релятивистских частиц можно сформулировать аналогично принципу Боголюбова ослабления корреляций в статистической физике [12]. Экспериментальных данных, подтверждающих эту идею, очень много, ограничимся типичной иллюстрацией (рис. 9). Экспериментальные данные, приведенные на рис. 9, показывают зависимость сечения образования пионов в реакции $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow n\pi + \dots$ при энергии падающих пионов 40 ГэВ (или при $b_{1II} \approx 570$) от b_{1II} и хорошо согласуются с гипотезой о монотонном ослаблении корреляций при $b_{ik} \rightarrow \infty$.

Из принципа ослабления корреляций следует много важных выводов. Например, при $b_{1II} \gg 1$ окрестность точки I в пространстве b_{ik} слабо коррелирует с окрестностью точки II. Отсюда следует, что для изучения окрестности точки II можно использовать любые частицы I. Иначе говоря, для изучения многих эффектов релятивистской ядерной физики необязательно ускорять ядра (в частности, как отмечалось выше, это справедливо для кумулятивного эффекта). Этот же принцип позволяет определить струи адронов как группы частиц, обусловленных адронизацией кварков в пустоте и слабо зависящих от механизма их образования, и др.

Мы не имеем возможности описать здесь хотя бы кратко все явления наиболее важной области релятивистской ядерной физики $b_{ik} > 5$

Рис. 9. Резкое ослабление корреляций между частицами i и k в зависимости от параметра b_{ik} в реакции с рождением пионов



и попыток их теоретической интерпретации, отсылаем читателей к многочисленным обзорам в журнале "Физика элементарных частиц и атомного ядра".

Экспериментальные методы релятивистской физики. Поскольку физика релятивистских ядер возникла на базе физики высоких энергий и имеющиеся экспериментальные средства уже обеспечивают проведение широких программ исследования кварковой материи, в ближайшие годы основными инструментами релятивистской ядерной физики будут переделанные протонные синхротроны и детекторы, использующиеся в физике элементарных частиц. В настоящее время в ЛВЭ ОИЯИ на исследования проблем релятивистской ядерной физики ориентировано четыре трековых прибора и семь крупных электронных установок.

Основной спецификой релятивистских ядерных столкновений (по сравнению со столкновениями частиц) являются очень большие множественности рождающихся частиц. Приблизительно эти множественности описываются как результат наложения столкновений квазисвободных нуклонов взаимодействующих ядер. Большая часть частиц-продуктов представляет собой нуклоны и нуклонные системы (ядра), описываемые формулой (14). В связи с этим при регистрации релятивистских ядерных столкновений области малых b_{II} и b_{III} стараются исключить. В большинстве случаев это возможно благодаря тому, что такие области соответствуют либо очень малым углам, либо медленным частицам. В наиболее интересной области больших b_{ik} инклюзивные* или полуинклюзивные постановки опытов релятивистской ядерной физики мало отличаются от соответствующих постановок адронной физики. Области асимптотически больших b_{ik} и больших X ($X \gg 1$) соответствуют редким процессам, имеющим малые сечения, для которых множественность ядерных столкновений не играет роли.

Таким образом, главным условием проведения экспериментов в области релятивистской ядерной физики является получение интенсивных пучков. Интенсивность выведенных пучков ядер уже сейчас значительно превышает интенсивность пучков вторичных частиц (пионов, каонов и др.). Это позволило относительно легко модифицировать существующие детекторы для целей релятивистской ядерной физики. В данной связи ЛВЭ уделяет основное внимание развитию ускорительного комплекса. Эксперименты с дейтронами на синхрофазотроне в Дубне в 1970 г. показали, что ускорение легких ядер не требует больших переделок ускоряющей системы. После пучков релятивистских дейтронов были получены пучки релятивистских ядер гелия. Однако уже получение пучков релятивистских ядер углерода на синхрофазотроне показало, что с ростом заряда трудности ускорения ядер до релятивистских скоростей быстро нарастают. В существующих синхрофазотронах можно ускорять лишь ядра, полностью лишенные электронных оболочек. Из-за больших размеров орбиты и относительно медленного набора энергии суммарная толщина вещества, которое должен преодолеть ускоряемый ион, настолько велика, что электронные оболочки заведомо будут разрушены, заряд иона измениться и ион выпадет из ускорения. Однако ядра, полностью лишенные

*Понятие, введенное и разработанное А.А. Логуновым и его сотрудниками.

электронных оболочек, представляют собой устойчивую систему, так как вероятность захвата электрона ядром быстро падает с увеличением энергии.

Проблема создания эффективных источников сильноионизованных атомов высокой зарядности стоит перед физиками уже около 30 лет. Получение же пучка ядер, полностью лишенных электронных оболочек — голых ядер, представляет собой чрезвычайно сложную задачу. В настоящее время эта задача решается двумя путями.

Первый путь — создание предварительных ускорителей относительно низкозарядных ионов (иногда — каскада ускорителей) с промежуточной обдиркой ионов на твердых и газообразных мишенях. В этом случае для получения ионов используют источник с разрядом типа разряда Пеннинга, обеспечивающий высокие интенсивности относительно низкозарядных ионов. Средний заряд ионов после прохождения вещества обдирочного устройства сильно зависит от их энергии. Например, для получения голого ядра кальция ($Z = 20$) необходимо ускорять ионы до энергии 10.4 МэВ, а это уже проблема создания дополнительного специализированного ускорителя. Иногда для такой цели предлагают использовать действующие ускорители, расположенные на значительном расстоянии от основного, и транспортировать пучки от ускорителя к ускорителю.

Второй путь получения пучка голых ядер — использование компактного ионного источника, после которого ядра ускоряются в обычном протонном линейном ускорителе на второй кратности, — был предложен и развит в Дубне. ЛВЭ занялся разработкой источников принципиально нового типа, которые позволили получить рекордные параметры ионизации атомов. Этот путь рекомендовал нам Г.Н. Флеров.

Электронно-лучевой ионизатор, предложенный и разработанный Е.Д. Донцом [13], прекрасно соответствует синхротронному методу ускорения, так как не только дает максимальное отношение заряда к массе, что обеспечивает достижение максимальной энергии ядер для данного ускорителя, но и имеет импульсный характер работы. С марта 1977 г. ионизатор КРИОН-1 регулярно используется для получения пучков релятивистских частиц на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ [14]. Прогресс в получении рекордных параметров ионизации (так называемый фактор ионизации повысился на пять порядков) показал, что в ближайшем будущем любые ионы всех достаточно стабильных элементов периодической системы станут доступны для исследования их свойств и применений в ускорительной технике. В электронно-лучевом методе ионизации не существует принципиальных сложностей, и все зависит от искусства экспериментатора. Как выяснилось в последние годы, физика сильно ионизованных атомов сама по себе представляет большой интерес как с точки зрения многочисленных приложений, так и для исследования ряда фундаментальных проблем, а для этих целей электронно-лучевой источник имеет уникальные возможности.

Хорошей альтернативой источникам Донца для решения задач релятивистской ядерной физики являются лазерные источники. Первый лазерный источник для этих целей был разработан в ЛВЭ совместно с группой физиков Московского инженерно-физического института (МИФИ) под руководством Ю.А. Быковского [15]. При воздействии сфокусированного излучения на поверхность твердой мишени образуется плазменный факел с большими температурой и плотностью. Электроны, как очень легкие частицы, получают основную долю энергии и при своем вылете перпендикулярно поверхности мишени создают, по-видимому, некоторое подобие механизма коллективного ускорения. Такой процесс ускорения позволяет, например, ионам с $Z > 20$ набрать энергию до 40 кэВ.

Применение метода ускорения сильноионизованных атомов в условиях работы синхрофазотрона хотя и оказалось далеко не простой задачей, но довольно быстро привело к успеху. В частности, первые экспериментальные данные с релятивистскими ядрами углерода рекордных энергий получены в 1976 г. на основе лазерного источника. В источнике использовался лазер на неодимовом стекле с выходной мощностью 1 ГВт, обеспечивающей плотность потока излучения на мишени 10^{13} Вт/см².

Однако лазер на неодимовом стекле оказался ненадежным в эксплуатации и давал слишком низкую среднюю интенсивность пучка. Дальнейшая разработка лазерного источника была ориентирована на использование CO_2 -лазера, свободного от недостатков неодимового лазера и, что особенно важно, позволяющего существенно снизить плотность потока излучения, требуемую для получения в лазерной плазме ионов одной и той же зарядности. В результате проведенных исследований был создан лазерный источник [16], основанный на CO_2 -лазере с ультрафиолетовой преионизацией, имеющий выходную энергию 10 Дж при частоте повторения 1 Гц. В экспериментах с CO_2 -лазером на синхрофазотроне были впервые ускорены ядра лития и магния, а также в 100 раз была увеличена рабочая интенсивность пучков ядер углерода. Последняя достигла значения, которое планировалось при условии создания специального дорогостоящего ускорителя — бустера синхрофазотрона.

Однако получение полностью ионизованных ядер еще не решает проблемы ускорения тяжелых ядер на обычных синхрофазотронах. Главная проблема — получение значительно более глубокого вакуума в камере ускорителя. Уже при ускорении ядер магния на синхрофазотроне потери интенсивности при перезарядке ядер (подхват электронов) оказываются недопустимо большими. Для улучшения вакуума в камеру синхрофазотрона вводят поверхности, охлаждаемые жидким гелием — создается так называемая криооткачка. Завершение систем криооткачки позволит увеличить интенсивность пучков ядер магния в 1000 раз и продвинуться до середины периодической системы по массам ускоряемых ядер. Существующие в настоящее время на синхрофазотроне пучки перечислены в таблице.

Выводимые из ускорителя частицы	Энергия, ГэВ	Интенсивность, имп. ⁻¹		Выводимые из ускорителя частицы	Энергия, ГэВ	Интенсивность, имп. ⁻¹	
		1980 г.	1984 г.			1980 г.	1984 г.
p	9	$4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$	${}^7\text{Li}^{3+}$	23,9	—	$2 \cdot 10^9$
d	8,2	$4 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	${}^{12}\text{C}^{6+}$	49,2	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^8$
d↑	8,2	—	$5 \cdot 10^8$	${}^{16}\text{O}^{8+}$	65,6	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^7$
n	4,1	10^9	10^{10}	${}^{19}\text{F}^{9+}$	73,1	—	$1,5 \cdot 10^7$
${}^3\text{He}^{2+}$	17,2	—	$2 \cdot 10^{10}$	${}^{22}\text{Ne}^{10+}$	81,0	—	10^4
${}^4\text{He}^{2+}$	16,4	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$	${}^{24}\text{Mg}^{12+}$	98,4	—	10^5
${}^6\text{Li}^{3+}$	24,6	—	$1,5 \cdot 10^8$	${}^{28}\text{Si}^{14+}$	114,8	—	$\sim 10^3$

Важно подчеркнуть, что развитие ускорительного комплекса синхрофазотрона как уникального центра по исследованиям в области релятивистской ядерной физики потребовало создания больших и сложных систем медленного вывода (за время порядка 1 с) ускоренных пучков ядер с коэффициентом вывода выше 90%. Для эффективного использования пучков построен большой экспериментальный зал, размеры которого позволяют сооружать экспериментальные установки протяженностью до 70 м. Планировка и инженерное обеспечение зала позволяют вести несколько экспериментов одновременно. Физические установки, расположенные в зале, могут быть подсоединены с помощью линии связи к вычислительному центру лаборатории, оснащенной ЭВМ ЕС-1040 и ЕС-1055 (см. рис. 2). Созданная система каналов определяется возможностью организации их одновременной и независимой работы. В каждом из каналов можно менять импульс и сорт частиц. Для отклонения пучка в боковые каналы установлены магниты, головные части боковых каналов окружены бетонной защитой, обеспечивающей радиационную безопасность работающего в зале персонала. В конце центрального канала смонтирована ловушка, рассчитанная на гашение полной интенсивности.

Второе направление выведенного из синхрофазотрона пучка было предназначено в основном для обеспечения работы пузырьковых камер (длительностью вывода 0,7 мс). В настоящее время начата реализация второго направления мед-

ленного вывода. Его характеристики таковы:

Энергия протонов, ГэВ	1,3 – 8,1	Длительность вывода, с	$10^{-3} - 1$
Энергия ядер, ГэВ/нуклон	0,5 – 3,6	Коэффициент вывода, %	50

Размеры пучка на внешней мишени от 20×20 м до 160×160 мм. Комплекс второго медленного вывода имеет энергию ниже границы деконфайнмента и предназначена для ядерных исследований.

Модификация синхрофазотрона позволила вывести этот ускоритель на ведущее в мире положение как ускорителя релятивистских ядер. Параметры пучков релятивистских ядер будут постоянно улучшаться. В ЛВЭ ОИЯИ разработана следующая программа. В течение ближайших четырех-пяти лет будут максимально использоваться пучки релятивистских ядер синхрофазотрона рекордных энергий (до 5 А ГэВ). Область энергий выше 3,5 А ГэВ (определяемая критерием $b_{III} > 5$) пока не достигнута в других ускорительных центрах. Планируемое ускорение легких ядер в западных ускорительных центрах до энергий выше 5 А ГэВ не приведет к потере Дубной конкурентоспособности в исследованиях по релятивистской ядерной физике, так как при энергии выше 5 А ГэВ сечения процессов (согласно изложенным выше результатам) выходят на асимптотический режим и являются очень слабо.

Как уже говорилось, основные выводы об атомных ядрах как кварк-глюонных системах были получены на синхрофазотроне в Дубне, а на других крупных ускорителях мира они пока лишь нашли подтверждение.

По-видимому, оптимальной областью энергий релятивистских ядерных столкновений для изучения кварковой материи и хромодинамики больших расстояний является область (4–8) А ГэВ. В ЛВЭ ОИЯИ планируется в качестве дальнейшего развития ускорительного комплекса создание специализированного ускорителя релятивистских ядер – “Нуклотрона” [17] на энергию (6–7) А ГэВ. В “Нуклотроне” кольцевой магнит заменен сверхпроводящей системой типа “Дубна” с использованием существующей площадки, сооружений, экспериментальных залов, комплекса медленного вывода и др. Магнитные системы типа “Дубна” реализуют идею использования больших плотностей тока в сверхпроводниках для миниатюризации поперечного сечения ускорителя. Исследование этих систем и создание модельного сверхпроводящего синхротрона СПИН [18] позволило решить практически все технологические задачи, связанные с созданием таких систем, и показало большую экономическую целесообразность создания ускорителей, основанных на этом принципе. Достигнутый в камерах магнитных систем “Дубна” вакуум в 10^6 раз лучше, чем в синхрофазотроне, что позволит ускорять любые ионы.

Таким образом, исследование релятивистских ядерных столкновений открыло принципиально новый подход к структуре атомных ядер и показало границы применимости протон-нейтронной модели ядра. Стало очевидным, что изучение кварковых степеней свободы атомных ядер и ядерных реакций составляет главную перспективу фундаментальных исследований в ядерной физике. Проблематика этой области физики очень широка, затрагивает фундаментальные проблемы как квантовой теории поля, хромодинамики, так и физики ядра. Можно уверенно прогнозировать на длительное время бурное развитие релятивистской ядерной физики как крупного раздела физики микромира.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А.М. – Природа, 1976, № 10, с. 46–58.
2. Шехтер В.М. – Там же, 1980, № 2, с. 53–69.
3. Ставинский В.С. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949–995.
4. Балдин А.М. Сообщение ОИЯИ P7-5808. Дубна, 1971. 16 с.
5. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1971, т. 2, вып. 1, с. 5–32.

6. Савин И.А. — В кн.: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1982). ОИЯИ Д12-81-728, с. 223—237.
7. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H. e.a. — Phys. Lett., 1983, vol. 123B, p. 275—278.
8. Балдин А.М. — Докл. АН СССР, 1975, т. 22, № 5, с. 1064—1067.
9. Baldin A.M., Ghirdanescu N., Stavinsky V.S. — In: Proc. of the Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei (Trieste, 1974). Bologna, 1975, p. 171—182.
10. Baldin A.M. — In: Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1979, p. 455—464.
11. Schroeder L.S., Chessin S.A., Geaga J.C. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 43, N 24, p. 1787—1791.
12. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1984, № 3, с. 5—16.
13. Донец Е.Д. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1982, т. 13, вып. 5, с. 941—982.
14. Вадеев В.П., Донец Е.Д., Дудников В.Г. и др. Сообщение ОИЯИ P7-10823, Дубна, 1977. 19 с.
15. Ананьин О.В., Балдин А.М., Безногих Ю.Д. и др. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 7, с. 1547—1549.
16. Безногих Ю.Д., Говоров А.И., Зиновьев Л.П. и др. Сообщение ОИЯИ P9-84-246, Дубна, 1984. 3 с.
17. Алексеев В.П., Балдин А.М., Безногих Ю.Д. и др. Сообщение ОИЯИ 9-7148. Дубна, 1973. 57 с.; Балдин А.М., Васлишин Б.В., Дьячков Е.И. и др. — В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т.2. М.: Наука, 1975, с. 4—8.
18. Шелаев И.А., Аверичев С.А., Аксенов В.Г. и др. Препринт ОИЯИ P9-83-582. Дубна, 1983. 8 с.

УДК 539.126

КЛАСТЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАССЕЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

*Л.С. Ажгирей, д-р физ.-мат. наук,
Б. Словински, д-р физ.-мат. наук (ПНР)*

В последние годы релятивистская ядерная физика переживает этап исключительно бурного развития. Достижения в области экспериментальной техники, в особенности ускорение атомных ядер до релятивистских энергий, получение электронных, мюонных и нейтринных пучков больших энергий и интенсивности, возможность достаточно точно измерять большие переданные импульсы, наблюдение и измерение характеристик множественного, в том числе струйного, образования частиц при высоких энергиях, — все это сделало реальным вопрос об исследовании субдронных структур мезонов и нуклонов, а также атомных ядер. Сформировались основы теоретического описания наблюдаемых явлений: квантовая хромодинамика, несмотря на существующие еще серьезные трудности, претендует на количественное объяснение всей совокупности известных фактов, относящихся к взаимодействиям адронов и свойствам ядерной материи. Продолжаются интенсивные поиски проявления кварковой структуры адронов и атомных ядер в лептонных и адронных взаимодействиях. Ищут кварки и в свободном виде: в экспериментах на ускорителях, в космических лучах и в обычном веществе (так называемая кварковая химия). Эти поиски существенно затрудняет недостаточность наших знаний о характерных признаках искомых

объектов. Не известно, например, какова масса свободных кварков и кварковых мешков, каким образом проявляют себя цветные силы. Нет также, несмотря на достигнутый в последнее время заметный прогресс в этой области, установившихся критериев наблюдения фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную хромоплазму либо применения кварковой фазы в гетерофазном состоянии. Поэтому для обнаружения внутренней структуры адронов в адронных взаимодействиях весьма актуален подход, состоящий в детальном исследовании этих взаимодействий, в первую очередь, без привлечения представлений о кварках. При этом разница между экспериментальными данными и результатами такого "классического" анализа могла бы свидетельствовать о проявлении внутренних степеней свободы взаимодействующих частиц [1]. Вместе с тем усилия физиков концентрируются на изучении явлений, которые при взаимодействии адронов с адронами как квазичастицами ядерной материи либо совсем не должны иметь места, либо происходить при достигнутых экспериментальных условиях с весьма небольшой вероятностью. Пионерской в этом отношении оказалась идея так называемого кумулятивного эффекта [2]. Однако как в первом, так и во втором случае задача сильно осложняется ограниченностью существующих моделей и наличием фоновых явлений. К последним в случае адрон (ядро)-ядерных столкновений относятся, в частности, фермидвижение внутриядерных нуклонов, вторичные взаимодействия, а также релятивистские эффекты.

Наряду с постановкой новых экспериментов идет пересмотр ранее полученной экспериментальной информации. В настоящее время, когда достаточно четко виден круг проблем и сопутствующих им трудностей в этой области, можно должным образом оценить значимость тех первых экспериментальных работ, в которых наблюдались явления, привлекающие ныне всеобщий интерес.

Еще в 1959 г. М.Г. Мещеряков с сотрудниками выполнил на 6-метровом синхроциклотроне эксперимент, в котором при помощи магнитного спектрометра с телескопом из сцинтилляционных счетчиков изучались энергетические спектры протонов с энергией 100–700 МэВ, испускаемых под углами 7; 12,2; 18, 24 и 30° из ядер бериллия, углерода, меди и урана под действием протонов с энергией 660 МэВ [3].

Анализ экспериментальных данных, проведенный на основе импульсного приближения с учетом релятивистской кинематики, показал, что лучшей параметризацией импульсного распределения внутриядерных нуклонов ядер бериллия и углерода является гауссова функция, имеющая значение $1/e$ при энергии около 20 МэВ, или суперпозиция двух гауссовых функций, которая лучше учитывает высокоимпульсную часть распределения нуклонов в ядре.

Авторы получили данные, позволяющие оценить импульсное распределение периферических нуклонов и в более тяжелых ядрах — меди и урана. Анализ этих результатов привел к заключению, которое, как оказалось впоследствии, можно отнести ко многим более поздним аналогичным исследованиям. Суть его заключается в том, что для интерпретации высокоимпульсной части экспериментального распределения

квазиупруго рассеянных адронов необходимо учитывать рассеяние адронов на коррелированных двуноуклонных группах и, возможно, на более тяжелых внутриядерных кластерах.

Результаты, относящиеся к фермиевскому движению внутриядерных нуклонов, послужили для обоснования модели внутриядерного каскада, различные варианты которой очень часто применяются при анализе экспериментальных данных. Позднее, когда исследование взаимодействий релятивистских частиц и ядер с атомными ядрами стало уникальным источником сведений о процессах, протекающих с участием короткоживущих частиц, и о специфических локальных свойствах ядерной материи [2], степень надежности знаний о движении внутриядерных нуклонов как "классического фона" явилась фактором, определяющим корректность этих исследований.

В 1957–1958 гг. был выполнен ряд экспериментов, в которых измерялись энергетические спектры π^+ - и π^- -мезонов, испускаемых под углом 56° к пучку первичных протонов с энергией 670 МэВ [4].

Это значение угла в лабораторной системе координат соответствовало углу 90° в системе центра масс нуклон–нуклон. Мишенью были ядра углерода. Полученные авторами энергетические распределения заряженных пионов простирались до энергии 400 МэВ, и не исключалась возможность того, что верхняя граница энергии этих частиц достигает 470 МэВ, как в случае реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + {}^{13}\text{C}$. Был сделан вывод о том, что для объяснения наблюдаемой высокоэнергетической части спектров в рамках нуклон–нуклонных внутриядерных столкновений требуется допустить существование внутри ядра углерода нуклонов, обладающих импульсом не менее 350 МэВ/с. Это значение импульса внутриядерного нуклона в ядре углерода более чем на 100 МэВ/с превышает граничное значение, даваемое моделью ферми-газа невзаимодействующих нуклонов.

Более 10 лет спустя такого рода эмиссия частиц в адрон–ядерных взаимодействиях, когда частицы испускаются вне области, соответствующей кинематике адрон–нуклонных столкновений, вызвала всеобщий интерес в связи с возможностью изучать подобным образом локальные свойства ядерной материи [2].

Однако вопрос о том, при каких условиях можно достаточно убедительно говорить о проявлении нетривиальных, с точки зрения ядерной физики, свойств атомных ядер, оказался более сложным, чем предполагалось вначале. В рамках некоторых модельных подходов было показано, например, что для того чтобы вторичная частица, образованная в адрон–ядерных столкновениях, была испущена вне кинематической области, разрешенной для свободных адрон–нуклонных столкновений при той же энергии и значениях масштабной переменной, меньших 2, нет необходимости привлекать новые представления о природе взаимодействия [5]. Не лишены недостатков и другие критерии, скорее всего качественного характера, например, чтобы передаваемый импульс был не меньше 1 ГэВ/с или чтобы эффективная масса мишени была больше массы покоя нуклона и т.п.

Наиболее аргументированным теоретически и экспериментально является предложенное недавно А.М. Балдиным и сотрудниками [6] условие, при выполнении которого можно считать, что адроны, в том чис-

ле и внутриядерные нуклоны, утрачивают свою индивидуальность, т.е. уже перестают играть роль квазичастиц ядерной материи. Согласно этому условию необходимо, чтоб квадрат передаваемой вторичной частице четырехскорости был не меньше 5. В эксперименте [4] значение этой величины, соответствующее высокоэнергетической части спектров пионов, испускаемых в области фрагментации ядра-мишени, превышало 5. Таким образом, уже в 1957 г. наблюдался качественно новый тип явлений, изучение которых стало основным содержанием современной релятивистской ядерной физики. Этому выводу не противоречит тот факт, что начальная энергия протонов, инициирующих взаимодействие, далека от энергии предельной фрагментации ядер (около 4 ГэВ). Как показал анализ процессов e^-e^+ -аннигиляции в адроны, кварковые степени свободы проявляются уже при энергии около 0,6 ГэВ [7].

Большое значение имело открытие в 1957 г. М.Г. Мещеряковым и сотрудниками явления прямого выбивания дейтронов из атомных ядер протонами с энергией 675 МэВ [8]. В этом эксперименте пучок протонов, полученный на синхротронном ускорителе ОИЯИ, падал поочередно на мишени из воды, тяжелой воды, лития, бериллия, углерода.

Системой коллиматоров выделялись испускаемые под углом $7,6^\circ$ вторичные частицы (в основном протоны). При облучении всех указанных мишеней наблюдались пики от дейтронов с импульсом около 1600 МэВ/с, что примерно на 300 МэВ/с превышало импульс дифракционно рассеянных протонов. Анализ экспериментальных данных показал, что регистрируемые аппаратурой дейтроны не могли образоваться ни в результате реакции подхвата нейтронов из ядер падающими протонами, ни в столкновениях первичных протонов с нейтронами ядра мишени. Была также отвергнута возможность возникновения этих дейтронов в более сложных процессах каскадного типа.

Авторы обнаружили, что пики в измеренных ими импульсных спектрах дейтронов значительно шире, чем пик, наблюдаемый в упругом pd -рассеянии. В предположении, что это уширение обусловлено в основном распределением по импульсам квазидейтронных кластеров в ядрах, были получены оценки средней энергии движения этих кластеров в ядрах лития, бериллия, углерода и кислорода (8, 11, 14 и 14 МэВ соответственно), а по сдвигу этих пиков относительно дейтронного пика от pd -рассеяния — оценки энергии связи квазидейтронных групп в исследованных ядрах (соответственно 9,5; 16,7; 25,2; 20,7 МэВ). Было также оценено полное сечение выбивания дейтронов из ядер. В дальнейшем были измерены дифференциальные сечения выбивания дейтронов под разными углами в интервале $6,5-16^\circ$ и изучена зависимость этого сечения от атомного номера ядра-мишени. Таким образом, был дан первый достаточно полный количественный экспериментальный анализ обнаруженного явления и, следовательно, явления кластеризации ядерной материи.

В 1967 г. группой Палевского [9] был выполнен на брукхайвенском космотроне аналогичный эксперимент, в котором при помощи магнитного спектрометра исследовалась реакция $p + (A, Z) \rightarrow d + p + (A - 2, Z - 1)$ на ядрах гелия, лития, углерода, кислорода и свинца при импульсе первичных протонов 1,7 ГэВ/с. Испускание дейтронов наблюдалось под углами 5, 10 и 15° . Авторы получили также оценку средней кинетической энергии двунуклонных кластеров в изученных ядерных мишенях, которая полностью согласовалась с более ранними результатами ОИЯИ.

Открытие явления прямого выбивания дейтронов высокоэнергетическими протонами из атомных ядер существенно стимулировало интерес к исследованию структуры атомных ядер. Вслед за указанными экспериментами Д.И. Блохинцев [10] выдвинул концепцию о существовании флуктуаций плотности ядерного вещества, которой суждено было возродиться в виде так называемой флуктонной модели ядра при объяснении жесткой части импульсных спектров пионов, образованных в кумулятивной области в протон-ядерных соударениях при энергиях несколько гигаэлектрон-вольт. Следует также отметить, что обнаруженный эффект впервые указал на реальную возможность экспериментального исследования взаимодействия одновременно трех адронов на малых расстояниях.

Данные М.Г. Мещерякова и сотрудников вновь обратили на себя внимание в начале 70-х годов, когда появились пучки легких релятивистских ядер, а также в связи с изучением кумулятивного эффекта [2].

Дальнейшие работы, выполненные на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ, имели своей целью подробное и систематическое изучение инклюзивных спектров быстрых дейтронов и протонов, испускаемых в столкновениях дейтронов и протонов с различными мишенями (ядра водорода, дейтерия, углерода, алюминия и висмута), при значениях импульса падающих частиц 4,3; 6,3; 8,9 ГэВ/с [11–14]. Хорошее импульсное разрешение спектрометра ($\Delta p/p \approx \pm 0,25\%$) и большое количество накопленных экспериментальных данных позволили проследить детали структуры высокоимпульсной части спектра вторичных протонов и дейтронов в интервале квадратов переданных импульсов $0,2 \leq |t| \leq 0,8$ (ГэВ/с)².

Для анализа полученной информации привлекалась модель многократного дифракционного рассеяния. Дело в том, что по мере перехода от промежуточных энергий к высоким адрон-нуклонное рассеяние приобретает все более дифракционный характер и угловые распределения рассеянных частиц характеризуются резко выраженным максимумом в направлении вперед. Поэтому при прохождении адрона через ядро вероятность его рассеяния на заданный угол более чем на одном нуклоне может стать сравнимой (или даже большей) с вероятностью рассеяния на тот же угол только на одном нуклоне. Общая теория ядерных реакций в дифракционном приближении с учетом кратных адрон-нуклонных рассеяний была разработана Глаубером [15] и А.Г. Ситенко [16].

Применение такого, скорее классического, подхода продиктовано тем обстоятельством, что для изучения тонких эффектов, связанных с проявлением внутренних степеней свободы адронов в ядрах, в первую очередь необходимо иметь достаточно полное представление о ядре как многонуклонной системе. Это особенно важно для промежуточного интервала значений передаваемой четырехскорости, в котором наряду с адрон-ядерным взаимодействием на уровне квазичастиц могут проявляться и кварковые эффекты.

Рассмотрим процесс квазиупругого рассеяния простейших ядер (дейтронов) на дейтронах (рис. 1).

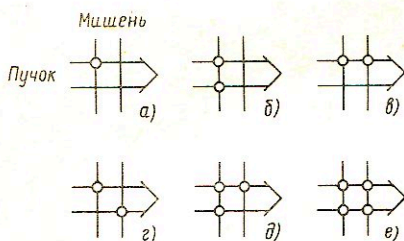


Рис. 1. Схематическое представление процессов кратных нуклон-нуклонных соударений, приводящих к квазиупругому (с развалом дейтрона-мишени) дейтрон-дейтронному рассеянию

Здесь линии соответствуют нуклонам, а кружки на пересечении линий — нуклон-нуклонным столкновениям. Число кружков на каждой диаграмме характеризует кратность соударений — от единицы до четырех. Из рис. 1, в частности, видно, что в квазиупругом дейтрон-дейтронном рассеянии возможны двукратные нуклон-нуклонные столкновения разного типа: один из нуклонов налетающего дейтрона рассеивается последовательно на обоих нуклонах дейтрона мишени (рис. 1, в); оба налетающих нуклона рассеиваются на одном и том же нуклоне дейтрона мишени (рис. 1, б); оба налетающих нуклона одновременно рассеиваются на разных нуклонах дейтрона мишени (рис. 1, г).

Оказывается, что дейтроны, испытавшие квазиупругое рассеяние на дейтронах вследствие нуклон-нуклонных соударений разной кратности, имеют импульсные распределения с максимумами при различных значениях потери импульса. Так, если потерю импульса в рассеянии, обусловленном однократным столкновением (рис. 1, а), обозначить Δ , то к такой же потере импульса приведет и диаграмма, изображенная на рис. 1, б; в случае трехкратных соударений (рис. 1, д) потеря импульса составит $5\Delta/8$, а диаграммам, приведенным на рис. 1, в, г, е, будет соответствовать потеря импульса $\Delta/2$. Поэтому исследование высокоимпульсных частей спектров дейтронов, квазиупруго рассеянных на дейтронах на малые углы, представляет собой спектроскопию кратных нуклон-нуклонных перерассеяний.

Измеренные высокоимпульсные части спектров дейтронов от дейтрон-дейтронных столкновений показаны на рис. 2 [11]. Исследованные области потерь импульсов соответствуют упругому и квазиупругому рассеяниям. В случае рассеяния дейтронов с импульсом 4,3 ГэВ/с в спектре виден пик, на правом склоне пика заметен прилив. Он указывает на наличие второго слабого пика, положение которого соответствует примерно вдвое меньшей потере импульса налетающим дейтроном. При $p_0 = 6,3$ ГэВ/с и $p_0 = 8,9$ ГэВ/с эти пики хорошо разделяются и становятся сравнимыми по величине. Во всех спектрах положение левых пиков соответствует квазиупругому рассеянию дейтронов на нуклонах, а положение пиков при больших значениях импульса — упругому рассеянию дейтронов на дейтронах.

Обнаруженная структура высокоимпульсных частей спектров упруго и квазиупруго рассеянных дейтронов анализировалась [11, 12] в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния. В этой модели амплитуда дейтрон-дейтронного рассеяния выражается через форм-фактор дейтрона, характеризующий его "радиус", и амплитуду упругого нуклон-нуклонного рассеяния в виде суммы членов, отвечающих столкновениям нуклонов различной кратности. Амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния параметризовалась, как обычно, в виде $f(q) = [k\sigma(i + \rho)/4\pi] \exp(-\beta q^2/2)$, где q — переданный импульс; k — импульс налетающего нуклона; $\rho = \text{Re} f(0)/\text{Im} f(0)$; β — параметр наклона кри-

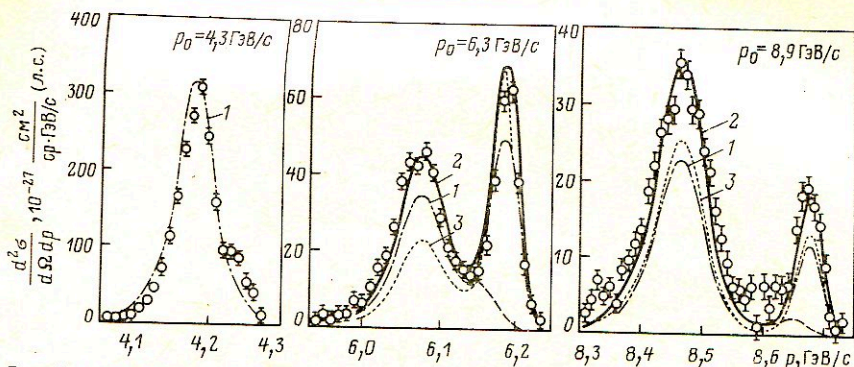


Рис. 2. Импульсные спектры дейтронов, зарегистрированных под углом 103 мрад ($5,9^\circ$) в дейтрон-дейтронных взаимодействиях при импульсах $4,3$; $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с: цифрами отмечены варианты расчетов, выполненных в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния; штриховыми кривыми показаны вычисленные вклады от квазиупругого рассеяния в области пиков, кинематически отвечающих упругому рассеянию дейтронов на дейтронах

вой дифференциального сечения упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Варианты расчетов, отмеченные цифрами на рис. 2, различались значениями β и ρ . Видно, что результаты расчетов без каких-либо дополнительных предположений качественно воспроизводят основные особенности измеренных распределений дейтронов, и поэтому обнаруженную структуру естественно интерпретировать как проявление кратных нуклон-нуклонных соударений.

Результаты расчетов зависят от использованных значений параметра наклона дифференциального сечения упругого нуклон-нуклонного рассеяния — для вариантов 1 и 2 значения β различались примерно на 20% при $\rho_0 = 6,3$ ГэВ/с и на 15% при $\rho_0 = 8,9$ ГэВ/с. Отметим также довольно высокую чувствительность результатов вычислений к значению отношения реальной и мнимой частей амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния вперед (так, для вариантов 2 и 3 значения ρ составляли — 0,43 и 0 соответственно). Вследствие такой чувствительности рассеяние дейтронов на дейтронах может служить новым независимым способом определения абсолютного значения ρ . Предлагаемый метод основан на том, что дифференциальное сечение процесса $dd \rightarrow dnp$ выражается в виде суммы вкладов, отвечающих различным кратностям рассеяния m и интерференционных членов, с множителями типа $(1 + \rho^2)^m$ [12]. Традиционным способом определения отношения ρ является анализ данных по рассеянию протонов на протонах в области интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий.

В описываемых экспериментах, проводившихся на синхрофазотроне ОИЯИ, измерения спектров вторичных дейтронов, образующихся под углом 103 мрад ($5,9^\circ$) во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода, дейтерия и углерода при $\rho_0 = 8,9$ ГэВ/с, охватывали также и области спектров, в которые попадали вторичные дейтроны, испытавшие большую потерю импульса, порядка 1 ГэВ/с и более. Оказалось, что слабо-

связанная ядерная система дейтрона с довольно большой вероятностью теряет значительный импульс и при этом не разваливается на отдельные нуклоны. Для объяснения этих результатов по глубоконеупругому рассеянию релятивистских дейтронов на протонах помимо вклада резонансного механизма этого процесса, когда в результате многократного рассеяния кварков сталкивающихся частиц в мишени-протоне возбуждаются нуклонные резонансы, пришлось рассмотреть также и нерезонансный кварк-партонный механизм взаимодействия, описывающий упругое рассеяние налетающей частицы на кварках мишени. В этих расчетах было показано, что учет 5%-ной примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона приводит к улучшению описания экспериментальных данных по глубоконеупругому дейтрон-протонному рассеянию [17].

Интересной особенностью, отличающей рассеяние дейтронов на дейтронах от протон-дейтронного рассеяния в области $|t| = 0,6 \div 1,5$ (ГэВ/с)², является то, что, хотя дейтрон представляет собой довольно рыхлую систему, при определенных условиях упругое рассеяние в случае бомбардировки дейтронов дейтронами оказывается относительно более вероятным, чем в случае бомбардировки дейтронов протонами. Это обусловлено возможностью реализации при дейтрон-дейтронном рассеянии двукратных соударений такого типа, когда оба налетающих на дейтрон нуклона одновременно рассеиваются на разных нуклонах мишени (см. рис. 1, 2); такой механизм упругого рассеяния допускает возможность достаточно больших передач импульса обоим нуклонам дейтрона при слабом возмущении их внутриядерного относительного движения. Можно предположить, что существование кратных соударений такого типа должно приводить к обогащению верхних участков спектров дейтронов и в случае дейтрон-ядерного рассеяния из-за рассеяния дейтронов на группах нуклонов внутри ядра.

Высокоимпульсные части спектров дейтронов от их рассеяния на ядрах углерода приведены на рис. 3 [14]. Видно, что максимумы спектров заметно сдвинуты к верхним границам относительно положений пиков, соответствующих упругому дейтрон-протонному рассеянию, и что имеется большое расхождение с экспериментальными данными (особенно в области малых потерь импульса) расчетов, выполненных в предположении, что выбиваемые из ядра налетающим дейтроном нуклоны никак не коррелированы и не взаимодействуют в конечном состоянии между собой.

Наблюдаемые импульсные распределения рассеянных дейтронов удастся лучше воспроизвести на основе предположения, что часть нуклонов, выбитых дейтронами из ядра, вылетает в связанном состоянии в виде ядер дейтерия, трития и т.п. (см. рис. 3, сплошные кривые). [Отметим, что экспериментальные данные в случае рассеяния дейтронов на более тяжелых ядрах (алюминий, висмут) описываются менее удовлетворительно, и окончательная интерпретация этих результатов требует дальнейшего развития теоретических представлений о взаимодействии много-нуклонных систем.]

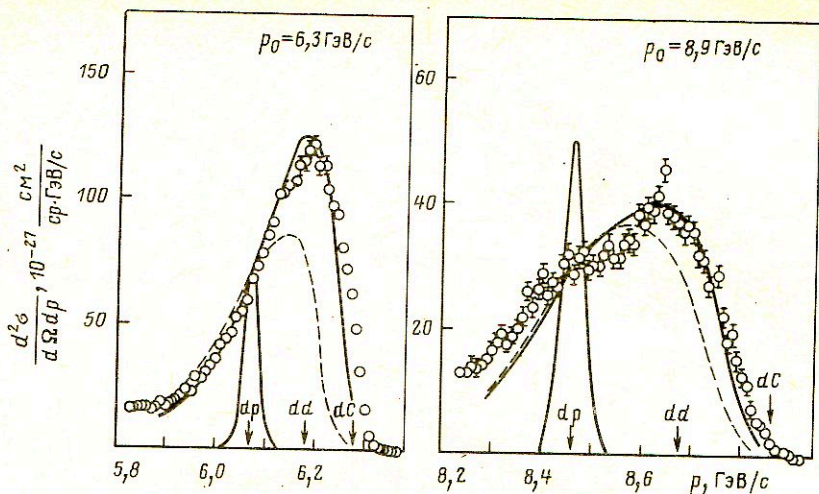


Рис. 3. Спектры дейтронов, испущенных под углом 103 мрад в соударениях дейтронов с ядрами углерода при $p_0 = 6,3$ ГэВ/с и $p_0 = 8,9$ ГэВ/с:

стрелками указаны значения импульсов, соответствующие упругому рассеянию дейтронов на ядрах водорода, дейтерия и углерода; кривыми показаны результаты расчетов в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния без учета (штриховые кривые) и с учетом (сплошные кривые) предположения, что часть нуклонов, выбитых дейтронами из ядра, испускается в связанном состоянии

Некоторое превышение экспериментально наблюдаемой высокоимпульсной части вторичных дейтронов из реакции $d + C \rightarrow d + X$ при импульсах 6,3 и 8,9 ГэВ/с над результатами теоретического анализа можно надеяться компенсировать как подбором более точных ядерных моделей и способов учета релятивистских эффектов, так и введением предположения о наличии внутри ядра-мишени шестикварковых примесей [1]. Последнее предположение не противоречит ряду других, появившихся недавно экспериментальных данных и, в принципе, реально по критерию передачи четырехскорости. Тем не менее окончательный вывод по данному вопросу можно будет сделать на основании более богатой, чем инклюзивные спектры, экспериментальной информации. В частности, следует считать перспективными в этой связи корреляционные эксперименты, в которых наряду с импульсными распределениями релятивистских частиц, испускаемых вперед, измеряются кинематические характеристики более медленных сопутствующих адронов, испускаемых в широком интервале углов относительно пучка первичных частиц.

В настоящее время создается, в том числе и в ОИЯИ, ряд установок для таких экспериментов. Можно надеяться, что с их помощью будет внесена определенная ясность в затрагиваемую здесь проблематику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мещеряков М.Г. — В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. VI Междунар. семинар по проблемам физики высоких энергий. Препринт Д1, 2-81-728. Дубна, 1981, с. 260–275.
2. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике, 1971, № 1, с. 35–39.
3. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1959, т. 36, с. 1631–1649.
4. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. — Там же, 1958, т. 34, с. 1357–1366.
5. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, т. 15, вып. 6, с. 1249–1295.
6. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. Препринт ОИЯИ 1-84-185. Дубна, 1984. 7 с.
7. Радюшкин А.В., Слепченко Л.А. — В кн.: XV Междунар. школа молодых ученых по физике высоких энергий. Препринт Д2, 4-83-179. Дубна, 1983, с. 406–455; Eidelman S., Kurdadze L., Vainstein A. — Phys. Lett. B, 1979, vol. 82, p. 278–280.
8. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 33, с. 1185–1195.
9. Sutter K.J., Friedes J.L., Palevsky H. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1967, vol. 19, p. 1189–1191.
10. Блохинцев Д.И. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 33, с. 1295–1299.
11. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V. e.a. — Nucl. Phys., 1978, vol. A305, p. 397–403.
12. Azhgirey L.S., Razin S.V., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V. — Preprint JINR E2-12683. Дубна, 1979. 18 p.
13. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1027–1038.
14. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н. и др. — Там же, 1979, т. 30, с. 1578–1589.
15. Glauber R.J. — In: Lectures in Theoretical Physics. Vol. 1/Ed. W.E. Brittin and L.G. Dunham. N.Y.: Interscience, 1959, p. 315–414.
16. Ситенко А.Г. — Укр. физ. журн., 1959, т. 4, с. 152–160.
17. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. Препринт ОИЯИ P2-84-95. Дубна, 1984. 16 с.

СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

*Г.Н. Флеров, академик, Г.М. Тер-Акопян, д-р физ.-мат. наук,
С.Н. Дмитриев, канд. хим. наук*

Химические элементы, составляющие многообразие окружающего нас мира, с глубокой древности привлекали внимание людей, их изучение стало впоследствии одним из главных направлений научного исследования природы человеком. О росте числа известных химических элементов в шкале исторического времени говорит рис. 1, на котором показана также связь этого процесса с некоторыми этапами развития науки и техники. Еще совсем недавно, в начале нашего столетия, закончилось заполнение всех клеток Периодической системы Д.И. Менделеева, принадлежащих стабильным химическим элементам. Событием, оказавшим глубокое влияние на развитие науки и техники нашего столетия, явилось открытие полония и радия, сделанной в конце XIX в. Марией и Пьером Кюри. С этого открытия, как известно, началась история ряда научных направлений (ядерной физики, радиохимии и др.). В области исследования химических элементов оно положило начало получению и изучению свойств радиоактивных нуклидов и в конечном счете выдвинуло задачу изучения пределов стабильности заурановых химических элементов, решение которой имеет принципиальное и практическое значение.

Первый трансурановый элемент (нептуний) был синтезирован в реакции захвата нейтрона ядрами урана. Затем последовательно в различных реакциях, протекающих в потоках легких бомбардирующих частиц (нейтронов, дейтронов, ядер гелия), были получены другие трансурановые элементы до менделевия — элемента с атомным номером 101. Получение этих элементов не оставило надежды на возможность их обнаружения в природе, так как их время жизни оказалось существенно меньше возраста Солнечной системы (4,6 млрд. лет). Эти исключительно тонкие эксперименты, ныне ставшие классическими, были выполнены в 40–50-х годах группой американских физиков и химиков под руководством Сиборга.

Синтезом менделевия закончился первый этап исследования трансурановых элементов. Дальнейшие эксперименты в этой области проводились на пучках тяжелых ионов. В 60-х годах в Дубне на циклотроне тяжелых ионов У-300 последовательно был осуществлен синтез элементов с атомными номерами 102, 103, 104 и 105 [1]. Мы назвали курчатовием 104-й элемент в честь И.В. Курчатова, выдающегося ученого современности, классические работы которого стали фундаментом таких актуальных направлений ядерной физики, как изомерия ядер, нейтронная физика, физика деления и т.д.

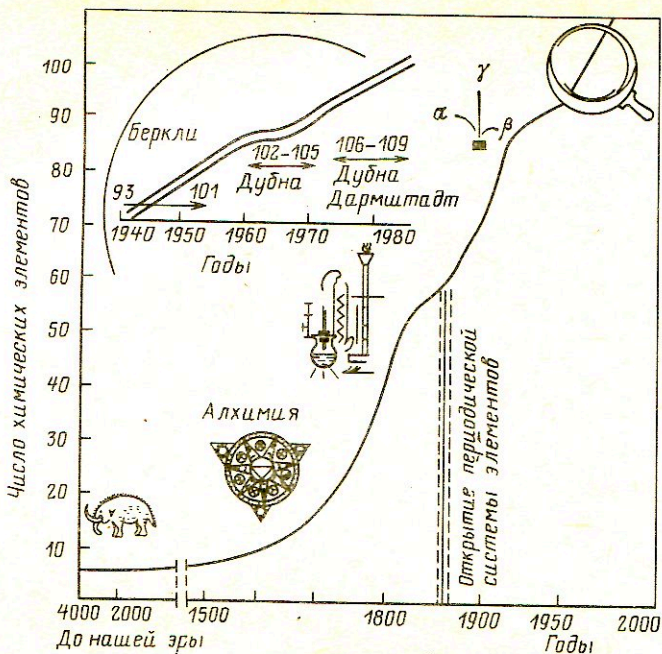


Рис. 1

Курчатовий — первый из трансурановых элементов, не принадлежащий к химической группе актиноидов. Его химическое подобие ближайшему легкому гомологу — гафнию было доказано в экспериментах, проведенных в Дубне интернациональным коллективом химиков во главе с чл.-кор. АН ЧССР Зварой [2]. Аналогичным методом была осуществлена и химическая идентификация 105-го элемента — нильсбория [3].

Синтез элементов 102–105 позволил получить существенные результаты, на основании которых впервые представилась возможность делать выводы о пределах стабильности тяжелых атомных ядер. Наиболее важной в этом отношении была информация о спонтанном делении трансурановых нуклидов. Спонтанное деление было открыто одним из авторов этой статьи (Г.Н. Флеровым) вместе с К.А. Петряком в 1940 г. Оно наблюдалось как редкая ветвь радиоактивного распада ядер урана. Уран оказался единственным природным элементом, который испытывает этот вид радиоактивного распада. Трактовка этого явления на основе капельной модели, предложенная Н. Бором и Уилером и Я.И. Френкелем, дала веские основания для предложения, что периоды полураспада ядер должны неуклонно уменьшаться по мере возрастания атомного номера. Согласно этой модели вряд ли можно было надеяться на получение атомов с $Z > 100$, имеющих время жизни, достаточное для их наблюдения.

Однако результаты, полученные в Дубне, опровергли эти пессимистические выводы. Атомы курчатова, нильсбория и других тяжелых элементов имели достаточно большое время жизни, а зависимость их периодов полураспада от числа нейтронов в ядре свидетельствовало о сильном влиянии эффектов нейтронных оболочек на высоту потенциального барьера, препятствующего делению. Сильное влияние эффектов оболочек на высоту и форму барьера деления ярко отразилось

в факте существования спонтанно деформирующихся изомеров, которые были открыты в Дубне в процессе экспериментов по синтезу курчатовия [4]. На основании данных, полученных при изучении этого принципиально нового вида изомерии, Г.Н. Флеров и О. Бор предположили [5], что он связан с образованием метастабильного состояния, в котором форма ядра отличается от той, которую оно имеет в основном состоянии.

Причины появления изомеров формы выявил В.М. Струтинский, который разработал теоретический метод расчета потенциальной энергии деформации ядра (метод оболочечной поправки) и получил двугорбую структуру барьера деления.

В конце 60-х годов этот метод был применен для оценки устойчивости ядер в широком диапазоне атомных номеров и массовых чисел, выходящем далеко в область неизученных ядер. Большие барьеры деления были получены для группы нуклидов, располагающихся около магических чисел $Z = 114$, $A = 184$ (рис. 2). Так возникла гипотеза о новом острове стабильности сверхтяжелых элементов (СТЭ). Теоретические и экспериментальные работы, относящиеся к проблеме СТЭ, рассмотрены подробно в обзоре [6]. Для ядер, находящихся в центре этого острова, высота барьера деления оценивалась значением более 10 МэВ, т.е. заведомо больше высоты барьера деления урана (6 МэВ). Время жизни ядра, имеющего такой барьер, может быть очень продолжительным. Расчеты дают периоды полураспада СТЭ от нескольких часов до значений, соизмеримых с возрастом Солнечной системы. Неопределенность таких оценок очень велика: действительные периоды полураспада могут быть на много порядков величины больше или меньше расчетных значений. Эта неопределенность может быть устранена лишь в результате обнаружения сверхтяжелых атомных ядер. Поэтому синтез и поиск в природе химических элементов, принадлежащих гипотетическому острову стабильности, представляет собой исключительно важную актуальную задачу.

Проблема синтеза СТЭ тщательно изучалась и продолжает исследоваться в Дубне, а также в нескольких лабораториях в ФРГ, США и Франции, располагающих мощными ускорителями тяжелых ионов. Центральное место в ней занимает вопрос о слиянии двух сложных ядер, которое может привести к образованию составного ядра, по возможности не очень далеко отстоящего от центра острова стабильности. Последнему условию в наибольшей степени удовлетворяет слияние ядер кюрия ($Z = 96$) и кальция ($Z = 20$) с массовыми числами 248 и 48 или, как принято говорить, реакция слияния $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$. Эта реакция выгодно отличается от других подобных ей реакций также и тем, что благодаря большой энергии связи нуклидов в дважды магическом ядре ^{48}Ca достигается уменьшение энергии возбуждения составного ядра, а следовательно, повышается его устойчивость.

Эксперименты по синтезу СТЭ в реакции $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ были выполнены в 1976 г. в Дубне, затем они проводились в Беркли (США) и сравнительно недавно в Дармштадте (ФРГ). К сожалению, ни одной из групп не удалось добиться положительного результата. Однако это ни в коем случае не может служить основанием для сомнений в существовании острова стабильности СТЭ. Как видно из рис. 2, даже в случае реакции

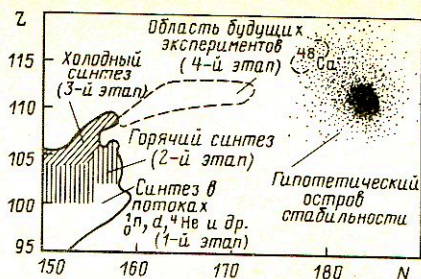


Рис. 2

$^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ ожидаемые ядра-продукты удалены от центра острова стабильности, поэтому их периоды полураспада могли быть слишком короткими, что исключало возможность их регистрации в проведенных экспериментах. Но прежде чем вносить изменения в методику с целью существенного увеличения ее экспрессности, необходимо выяснить некоторые детали механизма слияния сложных ядер.

В самом деле, для синтеза новых элементов применялись также реакции (например, $^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne}$, $^{249}\text{Bk} + ^{15}\text{N}$, $^{246}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ и др.), в которых вслед за перекрытием диффузных поверхностных слоев сталкивающихся ядер автоматически происходило образование составного ядра. Однако по мере возрастания произведения порядковых номеров ядер-мишеней и бомбардирующего иона баланс сил (кулоновской и ядерной) становится все более невыгодным для слияния. В конце концов должна наступить критическая ситуация, когда перекрытия диффузных слоев недостаточно для образования составного ядра. Чтобы преодолеть барьер слияния, необходимо значительно теснее сблизить сталкивающиеся ядра, а это требует дополнительной энергии, которая из-за действия сил трения расходуется на нагрев системы. Иными словами, слиянию ядер препятствует не только кулоновский, но и дополнительный динамический барьер, обусловленный силами трения. Не исключено, что в случае реакции $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ вероятность образования ядер СТЭ существенно снижена по этой причине.

Для изучения механизма реакции слияния сложных ядер, а также для выяснения свойств новых тяжелых нуклидов большое значение имел метод холодного синтеза ядер, предложенный и развитый в Дубне Ю.Ц. Оганесяном. В реакциях слияния тяжелых ионов ^{54}Cr , ^{55}Mn с ядрами свинца и висмута с помощью этого метода в Дубне в середине 70-х годов были получены элементы с порядковыми номерами 106 и 107. Недавно в экспериментах, проводившихся параллельно в Дубне и Дармштадте, на пучке ионов ^{58}Fe получены элементы 108 и 109. В результате было установлено, что основным видом распада вновь синтезированных нуклидов является α -распад. Это говорит об их сравнительно высокой стабильности по отношению к спонтанному делению, что служит веским аргументом в пользу существования острова стабильности СТЭ.

В отношении механизма слияния сложных ядер существен результат, указывающий на образование слабовозбужденных (холодных) составных ядер в указанных комбинациях мишеней и бомбардирующих ионов. Вместе с тем в этих экспериментах было установлено, что при переходе от $Z = 107$ к $Z = 109$ вероятность образования новых нуклидов резко уменьшается. По-видимому, в этом проявляется действие дополнительного динамического барьера, обусловленного силами трения. Используя самый мощный пучок ионов ^{58}Fe , который имеется в Дубне на циклотроне У-400, удавалось получить не более одного атома 109-го элемента в день. Поэтому кажется, что возможности указанного метода синтеза новых элементов практически исчерпаны.

По нашему мнению, дальнейшее развитие работ по синтезу новых элементов ($Z = 110, 111, 112$) будет основано на применении широкого

класса ядерных реакций типа $^{230, 232}\text{Th} + ^{48}\text{Ca}$, $^{231}\text{Pa} + ^{48}\text{Ca}$, $^{233-238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$, $^{230, 232}\text{Th} + ^{50}\text{Ti}$, $^{230, 232}\text{Th} + ^{45}\text{Sc}$ [7]. До последнего времени этим реакциям уделялось недостаточное внимание, так как согласно простым оценкам по капельной модели в них должны получаться сравнительно сильновозбужденные составные ядра. Однако при осторожном сближении двух ядер, которое можно осуществить при энергии соударения, немного меньшей кулоновского барьера, эффекты оболочек могут облегчить слияние. К тому же эти реакции, по-видимому, свободны от проявления динамического барьера, который ограничивает применение метода холодного синтеза. Таким образом, можно предполагать, что хотя бы в некоторых из указанных выше реакций идет слияние с образованием составного ядра, имеющего не очень высокую энергию возбуждения.

Применение в качестве бомбардирующих ионов стабильных изотопов аргона, скандия, кальция и титана позволит изучить несколько десятков комбинаций сталкивающихся ядер, довольно сильно различающихся по структуре нуклонных оболочек. Физико-химические свойства мишеней из тория, протактиния и урана допускают их длительное облучение пучками тяжелых ионов с предельно высокой интенсивностью. Поэтому чувствительность таких экспериментов может быть повышена в 50–100 раз по сравнению с той, которая была достигнута при попытках синтеза СТЭ. В результате можно рассчитывать на существенное продвижение в область нуклидов, непосредственно примыкающую к острову стабильности (см. рис. 2). Вместе с тем будут получены результаты, проясняющие механизм реакций синтеза СТЭ.

Постановка экспериментов по поиску СТЭ в природе, в сущности, подобна постановке классических опытов супругов Кюри, приведших к открытию радия и полония. В их основе лежит поиск таких геологических или космических объектов, для которых наблюдаемая скорость счета событий спонтанного деления ядер превышает уровень, ожидаемый за счет распада примеси урана. Такое превышение может быть обнаружено, если действительно кроме урана в природе существует хотя бы один нуклид, испытывающий спонтанное деление. Если верна гипотеза о существовании нового острова стабильности, то этот нуклид будет принадлежать одному из СТЭ, имеющему период полураспада около 1 млрд. лет, соизмеримый с возрастом Солнечной системы.

В Дубне были разработаны принципиально новые детекторы, действие которых основано на регистрации множественных нейтронов, выпускаемых при спонтанном делении атомного ядра. Такие детекторы позволяют обнаружить исключительно редкие акты распада — до одного деления в месяц в образцах массой 10–20 кг. Новый элемент можно обнаружить даже в том случае, если его массовое содержание в исследуемом образце составляет 10^{-15} . Создание в Дубне и Ереване низкофоновых лабораторий, оснащенных такими детекторами, позволило не только существенно расширить работы по поиску СТЭ в природе, но и качественно изменить сам характер поисков, повысить надежность и корректность получаемых результатов.

Однако решение проблемы детектирования искомым нуклидов есть необходимое, но не достаточное условие получения положительного результата. Не менее важен выбор перспективных для поиска объектов. В решении этого вопроса можно выделить два основных подхода, включающих: в первом случае изучение земных образцов, в которых в результате различных геохимических процессов возможно накопление искомого нуклида, во втором — исследование объектов, элементный состав которых в наименьшей степени подвергся изменению в процессе эволюции Солнечной системы, т.е. наиболее близок к предполагаемому составу Земли.

Первоначально большинство исследователей пошло по первому, казалось бы, наиболее перспективному пути. Однако неопределенность как в прогнозировании химических свойств новых нуклидов, так и в определении порядкового номера наиболее долгоживущих из них не позволило достаточно четко очертить круг перспективных объектов. В результате несмотря на то, что было изучено более 400 различных химических образцов (минералы, руды, породы), предположение о возможном существовании СТЭ в земной коре не подтвердилось.

Более перспективными для исследования, на наш взгляд, являются образцы каменных метеоритов, относящихся по современным представлениям к наименее измененным по химическому составу образованиям Солнечной системы. Среди них следует выделить примитивные метеориты Алленде и Ефремовка (C_3), а также метеорит Саратов (L_4), в которых Г.Н. Флеровым и сотрудниками [6] была обнаружена активность спонтанного деления нового природного нуклида, возможно принадлежащего к области СТЭ. С учетом того, что элементный состав Земли в среднем подобен составу каменных метеоритов, представлял интерес поиск СТЭ в образцах мантийного происхождения. Вследствие предположения о повышенной летучести СТЭ вероятно возможность их миграции вместе с продуктами дегазации верхней мантии, которые могут выноситься на поверхность термальными водами.

Для исследования были выбраны гидротермальные растворы (гидротермы) двух регионов СССР (п-ов Челекен и р-н Байкальской рифтовой зоны), отличающихся такими особенностями, как наличие долгоживущих разломов и высокая сейсмичность, которые позволяют предположить возможность реализации отмеченных выше условий поступления в эти воды продуктов дегазации верхней мантии.

В концентратах, полученных при химической переработке указанных гидротерм, так же как и в метеоритах, были обнаружены события спонтанного деления, скорость счета которых в 20–30 раз превышала фон от урана. Вся совокупность данных исследования этого явления показывает, что речь действительно, идет о наблюдении нового природного спонтанно делящегося нуклида. Следующим шагом должна быть идентификация этого нуклида, т.е. установление его атомного номера и массового числа, детальное изучение свойств радиоактивного распада. Однако эти задачи сильно осложнены очень низким массовым содержанием нового нуклида в образцах метеоритов (10^{-14}) и гидротерм ($10^{-16} - 10^{-15}$)..

Задача выделения столь низких концентраций искомого нуклида из таких сложных по химическому составу смесей, какими являются метеориты и гидротермы, потребовала разработки осадительных, сорбционных и электрохимических методик. На разных этапах в решении этой задачи активное участие принимали химики стран-участниц ОИЯИ: Звара (ЧССР), Брухертзайфер и Лангрок (ГДР), КонстантINESКУ (СРР).

В настоящее время в Дубне разработаны и применяются в полевых условиях эффективные методы выделения редких элементов из гидротермальных растворов объемом несколько десятков кубических метров. Для определения массы атомов исследуемого нуклида создается уникальный прибор — сверхчувствительный масс-спектрометр, рассчитанный на обнаружение одного атома нового нуклида среди 10^{14} посторонних атомов. Начаты работы по созданию гигантского детектора множественных нейтронов, который позволит изучать спонтанное деление в геологических пробах массой до 1000 кг.

Особое место в проблеме поиска СТЭ в природе занимают космические лучи. В них представлены атомные ядра всех известных химических элементов, нуклеосинтез которых происходит в многочисленных и разнообразных звездных объектах нашей Галактики. Возраст этих элементов составляет в среднем 10 млн. лет, что повышает вероятность нахождения ядер СТЭ в космических лучах по сравнению с вероятностью их обнаружения в веществе Солнечной системы.

Для поисков сверхтяжелых ядер в космических лучах мы использовали замечательные возможности, которые создала сама природа. Суть их заключается в следующем. Ядра тяжелых элементов, поступающие с космическими лучами в пределы Солнечной системы, имеют скорость, близкую к скорости света. Попадая в небольшие небесные тела — астероиды, эти ядра проникают на глубину 5–15 см и тормозятся, производя в конце своего пути повреждения структуры в некоторых минералах, входящих в состав астероидов. Эти повреждения так называемые латентные, невидимые треки сохраняются десятки и сотни миллионов лет. Они могут быть превращены в видимые треки в результате обработки минералов специальными растворами. Длина этих треков резко возрастает с увеличением атомного номера ядра, оставившего свой след в минерале.

Остается нерешенным вопрос, как доставить в лабораторию пробы вещества астероидов. Эта проблема вполне разрешима, так как такими пробами являются метеориты, периодически падающие на Землю. В мире существует немало коллекций метеоритов, которые всесторонне исследуются учеными разных специальностей.

К настоящему времени в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) В.П. Перельгиным с сотрудниками проведены обработки и просмотр кристаллов оливина — весьма распространенного минерала, входящего в состав железокремнистых метеоритов. Было обнаружено девять треков, длина которых (0,35–0,4 мм) примерно вдвое превышала длину треков ядер урана. Мы рассматриваем эти треки как перспективные кандидаты в треки сверхтяжелых ядер.

Что нужно, чтобы отбросить слово "кандидат", полностью убедившись в том, что мы действительно видим следы, оставленные сверхтяжелыми ядрами? Здесь имеется несколько путей, среди которых отметим один, наиболее перспективный. Это поиск следов осколков деления атомных ядер СТЭ, которые должны находиться недалеко от конца видимого трека. Чтобы выявить следы осколков деления, нужно проделать ювелирную работу, обеспечив возможность избирательного проникновения растворителя в область кристалла оливина, в которой заканчивается трек тяжелого ядра. Если удастся обнаружить следы осколков деления, то отпадут все сомнения в том, что найденные аномально длинные треки принадлежат ядрам СТЭ. Только для этих ядер спонтанное деление может быть основным видом радиоактивного распада. Для ядер урана, а также для всех ядер трансурановых элементов, которые могут присутствовать в космических лучах, основным видом радиоактивности является α -распад, а спонтанное деление может происходить лишь в одном случае на миллионы распадов.

* * *

Мы рассказали в этой статье о трех основных направлениях, в которых интернациональный коллектив ученых ЛЯР ведет исследования сверхтяжелых элементов. Это их синтез на пучках тяжелых ионов, поиски СТЭ в земных образцах и метеоритах, а также в космических лучах. Каждое из этих направлений имеет интересные перспективы.

Исследования в области синтеза новых элементов за последние годы пододвинули границу Периодической системы Д.И. Менделеева вплотную к атомному номеру 110. Реальной задачей стал синтез элементов 110–112, который позволит выяснить свойства тяжелых нуклидов, существенные для наших представлений об острове стабильности СТЭ.

Для проблемы СТЭ большое значение имеет задача идентификации нового природного спонтанно делящегося нуклида. Если будет доказана его принадлежность к острову стабильности, появится реальная возможность выделения заметных количеств нового элемента.

Обнаружение ядер СТЭ в космических лучах будет иметь принципиальное значение для теории, описывающей стабильность тяжелых нуклидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Flerov G.N., Druin V.A. – *Atomic Energy Rev.*, 1970, vol. 8, p. 255–326.
2. Zvara I. e.a. – *Inorg. Nucl. Chem. Lett.*, 1971, vol. 7, p. 1109–1112.
3. Звара И. и др. – *Радиохимия*, 1976, т. 18, с. 371–377.
4. Flerov G. N. e.a. – In: *Proc. 3d Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*. (Asilomar, California, 1963)/Ed. A. Ghiorso, R.M. Diamond and H.E. Conzett. Berkeley and Los Angeles: Univ. Calif. Press, 1963, p. 219–222.
5. Флеров Г.Н., Друин В.А. – В кн.: *Структура сложных ядер. Летняя школа физиков*. (Телави, 1965)/Под ред. Н.Н. Боголюбова. М.: Атомиздат, 1965, с. 249–282.
6. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. – *Repts Prog. Phys.*, 1983, vol. 46, p. 817–875.
7. Flerov G.N. – In: *Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics*. (Florence, 1983)/Ed. P. Blasi and R.A. Ricci. Bologna: Tipografia Compasotori, 1983, p. 365–383.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ОБРАЗОВАНИЯ МЮОННЫХ МОЛЕКУЛ $dd\mu$ И $d\tau\mu$ И μ -КАТАЛИЗА НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ОИЯИ

В.П. Дзепелов, чл.-кор. АН СССР, В.Г. Зинов, д-р физ.-мат. наук,
В.В. Фильченков, канд. физ.-мат. наук

В настоящее время механизм μ -катализа синтеза ядер изотопов водорода широко известен [1, 2]. Остановившись в водороде (протии, дейтерии, тритии или их смеси), отрицательные мюоны образуют мюонные атомы, а затем — мюонные молекулы. Из-за того что в этих молекулах ядра сближены на малое расстояние ($5 \cdot 10^{-11}$ см), проницаемость кулоновского барьера отталкивания для них значительно возрастает (по сравнению с обычными "электронными" молекулами), так что подбарьерная реакция синтеза ядер происходит с близкой к 100% вероятностью. Сам мюон не участвует в превращениях, в результате реакции в большинстве случаев освобождается и может вновь образовать мюонную молекулу и катализировать новую реакцию синтеза. В таблице указаны схемы процессов образования μ -молекул $dd\mu$, $d\tau\mu$ и $t\tau\mu$, протекающие в них реакции синтеза и даны современные расчетные и экспериментальные данные для их скоростей.

Явление μ -катализа теоретически предсказал Франк [3] в 1947 г. Реальную возможность наблюдения μ -катализа показал Я.Б. Зельдович в [4], где он впервые рассмотрел механизмы образования мюонных молекул и оценил скорости соответствующих процессов. В этой работе было указано на возможность резонансного возрастания скорости образования мюонных молекул для случая, когда в системе ядро-мюон-ядро существует уровень с малой энергией связи. Это замечание имело большое значение для дальнейшего изучения μ -катализа.

Экспериментально явление μ -катализа было обнаружено в 1957 г. в опытах группы Альвареца [5], выполненных с жидководородной пузырьковой камерой. Авторы [5] наблюдали в основном реакцию синтеза $p+d$ и, кроме того, зарегистрировали несколько событий реакции



Последующие годы характеризуются интенсивным развитием исследований μ -атомных и μ -молекулярных процессов. Необходимость таких исследований была обусловлена несколькими факторами. Безусловно, представляло самостоятельный интерес изучение экзотического мира мюонных атомов и молекул, выяснение своеобразных механизмов процессов, обусловленных сочетанием электромагнитных, ядерных и слабых взаимодействий. Следовало также определить параметры ряда μ -молекулярных процессов для выбора оптимальных условий и последующей корректной интерпретации еще только планировавшихся в то время очень важных для теории опытов по μ -захвату в водороде. Наконец, нужно было выяснить возможности использования μ -катализа в практических целях.

Следует сказать, что к этому времени (конец 50-х годов) теория μ -атомных и μ -молекулярных процессов была уже развита достаточно глубоко. Основные теоретические результаты были получены в Советском Союзе Я.Б. Зельдовичем и С.С. Герштейном [1]. Авторы [1] рассмотрели и проблему возможности использования μ -катализа для производства энергии. Ясно, что принципиально важным здесь является вопрос о том, как много реакций синтеза может вызвать один мюон за время своей жизни. Вывод авторов [1] был неутешителен: как из-за малых ожидаемых скоростей образования мюонных молекул, так и вследствие конечной вероятности выбывания мюона из процесса последовательного катализа ввиду "прилипания" его к ядрам гелия (продуктам реакции синтеза) число этих реакций ожидалось недостаточно большим. Однако экспериментальная проверка выводов теории была очень актуальной.

В связи с этим в начале 60-х годов эксперименты по изучению μ -атомных и μ -молекулярных процессов были развернуты во многих ведущих лабораториях.

Скорости образования мюонных молекул $dd\mu$, $dt\mu$ и $tt\mu$ и протекающих в них реакций синтеза *

Процесс	Скорость образования мюонных молекул		Скорость ядерных реакций синтеза	
	эксперимент	теория	эксперимент	теория
$d\mu + d \xrightarrow{\lambda_{dd\mu}} dd\mu \xrightarrow{\lambda_f^{dd}} t + p + \mu + 4 \text{ МэВ}$ ${}^3\text{He} + n + \mu + 3,3 \text{ МэВ}$	$0,072 \pm 0,014$ [6] $0,098 \pm 0,004$ [7]	$\lambda_{dd\mu}, 10^6 \text{ c}^{-1}$ $T = 20 \text{ К}$	$\lambda_f^{dd}, \text{c}^{-1}$	10^9
$t\mu + d \xrightarrow{\lambda_{dt\mu}} dt\mu \xrightarrow{\lambda_f^{dt}} {}^4\text{He} + n + \mu + 17,6 \text{ МэВ}$	$> 10^8$ [21] $(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^9$ [17]	$\lambda_{dt\mu}, \text{c}^{-1}$	$\lambda_f^{dt}, \text{c}^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{12}$
$t\mu + t \xrightarrow{\lambda_{tt\mu}} tt\mu \xrightarrow{\lambda_f^{tt}} {}^4\text{He} + 2n + \mu + 10 \text{ МэВ}$	$-$	$\lambda_{tt\mu}, \text{c}^{-1}$	$\lambda_f^{tt}, \text{c}^{-1}$	$-$
		$3 \cdot 10^6$		

* Теоретические данные взяты из обзора [2].

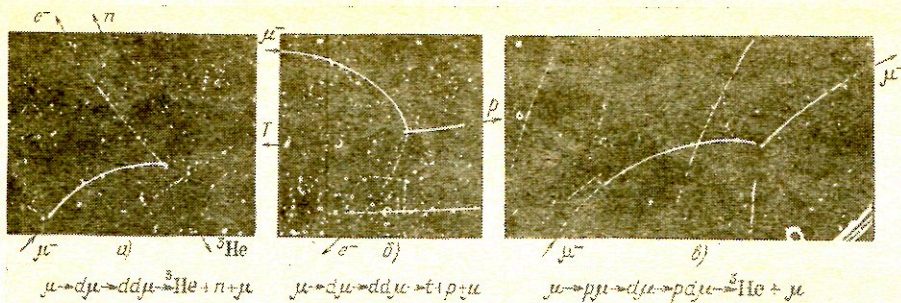


Рис. 1. Фотографии зарегистрированных с помощью диффузионной камеры [14–16] событий μ -катализа реакций синтеза

В Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) ОИЯИ исследованию мюонов на синхротронном ускорителе на энергию 680 МэВ было уделено чрезвычайно большое внимание, что привело к большим успехам. Из многочисленных результатов работ по физике мюонов, выполненных на этом ускорителе, шесть официально зарегистрированы в качестве открытий (см. приложение).

Наша группа сосредоточила свои усилия на изучении процессов, вызванных отрицательными мюонами в газообразном водороде. На первом этапе исследования для этой цели была применена диффузионная камера высокого давления (до 2 МПа) в магнитном поле. Применение трекового детектора с относительно небольшой плотностью рабочего вещества давало неоспоримые преимущества — мы могли непосредственно наблюдать и регистрировать "пробеги" нейтральных μ -атомов, продукты ядерных реакций синтеза $p+d$ и $d+d$ и ряд других процессов.

В одной из серий опытов было решено наполнить камеру изотопически чистым дейтерием. При этом преследовались цели:

1) попытаться зарегистрировать ранее не наблюдавшуюся реакцию синтеза с образованием ядра ${}^3\text{He}$ и нейтрона



и измерить отношение вероятностей двух каналов реакции синтеза дейтронов;

2) из сравнения выходов указанной реакции, измеренных нами в газообразном дейтерии и ранее найденных в жидком дейтерии [6,7], определить скорость реакции $d+d$. Реакцию (16) нам удалось наблюдать [8] (рис. 1) и найти отношение каналов, но что касается интерпретации измерений выхода реакции $d+d$ в газообразном дейтерии, то здесь мы столкнулись с удивительным обстоятельством. Оказалось, что разумно объяснить наши данные [8–10] можно было, лишь предположив, что скорость $\lambda_{dd\mu}$ образования молекул $dd\mu$ в наших экспериментальных условиях (температура дейтерия $T = 240 \text{ К}$) примерно на порядок величины больше, чем в жидком дейтерии при $T = 20 \text{ К}$. (Конечно, при сравнении брались данные, пересчитанные к одной и той же плотности дейтерия.)

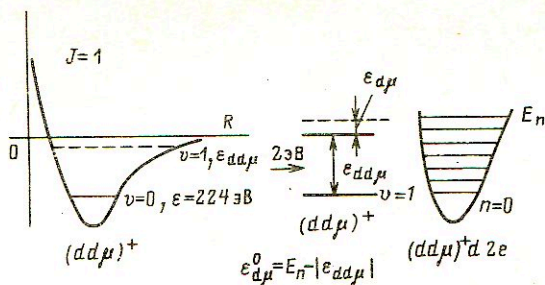


Рис. 2. Схема резонансного образования мюонных молекул $dd\mu$

Этот эффект представлялся совершенно непонятным. Согласно существовавшим тогда теоретическим представлениям основными считались механизмы образования мюонных молекул путем электрических монополюльных и дипольных переходов ($E0$, $E1$) с передачей энергии связи мюонной молекулы электрону конверсии [1]. Расчеты скоростей образования $pp\mu$ - и $p\mu$ -молекул, выполненные на основе рассмотрения этих механизмов, давали неплохое согласие с экспериментом. Что же касается молекулы $dd\mu$, то, во-первых, для скорости ее образования из теории получалось значение $\lambda_{dd\mu}(E1, E0) = 0,04 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, существенно меньшее, чем измеренное в жидком дейтерии, а во-вторых, и это главное — в рамках указанных механизмов нельзя было объяснить существование зависимости $\lambda_{dd\mu}$ от температуры дейтерия.

При анализе экспериментальных данных о скорости образования $dd\mu$ -молекул, полученных в газообразном дейтерии при $T = 240 \text{ K}$ и в жидком дейтерии при $T = 20 \text{ K}$, мы учли, что в указанных условиях имеет место существенное различие в энергиях $d\mu$ -атомов [$\epsilon_{d\mu}(T = 240 \text{ K}) = 0,03 \text{ эВ}$ и $\epsilon_{d\mu}(T = 20 \text{ K}) = 0,003 \text{ эВ}$], и предположили [10], что в силу какого-то нового, неизвестного механизма реализуется резонансная зависимость скорости образования $dd\mu$ -молекул от энергии $d\mu$ -атомов.

Позднее, в 1967 г., Э.Весману удалось найти конкретный механизм [11], в рамках которого зависимость $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu})$ носит указанный резонансный характер. Суть этого механизма хорошо иллюстрирует рис. 2 [12]. Внедряясь внутрь молекулы D_2 , $d\mu$ -атом присоединяет к себе одно ядро молекулы и передает энергию своего движения (к которой добавляется энергия связи образующейся системы $dd\mu$) на возбуждение колебаний молекулярного комплекса $(dd\mu, d, 2e)$. Так как энергия связи $dd\mu$ ($\epsilon_{dd\mu}$) и энергия колебаний (E_n) комплекса $(dd\mu, d, 2e)$ могут принимать лишь фиксированные значения, процесс носит четко выраженный резонансный (по энергии $d\mu$ -атома) характер. С учетом максвелловского распределения по энергиям термализованных $d\mu$ -атомов зависимость скорости резонансного образования $dd\mu$ -молекул от температуры дейтерия принимает вид [11, 12]

$$\lambda_{dd\mu}^{\text{рез}}(T) = AT^{-3/2} \exp(-\epsilon_{d\mu}^0/kT),$$

где A зависит от того, на какой колебательный уровень системы $(dd\mu,$

d , $2e$) происходит переход; $\epsilon_{d\mu}^0 = E_n - |\epsilon_{dd\mu}|$ — резонансная энергия (положение резонанса).

Существенно, что необходимым условием реализации указанного механизма является наличие в системе $dd\mu$ слабосвязанного состояния. Хотя первые указания на существование такого состояния были получены еще в ранних теоретических работах [1, 13], точность методов расчета в то время была недостаточно высока для того, чтобы с уверенностью утверждать о наличии указанного уровня. Новый шаг в этом направлении был сделан Л.И. Пономаревым, И.В. Пузыниным и сотрудниками, которым удалось разработать эффективную схему вычислений энергии связи трех тел с кулоновским взаимодействием и выполнить уникальные расчеты [12, 14] уровней энергии мезомолекул. При этом было установлено существование в $dd\mu$ -молекуле вращательно-колебательного состояния $J = \nu = 1$ с энергией $\epsilon_{dd\mu} = (-1,946 \pm 0,001)$ эВ [14]. Таким образом, теоретически было строго показано, что резонансный механизм образования $dd\mu$ -молекул существует и должен проявляться на опыте. Дело было за решающей экспериментальной проверкой.

Целью опытов [15] нашей группы, выполненных в 1977–1978 гг., было измерение скорости образования $dd\mu$ -молекул в газообразном дейтерии при температурах в диапазоне 120–400 К, что соответствует энергиям $\epsilon_{d\mu} = 0,015 \div 0,050$ эВ. На основании данных предыдущих измерений $\lambda_{dd\mu}$ были все основания полагать, что максимум резонансной зависимости $\lambda_{dd\mu}(\epsilon_{d\mu})$ окажется в выбранном нами диапазоне или близким к нему.

Метод определения $\lambda_{dd\mu}$ был основан на измерении выхода и временного распределения нейтронов с энергией $E_n = 2,45$ МэВ из реакции (16). В опытах была использована газовая мишень оригинальной конструкции, внутрь которой были помещены сцинтилляторы, предназначенные для регистрации остановок мюонов в газе. Мишень заполнялась изотопически чистым дейтерием, очищенным от примесей других веществ с $Z > 1$ до уровня 10^{-7} . Вокруг мишени располагались детекторы с сцинтиллятором из стибьбена, которые регистрировали нейтроны из реакции (16) и электроны от μ -распада. Методами электроники было осуществлено отделение нейтронов от γ -квантов и электронов, что позволило подавить фон и надежно интерпретировать события изучаемого процесса.

Следует отметить, что указанный экспериментальный метод, основанный на использовании газовой мишени и сцинтилляционных детекторов нейтронов, был впервые применен нами для исследования процесса μ -катализа и с тех пор нашел широкое использование в различных лабораториях [16, 17] при изучении катализируемых мюонами реакций синтеза ядер $d + d$ и $d + t$.

Данные измерений показаны на рис. 3. На этом же рисунке приведена ожидаемая из теории зависимость

$$\lambda_{dd\mu}(T) = \lambda_1 + \lambda_2 T + AT^{-3/2} \exp(-\epsilon_{d\mu}^0/kT), \quad (2)$$

где слагаемые λ_1 и $\lambda_2 T$ учитывают вклад нерезонансных механизмов в образование $dd\mu$ -молекул. Можно видеть, что имеет место хорошее со-

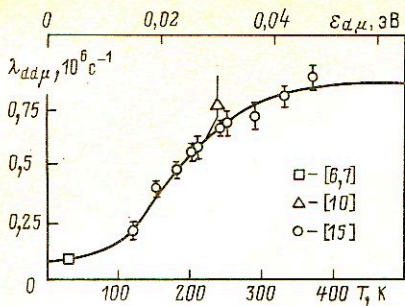


Рис. 3. Резонансная зависимость $\lambda_{dd\mu}(T)$: линия — зависимость вида (2) с оптимальными значениями параметров

гласие теории, основанной на рассмотрении резонансного механизма образования $dd\mu$ -молекул, с экспериментом. Для положения резонанса найдено значение $\epsilon_{d\mu}^0 = (0,050 \pm 0,003)$ эВ (в принципе эта величина может быть измерена еще точнее).

Современные расчеты [14] уровней мюонных молекул позволяют определить энергию связи $\epsilon_{dd\mu}$ с погрешностью около 1 мэВ. Таким образом, изучение процесса резонансного образования молекул $dd\mu$ открывает возможности в новом направлении исследований — в области прецизионной μ -молекулярной спектроскопии. Сравнение экспериментального и рассчитанного значений энергии связи $\epsilon_{dd\mu}$ в принципе позволяет определить вклады в эту энергию, обусловленные дополнительными к кулоновскому взаимодействиями, в частности эффектом поляризации вакуума [18]. Согласно [18] ожидаемое значение указанного вклада составляет +10 мэВ.

Главный результат опытов [15] заключался в установлении в условиях одного эксперимента явно выраженной зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$, существование которой с необходимостью следовало из теории. Тем самым было доказано существование нового явления — резонансного образования $dd\mu$ -молекул.

Результаты наших опытов [15] по измерению зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$ и прецизионных расчетов [12] уровней энергии мюонных молекул были доложены на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в 1977 г. в Цюрихе и вызвали исключительный интерес. Надо заметить, что в то время в других научных центрах экспериментальные исследования μ -молекулярных процессов практически не проводились. Полученные в Дубне новые данные привлекли к себе особое внимание по двум обстоятельствам: во-первых, было обнаружено неизвестное ранее красивое явление и, во-вторых, развитая теория не только объяснила экспериментальные данные измерений $\lambda_{dd\mu}$, но и дала новое важное предсказание для процесса образования $dt\mu$ -молекул и явления μ -катализа в смеси дейтерия и трития. В тех же расчетах [12, 14], в которых установили наличие слабосвязанного уровня в системе $dd\mu$, было найдено, что в $dt\mu$ -молекуле существует еще более слабосвязанное состояние с теми же квантовыми числами $J = \nu = 1$. Для энергии связи этого состояния было получено значение $\epsilon_{dt\mu} = (-0,634 \pm 0,001)$ эВ [14]. Как и для $dd\mu$ -молекулы, существование состояния с малой энергией

связи должно приводить к резонансу в сечении образования $d\mu$ -молекул. Из теории следовало, что интенсивность такого процесса должна быть на два порядка выше, чем для $dd\mu$ -молекул. Это означало, что один мюон, попадая в смесь $D_2 + T_2$, за время своей жизни (2,2 мкс) может вызвать около 100 реакций синтеза



и высвободить примерно 2 ГэВ энергии и большое число (около 100) быстрых нейтронов [19, 20].

Такой большой выход быстрых нейтронов можно пытаться использовать при создании энергетических систем, например комбинируя "холодный" синтез реакций в " μ -каталитическом реакторе" с размножением нейтронов в толстой мишени из ${}^{238}\text{U}$ [20]. (Как мы отмечали, первоначальное изучение вопроса о возможности практического использования μ -катализа приводило к отрицательному результату даже в пределе бесконечно большого времени жизни мюона.) Новая идея [20] заключалась именно в том, чтобы включить в рассмотрение размножение нейтронов из реакций μ -катализа в урановых бридерах.

μ -Катализ реакции $d + t$ в смеси $D_2 + T_2$ идет по следующей схеме. Остановившийся в смеси мюон либо сразу образует $t\mu$ -атом, либо сначала образует атом $d\mu$, а затем перехватывается (со скоростью λ_{dt}) с дейтрона тритоном. Атом $t\mu$ образует $d\mu$ -молекулу (со скоростью $\lambda_{dt\mu}$), в которой происходит реакция синтеза (3). В результате реакции мюон либо освобождается и вновь вызывает ту же цепочку процессов, либо "прилипает" к ядру ${}^4\text{He}$ и с вероятностью ω_s выбывает из процесса последовательного μ -катализа. Ясно, что эффективный (многократный) μ -катализ возможен лишь в том случае, когда $\lambda_{dt}, \lambda_{dt\mu} \gg \lambda_0$ (здесь $\lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ — скорость распада свободного мюона) и $\omega_s \ll 1$. Из теории следовало, что указанные условия должны выполняться. Крайне важно было проверить это на опыте.

Начиная с 1977 г. эксперименты по изучению μ -катализа, главным образом, реакции $d + t$ стали готовиться во многих научных центрах — ЛЯП, ОИЯИ, Ленинградском институте ядерной физики АН СССР (ЛИЯФ), Лос-Аламосской мезонной фабрике (LAMPF, США), мезонной фабрике SIN (Швейцария). Нашей группе удалось первой получить важнейшие экспериментальные результаты [21] изучения μ -катализа реакции (3) в смеси $D_2 + T_2$.

Постановка опытов [21] была по многом аналогична использовавшейся ранее [15] при изучении μ -катализа реакции $d + d$. Снова были использованы газовая мишень при давлении до 2 МПа и сцинтилляционные детекторы нейтронов с применением разделении нейтронов и γ -квантов (электронов). Процесс (3) идентифицировался путем регистрации нейтронов с энергией 14,1 МэВ. Использование в опытах большого количества трития ($1,9 \cdot 10^{14}$ Бк) потребовало решить сложные проблемы, связанные как с обеспечением необходимой радиационной безопасности, так и с подавлением фона, вызванного остановками мюонов в стенках мишени.

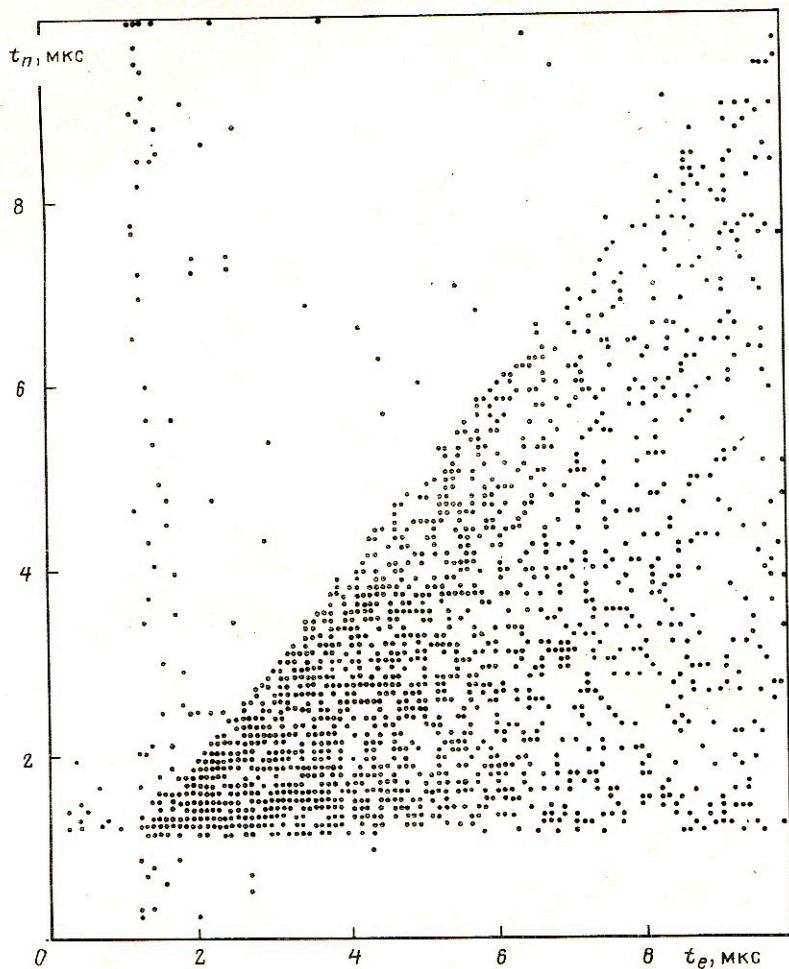


Рис. 4. Двумерное временное распределение событий реакции $dt\mu \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu + + 17,6 \text{ МэВ}$, измеренное в [21]

В ходе опытов варьировались содержание трития в смеси $D_2 + T_2$ и температура мишени в диапазоне 93–613 К. События отбирались по логике тройных задержанных совпадений мюон–нейтрон–электрон, т.е. в течение определенного временного интервала (10 мкс) требовалось наличие сигнала остановки мюона, потом нейтрона и затем электрона от μ -распада в мишени. Такая постановка обеспечила надежную идентификацию исследуемой реакции на малом уровне фона. Из рис. 4 можно видеть четкую корреляцию между временами регистрации нейтрона из реакции (3) и электрона от распада мюона, вызвавшего эту реакцию.

Анализ экспериментальных данных позволил получить следующие значения наиболее важных констант:

$$\lambda_{dt} = (2,9 \pm 0,4) \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}; \lambda_{dt\mu} > 10^8 \text{ c}^{-1}.$$

Оба результата находятся в хорошем согласии с теорией [2]. Для $\lambda_{dt\mu}$ получено лишь нижнее граничное значение. Это обусловлено тем, что при используемых низких концентрациях трития (0,8–3%) выход реакции (3) определяется (при больших $\lambda_{dt\mu}$) практически лишь значением λ_{dt} . Из полученных нами данных следует, что значение $\lambda_{dt\mu}$ в десятки раз превышает известные скорости образования $pp\mu$ -, $pd\mu$ - и $dd\mu$ -молекул; оно находится в согласии с расчетами, в основу которых, так же как и для $dd\mu$ -молекул, заложен резонансный механизм образования молекул $dt\mu$. Таким образом, этими опытными данными непосредственно была доказана справедливость предсказаний теории о резонансном образовании $dt\mu$ -молекул.

Другой важный вывод, который следует из [21], заключается в том, что выполняются два из трех важнейших условий, необходимых для осуществления многократного мюонного катализа реакции синтеза $d+t$: значения λ_{dt} и $\lambda_{dt\mu}$ оказываются достаточно большими. Следующей важной задачей стало определение на опыте значения ω_s — достаточно ли оно мало, для того чтобы мюон мог вызвать более 100 реакций синтеза $d+t$. Дальнейшее исследование проблемы связано также с детальным определением зависимости $\lambda_{dt\mu}$ от температуры, плотности смеси $D_2 + T_2$ и концентрации в ней дейтерия и трития. Требуется также определить параметры ранее экспериментально не изучавшегося процесса μ -катализа реакции синтеза $t+t$ в тритии и уточнить параметры процесса μ -катализа реакции $d+d$ в дейтерии.

За последние несколько лет в указанном направлении в различных исследовательских центрах получены многие важные результаты. Вкратце укажем главные из них.

1. В опытах [22] группы ЛИЯФ с помощью оригинальной методики (импульсная ионизационная камера) исследовался процесс μ -катализа реакции $d+d$ в газообразном дейтерии, при давлении 9,3 МПа. Измерены скорость образования $dd\mu$ -молекул, отношение (R) вероятностей двух каналов реакции синтеза $d+d$ в этой мюонной молекуле и вероятность $\omega_{^3\text{He}}$ "прилипания" мюона к ядру ^3He в реакции (16):

$$\lambda_{dd\mu} = (2,76 \pm 0,08) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1};$$

$$R = \frac{d+d \rightarrow ^3\text{He} + n}{d+d \rightarrow t + p} = 1,39 \pm 0,04; \quad \omega_{^3\text{He}} = 0,126 \pm 0,004.$$

2. Группой австрийских и швейцарских физиков [16] на мезонной фабрике SIN экспериментально обнаружен эффект влияния сверхтонкой структуры $d\mu$ -атома и $dd\mu$ -молекулы на процесс резонансного образования $dd\mu$ -молекул. Этот эффект с необходимостью следует из теории резонансного образования $dd\mu$ -молекул и обусловлен разностью уровней энергии $d\mu$ -атома в состояниях со спином $F_{d\mu} = 3/2, 1/2$ и $dd\mu$ -молекулы в состояниях со спином $S_{dd\mu} = 3/2, 1/2$, что должно приводить к различным значениям положения резонанса в четырех возможных переходах $F_{d\mu} = 3/2, 1/2 \rightarrow S_{dd\mu} = 3/2, 1/2$. Исследуя процесс μ -катализа реакции $d+d \rightarrow ^3\text{He} + n$ в газообразном дейтерии при относительной плотности газа $\varphi \approx 0,1$ и $T = 20 \text{ K}$, авторы [23] смогли наблюдать интенсивные переходы (на уровне $\lambda_{dd\mu} \sim 10^7 \text{ c}^{-1}$) $F_{d\mu} = 3/2 \rightarrow S_{dd\mu} = 3/2, 1/2$, вклад которых быстро уменьшался со временем за счет необратимых переходов $F_{d\mu} = 3/2 \rightarrow F_{d\mu} = 1/2$ в соударе-

ниях $d\mu + d$. Заметим, что в наших опытах [15] и опытах ЛЯИФ [22], выполненных при больших температурах, доминируют переходы $Fd\mu = 1/2 \rightarrow Sdd\mu = 3/2, 1/2$.

3. Данные о процессах μ -катализа реакции $d + t \rightarrow {}^3\text{He} + n$ в смеси $D_2 + T_2$ получены в экспериментах [17] группы американских физиков на мезонной фабрике LAMPF. Так же, как и в наших опытах [21], авторы [17] использовали газовую мишень и сцинтилляционные детекторы нейтронов. Различие заключалось в том, что была использована смесь $D_2 + T_2$ высокой плотности ($\varphi = 0,3 \div 0,7$) с большим содержанием в ней трития. В широких пределах изменялась температура мишени ($T = 100 \div 800$ К). Получены следующие результаты:

$$\lambda_{dt} = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}; \lambda_{dt\mu-d} = (1,1 \pm 0,1) 10^9 \text{ с}^{-1} \quad (T = 800 \text{ К}).$$

и

$$\lambda_{dt\mu-t} = (5,3 \pm 0,5) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \quad (T = 800 \text{ К}); \omega_s = (7,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}.$$

Здесь $\lambda_{dt\mu-d}$ и $\lambda_{dt\mu-t}$ означают скорости образования $dt\mu$ -молекул в соударениях $t\mu$ -атома с молекулами D_2 и DT .

В настоящее время исследования по проблеме μ -катализа интенсивно развиваются во многих научных центрах. Из анализа уже полученных в этом направлении данных следует, что все они находят надежное объяснение в рамках теории, основанной на рассмотрении резонансного механизма образования $dd\mu$ - и $dt\mu$ -молекул, и подтверждают ее предсказания. Сейчас уже не возникает сомнений в существовании нового красивого явления — резонансного образования мюонных молекул, впервые экспериментально обнаруженного в ЛЯП ОИЯИ. Интерес к изучению μ -катализа непрерывно возрастает и стимулируется надеждой на использование μ -катализа для получения энергии. Однако это явление находит и широкое научное применение — в ядерной физике, физике слабого взаимодействия и некоторых смежных областях науки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. — Успехи физ. наук, 1960, т. 71, с. 581–630.
2. Пономарев Л.И. — В кн.: X Европейская конференция по управляемому термоядерному синтезу и физике плазмы (Москва, сентябрь 1981 г.). Препринт ОИЯИ P4-81-800. Дубна, 1981, с. 1–12.
3. Frank F. — Nature, 1947, vol. 160, p. 525–527.
4. Зельдович Я.Б. — Докл. АН СССР, 1954, т. 95, с. 493–496.
5. Alvarez L., Bradner H., Graford F. e.a. — Phys. Rev., 1957, vol. 105, p. 1127–1128.
6. Fetovich J., Fields T., Yodth G. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1960, vol. 4, p. 570–572.
7. Doede J. — Phys. Rev., 1963, vol. 132, p. 1782–1799.
8. Дзелепов В.П., Ермолов П.Ф., Катышев Ю.В. и др. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, с. 2042–2045.
9. Dzheleпов V.P., Friml F., Gerstein S.S. e.a. — In: Proc. of 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva: CERN, 1962, p. 484–490; Дзелепов В.П., Ермолов П.Ф., Москалев В.В. и др. — В кн.: Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий (Дубна, август 1964 г.), М.: Атомиздат, 1966, с. 878–881.
10. Дзелепов В.П., Ермолов П.Ф., Москалев В.И., Фильченков В.В. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1966, т. 50, с. 1235–1251.
11. Весман Э. — Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 113–115.
12. Пономарев Л.И., Пузынин И.В., Пузынина Т.П. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1973, т. 65, с. 28–34; Виницкий С.И., Пономарев Л.И., Пузынин И.В. и др. — Там же, 1978, т. 78, с. 849–861.

13. Беляев В.Б., Герштейн С.С., Захарьев Б.Н., Ломнев С.П. — Там же, 1959, т. 37, с. 1652–1662.
14. Виницкий С.И., Гочева А.Д., Гусев В.В. и др. Препринт ОИЯИ Р4-84-642. Дубна, 1984. 6 с.; Phys. Lett., 1985, vol. 153B, p. 349–352.
15. Быстрицкий В.М., Желепов В.П., Петрухин В.И. и др. — В кн.: Мезоны в веществе. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. Препринт ОИЯИ Д1-10908. Дубна, 1977, с. 199–205; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1979, т. 76, с. 460–469.
16. Kammel A., Werner J., Breunlich W. e.a. — Phys. Rev., 1983, vol. 28A, p. 2611–2622.
17. Jones S.E., Anderson A.N., Caffrey A.J. e.a. — In: Contribution to the Muon-Catalyzed Fusion Workshop Held 7–8 June 1984 at Jackson Hole. Wyoming, Idaho National Engineering Laboratory, E66-PPD-6655, p. 53–57.
18. Мележик В.С., Пономарев Л.И. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 101–103.
19. Gerstein S.S., Ponomarev L.I. — Phys. Lett., 1977, vol. 72B, p. 80–82.
20. Petrov Yu.V. — Nature, 1980, vol. 285, p. 466–468; Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1981, т. 80, с. 1690–1699.
21. Быстрицкий В.М., Желепов В.П., Ершова З.В. и др. Препринт ОИЯИ Д1-12696. Дубна, 1979. 14 с; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1981, т. 80, с. 1700–1714.
22. Балли Д.В., Воробьев А.А., Воробьев Ан. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 318–320; Препринт ЛИЯФ № 964. Л., 1984. 54 с.

УДК 539.1

МЕЖДУНАРОДНОЕ СОТРУДНИЧЕСТВО ПО ПРОГРАММЕ ЯСНАПП

*К.Я. Громов, профессор,
Г. Музиоль, профессор (ГДР),
В.А. Халкин, профессор*

Ядерная спектроскопия изучает структуру атомных ядер спектроскопическими методами: спектры ядерных излучений, спектры масс ядер и др. Наряду с фундаментальными результатами о внутренней структуре атомного ядра результаты и методы ядерной спектроскопии находят все более широкое применение в смежных областях науки и техники, в народном хозяйстве.

Важным разделом ядерной спектроскопии является спектроскопия излучений при радиоактивном распаде ядер. Исследования спектров α -, β - и γ -излучений, возникающих при радиоактивном распаде ядер, широко развернулись после открытия в начале 30-х годов в работах Ф. Жолио-Кюри и др. искусственных радиоактивных нуклидов. На основе экспериментальных данных, ядра представляют собой системы сильно взаимодействующих частиц — протонов и нейтронов, трудно поддающиеся точному теоретическому описанию [1]. В то же время были выявлены некоторые простые эмпирические закономерности. Главная из них состояла в том, что среди многих сотен ядер есть такие (${}^4\text{He}_2$, ${}^{16}\text{O}_8$, ${}^{20}\text{Ca}_{20}$, ${}^{90}\text{Zr}_{50}$, ${}^{208}\text{Pb}_{126}$ и др.), которые содержат в своем составе по 2, 8, 20, 50, 82, 126 нейтронов и (или) протонов и обладают особыми свойствами. Среди стабильных ядер эти ядра наиболее распространены в природе, среди радиоактивных — обладают самыми большими временами жизни (периодами полураспада $T_{1/2}$). Эти ядра имеют самые большие энергии первого возбужденного уровня и другие интересные свойства. Числа 2, 8, 20, 50, 82 и 126 получили название магических. Магичность ядер и другие выявленные закономерности нашли свое теоретическое обоснование в оболочечной модели ядра. В то же время оказалось, что оболочечная

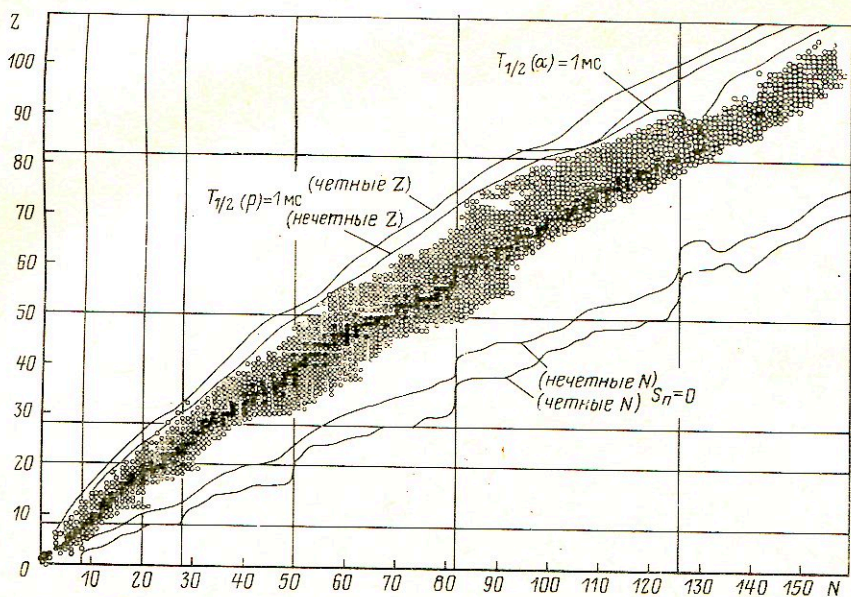


Рис. 1. Карта нуклидов [2]:

зачерненные кружки – стабильные нуклиды, светлые – известные радиоактивные нуклиды; вертикальные и горизонтальные линии – магические числа нейтронов и протонов; кривые $T_{1/2}(p) = 1$ мс и $T_{1/2}(\alpha) = 1$ мс – парциальные периоды полураспада протонного и α -распада ядер; кривая $S_n = 0$ соответствует ядрам, в которых энергия связи нейтрона равна нулю

модель не объясняет некоторые экспериментальные факты, особенно относящиеся к ядрам с числами нейтронов и протонов, сильно отличающимися от магических. К этим фактам, в частности, относятся увеличенная примерно в 100 раз вероятность электрических квадрупольных γ -переходов в большинстве ядер по сравнению с вероятностью перехода отдельного протона; открытие деформации (вращения) ядер, удаленных от магических. Для их объяснения были предложены новые, более совершенные теоретические модели: обобщенная модель Бора-Моттельсона, модель парных корреляций сверхпроводящего типа – “сверхтекучая модель” (Н.Н. Боголюбов, С.Т. Беляев, В.Г. Соловьев), модель трехосного ротатора (А.С. Давыдов).

Таким образом, история развития наших знаний об атомном ядре показывает, что продвижение вперед на этом пути связано с получением все более полных и точных экспериментальных данных о структуре атомных ядер. Широкие перспективы такого продвижения открывает обнаружение и исследование неизвестных атомных ядер. Сейчас (рис. 1) экспериментально установлено (измерены периоды полураспада, определен способ распада, измерены спектры излучений) существование около 2500 нуклидов. Из них около 300 – β -стабильные нуклиды. Оценки, проведенные по формулам для масс ядер, показывают, что в природе могут существовать ядра с временем жизни, значительно превышающим ядерное время (время пролета нуклона через ядро, примерно равное 10^{-22} с), которые расположены между линиями $S_n = 0$ и $T_{1/2}(\alpha) = 1$ мс и $T_{1/2}(p) = 1$ мс (см. рис. 1). Их более 6000. Следовательно, предстоит открыть более 3000 новых нуклидов. Проблему открытия и изучения новых ядер называют исследованием ядер, удаленных от линии β -стабильности. По мере удаления от линии β -стабильности очень

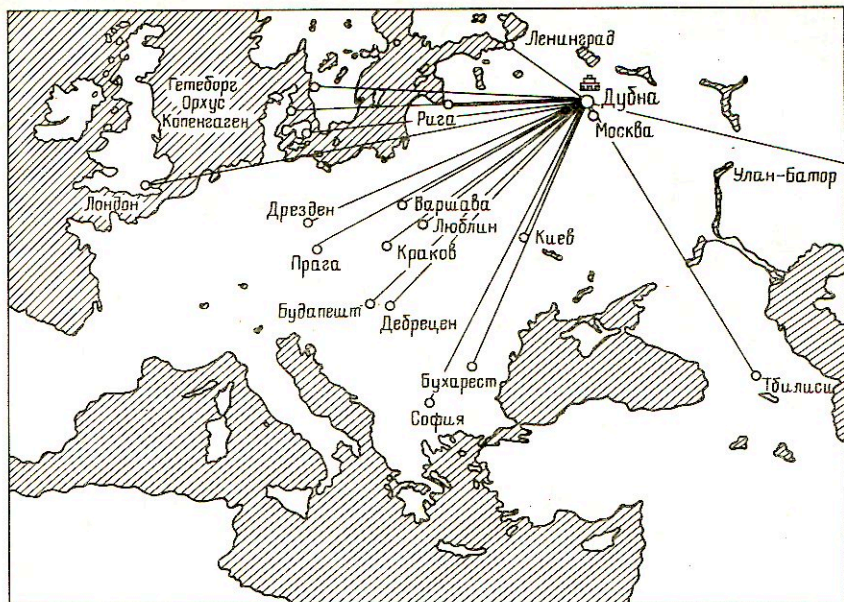


Рис. 2. Карта рассылки нейтронодефицитных радионуклидов, полученных при облучении мишеней из разных веществ протонным пучком (660 МэВ) синхротронов ОИЯИ

быстро уменьшается время жизни ядер. Это обстоятельство потребовало серьезных методических разработок, обеспечивающих возможность получения и исследования короткоживущих нуклидов.

По мере удаления от линии β -стабильности возрастают разности масс соседних ядер; увеличивается энергия, доступная для разных типов распада ядер. Благодаря этому в последнее время были открыты такие новые, невозможные вблизи линии β -стабильности виды распада ядер, как радиоактивный протонный распад, задержанное β -распадом деление и испускание, двух протонов, двух и трех нейтронов, ядер трития.

Для исследования ядер, удаленных от линии β -стабильности, в ряде научных центров мира в 70-х годах созданы крупные экспериментальные комплексы [3, 4]. Практически первой в мире широкой программой исследования ядер, удаленных от линии β -стабильности, стали начатые в 1956 г. в Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) ОИЯИ под руководством чл.-корр. АН СССР Б.С. Дзельпева эксперименты по изучению нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов. Впоследствии (в 1967 г.) эта программа получила название "ядерная спектроскопия на пучке протонов". С самого начала для этих работ было характерно широкое международное сотрудничество (рис. 2). Было доказано [5], что реакции глубокого расщепления типа (p , xn , np) являются наиболее эффективным и универсальным способом получения удаленных от линии β -стабильности нейтронодефицитных нуклидов. Данное обстоятельство было впоследствии широко использовано при разработке и развитии программ исследований удаленных от линии β -стабильности ядер на ускорителях протонов средних энергий в ряде научных центров мира. В 70-е годы это утверждение было расширено и на нейтроноизбыточные нуклиды: группа Isolde в ЦЕРН показала, что реакции глубокого расщепления и высокоэнергетического деления на протонах средних энергий представляют собой мощный источник удаленных от линии β -стабильности нейтроноизбыточных нуклидов.

Для исследования спектров ядерных излучений в ЛЯП ОИЯИ и в со- трудничающих организациях создан и используется широкий набор спектро- метров разного типа. Например среди них магнитные бета-спектры и спектрографы высокого разрешения, большой магнитный альфа-спектро- граф, гамма-спектрометры со сцинтилляционными и полупроводнико- выми детекторами, установки для измерения времени жизни возбужден- ных состояний ядер и изучения угловых $\gamma\gamma$ - и γe -корреляций, полупро- водниковые бета-спектрометры, светосильные безжелезные бета-спектро- метры с тороидальным магнитным полем, установка для исследования углового распределения γ -излучения ядер, ориентированных в магнит- ном поле при сверхнизких температурах, и др.

В 1969 г. в ЛЯП ОИЯИ построили электромагнитный масс-сепаратор и впервые в странах социалистического содружества начали разделение значительных количеств радиоактивных нуклидов по их массам. Эти работы стали особенно успешными после создания оригинального высо- коэффективного трубчатого ионного источника с поверхностной иони- зацией.

На первом этапе (до 1969 г.) применявшаяся методика эксперимента не позволяла изучать нуклиды с $T_{1/2} < 30$ мин: мишени облучались на внутреннем протонном пучке синхроциклотрона (энергия протонов около 660 МэВ, ток примерно 3 мкА), из облученной мишени выделя- лись фракции изотопов исследуемого химического элемента, из кото- рых готовились источники ядерного излучения. Методика эксперимента описана в обзоре [5].

Новый этап исследований начался с 1967–1969 гг., когда в ЛЯП ОИЯИ был построен электромагнитный сепаратор нуклидов, к ионному источ- нику которого облученная на выведенном пучке протонов мишень пе- редавалась с помощью пневмопочты. Это обеспечивало возможность изуче- ния нуклидов с периодами полураспада до 1 мин [6, 7].

Результаты проведенных в ОИЯИ исследований докладывались на многих национальных и международных конференциях, опубликованы в десятках статей. Обзор полученных результатов сделан в [5–7]. Отме- тим и проиллюстрируем здесь только некоторые из этих результатов.

Открыто более 100 новых радиоактивных нуклидов с периодами полураспада от нескольких дней до нескольких минут (во всем мире за тот же период (1956–1975 гг.) открыто 700–800 нуклидов).

При изучении схем распада ядер получен большой объем новой инфор- мации о спектрах энергетических уровней ядер. Основная масса новых данных относится к деформированным ядрам редкоземельных элемен- тов (см., например, рис. 3).

При ядерных превращениях в деформированных ядрах наряду с обыч- ными правилами отбора по моменту количества движения I и четности действуют правила отбора по проекции момента количества движения на ось симметрии ядра K . В соответствии с этим возбужденные уровни на рис. 3 разделены на группы (колонки) уровней с одинаковыми K , которые образуют ротационные полосы уровней с данным K . Это поло- са основного состояния ядра (уровни с энергией 0; 91,4; 299,5; 614,3 кэВ и т.д.) в центре на рис. 3; γ -вибрационная полоса (860,3;

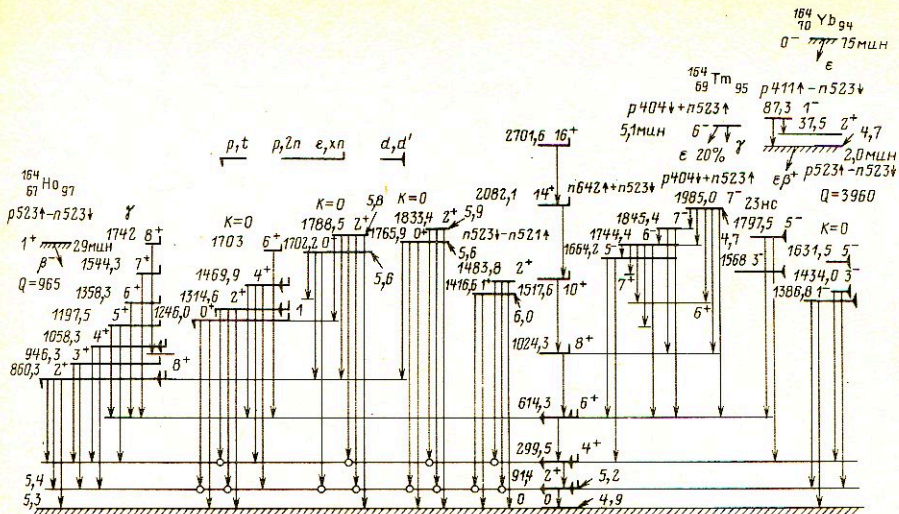


Рис. 3. Схема уровней четно-четного деформированного ядра $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$, полученная при исследовании β -распада ядра $^{164}_{69}\text{Tm}_{95}$ ($T_{1/2} = 2$ мин)

946,3; 1058,3 кэВ и т.д.) слева; β -вибрационная полоса (1246,0; 1314,6; 1469,9 кэВ и др.) — третья колонка слева. Выше при энергии, достаточной для разрыва пары нуклонов, возникают уровни двухквaziчастичной природы, например $E = 1985$ кэВ. Расшифрована природа состояний, связанных с октупольными колебаниями (полосы уровней с $E = 1386,8$; 1434 кэВ и т.д. и $E = 1568$ и 1797,5 кэВ). β -Распад ^{164}Tm ($I^\pi = 1^+$) дает удобный случай для изучения возбужденных состояний с $IK^\pi = 00^+$. Недавно в ^{164}Er обнаружено семь состояний такого типа. Хотя природа состояний типа 00^+ в настоящее время интенсивно изучается теоретически, экспериментальных данных о них мало. Поэтому изучение новых уровней такого типа представляет большой интерес.

На примере ядра ^{164}Er видно, что спектры возбуждения четно-четных деформированных ядер в основных своих чертах хорошо описываются в рамках обобщенной модели Бора—Моттельсона и квазичастично-фонной модели Соловьева.

В ходе исследований по программе ЯСНАПП проведена большая работа по расшифровке схем распада деформированных ядер с нечетными A . В этих ядрах спектры излучения и соответственно спектры возбужденных состояний более сложны, чем в четно-четных ядрах. Это объясняется тем, что в спектрах уровней ядер с нечетным A нет щели, связанной со спариванием нуклонов, и уровни возбуждения отдельного протона или нейтрона могут иметь очень малую энергию. Получены экспериментальные данные об энергиях одночастичных уровней возбуждения ядер, о коллективных возбуждениях, о связанных с этими уровнями ротационных полосах. Один из результатов этой работы представлен на рис. 4.

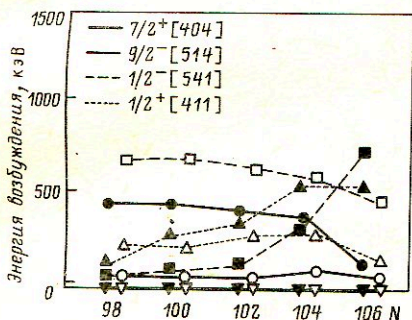


Рис. 4. Сравнение энергий экспериментально установленных одноквазичастичных уровней в изотопах лютеция ($Z = 71$) с рассчитанными по квазичастично-фононной модели Соловьева [1]:

зачерненные значки — эксперимент, светлые — теория

Отметим, что построения схем распада и интерпретация природы возбужденных состояний были бы невозможны без получения экспериментальных данных о вероятностях α -, β - и γ -переходов, о временных и угловых корреляциях каскадных переходов и др. Все эти данные тщательно анализировались и сравнивались с теоретическими предсказаниями, для чего потребовалось в ряде случаев уточнение параметров теоретических моделей.

С начала 70-х годов специалисты ЛЯП ОИЯИ принимали участие в разработке некоторых узлов экспериментального комплекса ИРИС для исследования ядер, удаленных от линии β -стабильности, в Ленинградском институте ядерной физики, а с момента пуска комплекса в 1975 г. — в экспериментальных исследованиях на нем. В этом комплексе облучаемая протонами с энергией 1 ГэВ мишень совмещена в один узел с ионным источником электромагнитного масс-сепаратора, что позволило изучать короткоживущие ядра с периодами полураспада до 0,1 с.

Отметим некоторые результаты сотрудничества ИРИС—ЯСНАПП. Открыто 20 новых нуклидов с $T_{1/2}$ до долей секунды. Получены экспериментальные данные, свидетельствующие о магичности ядра $^{146}_{82}\text{Gd}_{64}$. На основе измерений энергии α -распада и граничных энергий β -спектров экспериментально получены массы более 40 короткоживущих ядер, в том числе ядер, расположенных у границы области, где происходит радиоактивный распад с испусканием протона. Данные о массах позволили определить энергию связи протона в ряде ядер и установить, что некоторые известные ранее α -радиоактивные нуклиды (рис. 5) являются одновременно p -радиоактивными [8]. Впервые определено положение протяженного участка границы протонной устойчивости ядер. Она проходит в этой области карты нуклидов через ядра ^{178}Au , ^{172}Ir , ^{167}Re , ^{161}Ta , ^{156}Lu и ^{151}Tm .

В ходе методических разработок, обеспечивших успех представленных выше ядерно-спектроскопических исследований, были получены результаты, имеющие самостоятельное фундаментальное и прикладное значение. Отметим среди них следующие:

открыты неизвестные ранее свойства нестабильного элемента — аста-та; разработанные методы получения редких радионуклидов (^{123}I , ^{167}Tm и др.) для медицинских и других целей внедрены в практику в институтах стран-участниц ОИЯИ [9, 10];

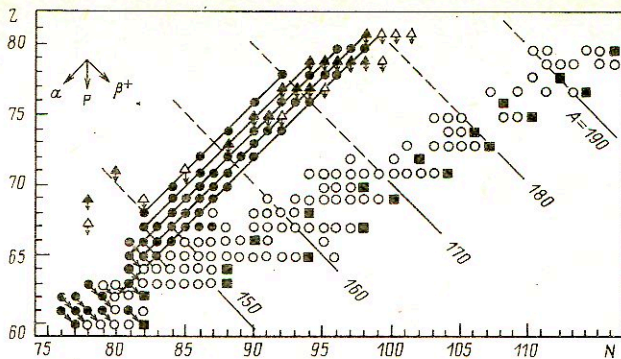


Рис. 5. Фрагмент карты нуклидов:

треугольники и зачерненные кружки — ядра, массы которых определены в исследованиях на экспериментальном комплексе ИРИС; светлые кружки — ядра с ранее известными массами; квадраты — стабильные ядра; зачерненные и светлые треугольники — ядра, протонный распад которых установлен соответственно надежно и предположительно (энергия связи протона близка к нулю)

разработан оригинальный высокоэффективный трубчатый ионный источник с поверхностной ионизацией, широко применяемый в настоящее время в исследованиях ядер, удаленных от линии β -стабильности [6];

постоянно развивались и совершенствовались методы изготовления полупроводниковых детекторов ядерного излучения; разработаны методы прецизионной ядерной спектроскопии на основе полупроводниковых детекторов (см. [11]);

подготовлен и издан атлас спектров ядерных излучений, измеренных с помощью полупроводниковых детекторов [12]. Атлас содержит спектры 261 радионуклида и широко используется в научных и прикладных исследованиях.

В настоящее время в ОИЯИ ведется подготовка к новому этапу исследований по программе ЯСНАПП: создается новый крупный экспериментальный комплекс для исследований ядер, удаленных от линии β -стабильности — ЯСНАПП-2. Будут обеспечены условия для получения и исследования ядер с $T_{1/2}$ до 0,1 с с использованием интенсивного протонного пучка фазотрона ОИЯИ. Создание комплекса ЯСНАПП-2 откроет ученым стран-участниц ОИЯИ новые возможности для исследований в этой интересной области физики атомного ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981. 295 с.
2. Yoshisawa Y., Hariguchi T., Yamada M. Chart of the Nuclides Table of the Nuclides. Hiroshima: University, 1984.
3. Proceedings of 4th International Conference on Nuclei Far From Stability (Helsingor, Denmark). Preprint CERN 8109, Geneva, 1981. 809 p.

4. Громов К.Я., Новиков Ю.Н. — В кн.: Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Тезисы докладов XXXV совещания (Л., 1985 г.). Л.: Наука, 1985, с. 5–7.
5. Громов К.Я., Джелепов Б.С. — Атомная энергия, 1969, т. 26, с. 352–369.
6. Арльт Р., Громов К.Я., Зайцева Н.Г. и др. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1974, т. 5, вып. 4, с. 843–891.
7. Громов К.Я., Зиберт Х.-У., Калининков В.Г. и др. — Там же, 1975, т. 6, вып. 4, с. 971–1039.
8. Алхазов Г.Д., Ганбаатар Н., Громов К.Я. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, с. 834–843.
9. Молнар Ф., Халкин В.А., Хэррмманн Э. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, вып. 6, с. 1077–1150.
10. Халкин В.А. — В кн.: 4-е совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач (Дубна, 1981 г.). Дубна: ОИЯИ, 1982, с. 116–123.
11. Вылов Ц., Горожанкин В.М., Желев Ж. и др. Спектры излучения радиоактивных нуклидов. Ташкент: Фан, 1984. 338 с.
12. Вылов Ц., Байер Г.-Ю. Горожанкин В.М. и др. Препринт ЦИЯИ АН ГДР № 399. Россендорф, 1980. 557 с; № 505, Россендорф, 1983. 296 с.

УДК 532.144:539.172.4

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ НЕЙТРОНОВ ОИЯИ

*В.П. Алфименков, канд. физ.-мат. наук,
Н. Балабанов, д-р физ. наук (НРБ),
К. Зайдель, д-р естеств. наук (ГДР),
Л.Б. Пикельнер, д-р физ.-мат. наук,
Ю.И. Попов, д-р физ.-мат. наук*

Изучение свойств атомных ядер проводилось в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) с помощью реакций с нейтронами. Специфика импульсных источников нейтронов ЛНФ — реакторов ИБР [1], имеющих большую длительность вспышки и высокую интенсивность, стимулировала постановку экспериментов, не требующих высокого энергетического разрешения, но нуждающихся в большой светосиле. К числу таких исследований, начатых и развитых в ЛНФ, относятся изучение (n, α) -реакции на резонансных нейтронах, исследование компаунд-состояний ядер с помощью эффектов сверхтонких взаимодействий, наблюдение несохранения пространственной четности в нейтронных резонансах. Краткий обзор этих исследований, выполненных интернациональным коллективом отдела физики ядра ЛНФ, содержится в настоящей статье.

Реакция (n, α) на резонансных нейтронах. Исследование реакции (n, α) на медленных нейтронах представляет собой сложную задачу из-за существенной роли кулоновского барьера, препятствующего вылету α -частицы из ядра. Только на легчайших ядрах эта реакция идет с большими сечениями, а на тяжелых ядрах ее вероятность в лучшем случае на четыре–восемь порядков ниже вероятности радиационного захвата нейтронов. Между тем изучение реакции (n, α) на резонансных нейтронах представляет несомненный интерес, поскольку позволяет получить новые характеристики ядра по сравнению с теми, которые извлекаются из хорошо изученных реакций рассеяния и радиационного захвата нейтронов.

К началу этих исследований были измерены только сечения реакции (n, α) на тепловых нейтронах для пяти-шести ядер. Однако наличие светосильного нейтронного спектрометра по времени пролета на базе ИБР и создание оригинальных высокоэффективных детекторов и спектрометров α -частиц с рабочей площадью $10^3 - 10^4$ см² позволили в 1966 г. получить первые данные о полных α -ширинах нейтронных резонансов (^{147}Sm , ^{149}Sm), а в следующем году впервые измерить спектры α -частиц в отдельных резонансах (^{147}Sm).

Круг исследованных в ЛНФ ядер постоянно расширялся. В реакции (n, α) были изучены нейтронные резонансы сферических и деформированных ядер. Был обнаружен и исследован α -распад компаунд-состояний в области ядер с $65 \leq A \leq 124$ [2], где явление α -распада было вообще неизвестно. Результаты первых исследований реакции (n, α) на резонансных нейтронах, суммированные в обзоре [3], показали, что основные закономерности поведения полных и парциальных α -ширин описываются статистической теорией. Дальнейшие эксперименты подтвердили этот вывод.

Для иллюстрации последнего утверждения рассмотрим усредненные по резонансам значения полных α -ширин, которые в статистической теории для резонансов со спином J и четностью π рассчитываются по формуле:

$$\langle \Gamma_{\alpha}^{J\pi} \rangle = \frac{D^{J\pi}}{2\pi} \sum_l P_{\alpha lf} \quad (1)$$

Здесь $D^{J\pi}$ — среднее расстояние между резонансами; $P_{\alpha lf}$ — коэффициенты проникаемости ядерного потенциального барьера для α -частицы с орбитальным моментом l и для конечного ядра в состоянии f . Значения $P_{\alpha lf}$ в нашем случае рассчитывались с использованием параметров кластерной модели Кадменского-Фурмана [4]. В этой модели предполагается сильное поглощение α -частицы ядром ("черное" ядро), а зависимость $P_{\alpha lf}$ от конечного состояния обусловлена только энергией барьера и значениями спина и четности, влияющими на отбор возможных значений l .

На рис. 1 для широкого круга ядер представлены отношения средних по резонансам экспериментальных α -ширин к рассчитанным по формуле (1). За исключением экспериментальных данных для ^{59}Ni (треугольники), все результаты получены в ЛНФ ОИЯИ интернациональным коллективом сектора редких реакций. Погрешности измерений обусловлены главным образом малым числом резонансов, по которым проводилось усреднение экспериментальных данных.

Иллюстрируемое рис. 1 удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических значений средних α -ширин говорит как о справедливости статистического описания средних вероятностей α -распада компаунд-ядер, так и об удовлетворительной параметризации коэффициента проникаемости с помощью кластерной модели.

Анализ флуктуаций парциальных и полных α -ширин нейтронных резонансов также показал, что в целом не наблюдается заметных отклонений от предсказаний статистической теории. Таким образом, в области средних и тяжелых ядер ядро по отношению к α -частице можно считать черным и гигантские α -кластерные

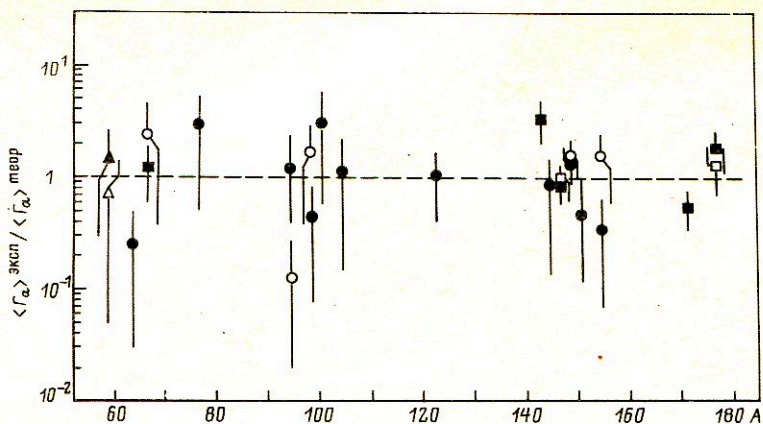


Рис. 1. Зависимость от атомного номера отношения средних значений экспериментальных α -ширин к рассчитанным по модели Кадменского – Фурмана:

светлые и черные значки соответствуют резонансам с разными спинами

уровни сильно фрагментированы по состояниям компаунд-ядра. В то же время в рамках развиваемого В.Г. Соловьевым квазичастично-фононного подхода к описанию нейтронных резонансов высказывалось предположение [5] об усилении приведенных вероятностей α -переходов в возбужденные одно- и двухфононные состояния 2^+ и 4^+ по сравнению с α -переходом в основное состояние конечного четно-четного ядра. То, что отклонение от статистической теории (если оно есть) небольшое, можно заключить из рис. 1. Более подробное исследование этого эффекта в резонансах реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ показало, что на уровне достоверности 99% наблюдается слабое (в 1,3 раза) усиление средних приведенных вероятностей α -переходов в одно- и двухфононные состояния ядра ^{144}Nd .

Полученную в ЛНФ систематизированную информацию о свойствах средних α -ширин распада высоковозбужденных компаунд-состояний можно с успехом использовать при анализе более сложных процессов, например, двухступенчатой реакции $(n, \gamma\alpha)$. В случае реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ анализ спектра α -частиц позволил получить первые сведения о средних характеристиках первичных низкоэнергетических γ -переходов мультипольности $E1$ и $M1$ между двумя компаунд-состояниями. Сопоставлением этих результатов с данными о более высокоэнергетических γ -переходах из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)$ и фотоядерной реакции $^{144}\text{Nd}(\gamma, n)^{143}\text{Nd}$ впервые удалось проследить форму гигантского $E1$ -резонанса, начиная с энергии $E_\gamma \approx 0,2$ МэВ [6] (рис. 2). Это привело к интересному уточнению наших знаний о форме гигантского электрического дипольного резонанса [7].

Эффекты сверхтонких взаимодействий в компаунд-состояниях ядер. Эффекты сверхтонких взаимодействий в течение многих лет широко использовались в ядерной спектроскопии для получения информации о магнитных и электрических моментах ядер, изменении формы ядра при возбуждении и других ядерных характеристиках. Однако разработанные для этих исследований методы не подходили для изучения высоко-

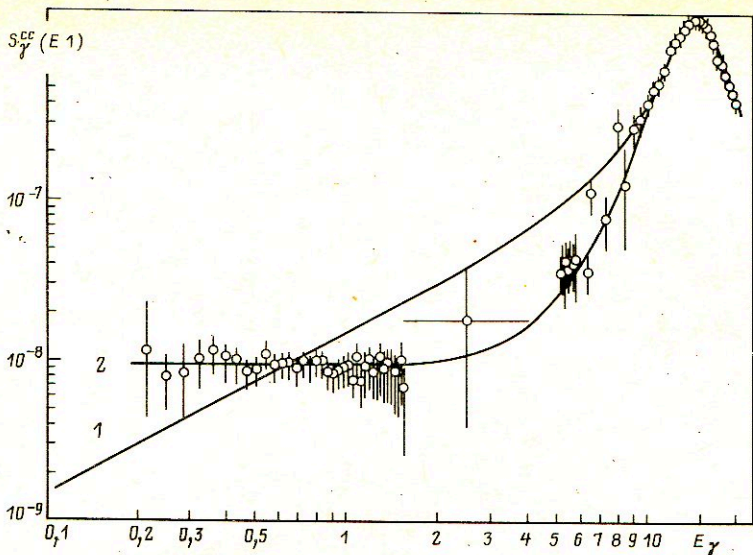


Рис. 2. Зависимость радиационной силовой функции от энергии γ -квантов для γ -переходов мультипольности $E1$ в ядре ^{144}Nd :

точки — эксперимент; 1 — кривая Лоренца; 2 — кривая, учитывающая зависимость $S_{\gamma}^{cc}(E1)$ от температуры конечного состояния ядра при γ -переходе [7]

возбужденных состояний ядер, образующихся при резонансном захвате нейтронов.

Впервые на возможность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов указал Ф.Л. Шапиро [8]. Предложенный им метод основан на том, что при изменении заселенности магнитных подуровней, которое возникает, например, при охлаждении ядер, помещенных в магнитное поле, меняется энергия нейтронного резонанса. Энергетический сдвиг ΔE_0 при поляризации ядер f_N в магнитном поле с индукцией B составляет для разных спинов нейтронных s -резонансов

$$\Delta E_0 = \begin{cases} -f_N B (\mu_b - \mu_0), & J = I - \frac{1}{2}; \\ -f_N B \left[\frac{I(2I+3)}{(2I+1)(I+1)} \mu_b - \mu_0 \right], & J = I + \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь μ_b и μ_0 — магнитные моменты компаунд-ядра и ядра-мишени. Измеряя ΔE_0 и зная другие величины, входящие в выражение (2), можно определить μ_b .

Сложность эксперимента обусловлена в первую очередь крайне малым значением сдвига ΔE_0 . При $f_N = 1$, $B = 100$ Тл и разности $\mu_b - \mu_0$, равной одному ядерному магнетону, $\Delta E_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ эВ, что примерно на четыре порядка меньше собственной ширины резонанса. Отсюда вид-

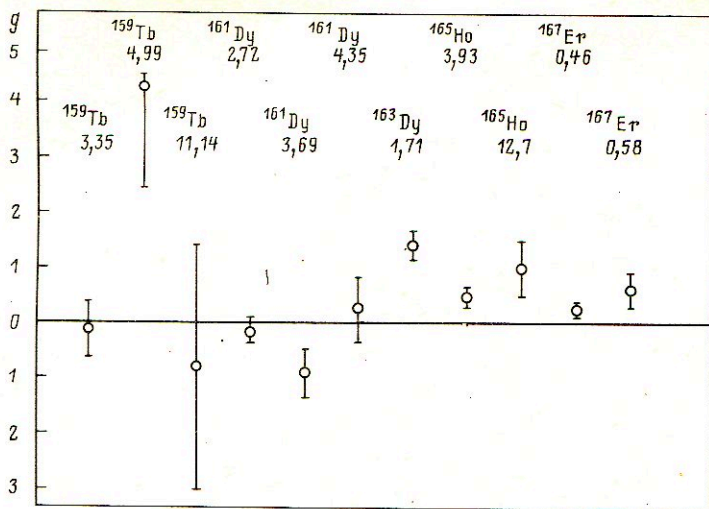


Рис. 3. Значения g -факторов исследованных резонансов:

$g = \mu_b/J$, μ_b – в ядерных магнетонах, J – в \hbar ; над каждой точкой обозначены изотоп и энергия резонанса, эВ

но, что эксперименты можно проводить только на ядрах редкоземельных элементов, у которых внутренние поля велики (B достигает сотен тесла) и имеются удобные для изучения низкоэнергетические резонансы.

Измерение магнитных моментов ряда резонансов тербия, диспрозия, гольмия и эрбия [9] было проведено на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30. Поляризация ядер достигалась за счет охлаждения ферромагнитных образцов до температуры 0,03 К в рефрижераторе с растворением гелия-3 в гелии-4. Сравнение положений резонансов в спектрах по времени пролета нейтронов для поляризованных и неполяризованных мишеней позволило получить значение ΔE_0 , а отсюда и магнитные моменты компаунд-состояний. Таким образом, впервые были измерены магнитные моменты состояний тяжелых ядер, возбужденных до энергии около 7 МэВ и имеющих время жизни около 10^{-14} с (рис. 3). В результате статистической обработки были найдены среднее значение $\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22$ и дисперсия $D(g) = 0,26 \pm 0,19$. Сопоставление этих значений с теоретическими оценками [9], сделанными в рамках статистической модели ядра, показало согласие в пределах точности эксперимента и расчета. Тем самым подтвердилась применимость статистической теории к этой области ядерных характеристик.

Остановимся теперь на другом эффекте сверхтонких взаимодействий, обусловленном зависимостью энергии кулоновского взаимодействия ядра с электронной оболочкой от распределения электрического заряда в ядре. Такие эффекты широко изучались методами мессбауэровской спектроскопии при измерении так называемых изомерных сдвигов γ -линий [10]. Эти сдвиги ΔE_{IS} наблюдаются при сравнении энергии γ -переходов для одного и того же ядра, входящего в различные химические соединения, если формы ядра в основном и изомерном состояниях

различны. Сдвиг можно представить в виде

$$\Delta E_{IS} \sim \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r^2 \rangle, \quad (3)$$

т.е. он пропорционален разности электронных плотностей в том месте, где находится ядро, у двух разных химических соединений $\Delta \rho_e(0)$ и разности средних квадратических радиусов ядра в возбужденном и основном состояниях $\Delta \langle r^2 \rangle$. Аналогичная зависимость имеет место и при сравнении энергий резонанса в случае захвата нейтронов ядрами, входящими в различные химические соединения. Выражение для такого энергетического сдвига резонанса ΔE_0 с хорошим приближением можно записать в виде

$$\Delta E_0 = (2/3) \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r^2 \rangle. \quad (4)$$

В отличие от мессбауэровского изомерного сдвига (3) у химического сдвига нейтронного резонанса (4) величина $\Delta \langle r^2 \rangle$ содержит изменение среднего квадратического радиуса не только за счет возбуждения ядра, но и за счет увеличения массового числа ядра A при захвате нейтрона. Измерный сдвиг ΔE_{IS} можно измерять лишь при малых энергиях возбуждения ядра, не превышающих 100 кэВ, тогда как ΔE_0 позволяет изучать ядро при возбуждении 6–8 МэВ (энергия связи нейтрона). Вместе с тем измерение с нейтронами существенно сложнее мессбауэровского, так как ширина нейтронного резонанса на несколько порядков больше ширины изомерного уровня. Кроме того, доплеровское уширение резонанса, связанное с колебаниями кристаллической решетки образца, существенно различно для разных химических соединений, что делает нетривиальным описание сдвига резонанса.

Несмотря на указанные выше трудности, в ЛНФ на ИБР-30 был выполнен цикл экспериментов [11, 12] по измерению химических сдвигов нейтронных резонансов изотопов урана ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U . Эти исследования были проведены совместно с Техническим университетом (Дрезден, ГДР), что в значительной мере способствовало успешному выполнению экспериментов.

Измерение пропускания нейтронов через образцы урана, входящего в различные химические соединения, позволило получить значения ΔE_0 для ряда резонансов указанных изотопов урана. В результате обработки экспериментальных данных были получены значения $\Delta \langle r^2 \rangle_B$ – изменения среднего квадратического радиуса заряда ядра, обусловленного только возбуждением ядра примерно до энергии связи нейтрона (табл. 1).

Представляется интересным рассмотреть, существует ли связь между $\Delta \langle r^2 \rangle_B$ и способностью ядра к делению. Для этого воспользуемся рис. 4. Видно, что для малых Γ_f значения $\Delta \langle r^2 \rangle_B$ отрицательны, т.е. средний квадратический радиус уменьшается при возбуждении. Усреднение по резонансам ^{235}U , имеющим $\Gamma_f < \Gamma_\gamma/2$ и $\Gamma_f > \Gamma_\gamma/2$ ($\Gamma_\gamma = 35$ мэВ – радиационная ширина резонансов ^{235}U), дает соответственно для $\Delta \langle r^2 \rangle_B$ значения $(-0,38 \pm 0,14)$ и $(-0,02 \pm 0,12)$ фм². Практически не делящиеся изотопы урана ^{234}U и ^{238}U подтверждают это заключение. Приведенные результаты представляют интерес для теории деления ядер и еще ждут своей интерпретации.

Таблица 1. Изменение средних квадратических радиусов ядер урана при возбуждении

Ядро-мишень	Энергия резонанса E_0 , эВ	Делительная ширина Γ_f , мэВ	$\Delta \langle r^2 \rangle_B$, фм ²	Энергия связи E_B , МэВ
^{234}U	5,16	0,02	$-0,46 \pm 0,25$	5,3
^{235}U	1,14	107	$-0,09 \pm 0,22$	6,4
	2,03	11	$-0,23 \pm 0,21$	
	3,15	103	$+0,10 \pm 0,48$	
	3,61	53	$-0,08 \pm 0,25$	
	4,85	4	$-0,62 \pm 0,25$	
	8,77	98	$-0,01 \pm 0,26$	
	11,67	6	$-0,34 \pm 0,29$	
12,39	23	$+0,15 \pm 0,31$		
^{238}U	6,67	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$-1,7 \pm 0,5$	4,8

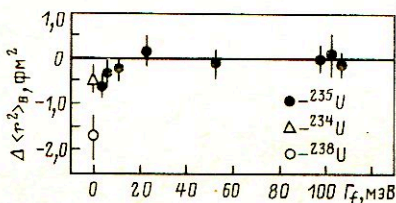


Рис. 4. Изменение среднего квадратического радиуса ядра при возбуждении до энергии, равной энергии связи нейтрона, для резонансов урана с различными делительными ширинами Γ_f

Нарушение пространственной четности в нейтронных резонансах. Экспериментальные исследования нарушения пространственной четности во взаимодействии нейтронов с ядрами начались в 1964 г. с известных опытов [13] группы Ю.Г. Абова, в которых была обнаружена асимметрия вылета γ -квантов при радиационном захвате тепловых поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами ^{113}Cd относительно направления поляризации нейтронов. Позже были обнаружены и другие проявления нарушения пространственной четности (*P*-нечетные эффекты) во взаимодействии тепловых нейтронов со сложными ядрами. Все эти явления находили объяснения в модели смешивания слабым межнуклонным взаимодействием возбужденных состояний ядер, имеющих противоположные четности и одинаковые спины [14, 15], или соответствующих им нейтронных резонансов. Однако прямого подтверждения связи таких эффектов с конкретными нейтронными резонансами до последнего времени не было. Его удалось получить лишь в результате проведенных в 1981–1982 гг. в ЛНФ ОИЯИ экспериментов, о которых и пойдет речь.

Сначала приведем основные положения модели смешивания нейтронных резонансов по четности. Захват ядром нейтронов с орбитальными моментами, различающимися на единицу, приводит к возбуждению состояний противоположной четности. Вероятность захвата медленных нейтронов ядром быстро падает с ростом орбитального момента. Это позволяет для медленных нейтронов ограничиться рассмотрением со-

стояний, возбуждаемых s - и p -нейтронами, т.е. рассмотрением s - и p -волновых нейтронных резонансов. Ограничимся так называемым двухуровневым приближением, т.е. учетом смешивания данного резонанса с ближайшим соседом. Рассмотрение, проведенное в [15], дает для P -нечетной зависимости полных нейтронных сечений вблизи p -резонанса со спином $J = I \pm 1/2$ (I — спин ядра) следующие выражения:

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 (1 + a), \quad a = \frac{2W_{sp}}{E - E_s} \left(\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n} \frac{\Gamma_p^{n1/2}}{\Gamma_p^n} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Здесь σ_+ и σ_- — резонансные части полных нейтронных сечений, соответствующие нейтронам с положительной и отрицательной спиральностями (поляризованным параллельно и антипараллельно их импульсам); σ_0 — обычное брейт-вигнеровское сечение, связанное с p -резонансом; W_{sp} — матричный элемент слабого взаимодействия, взятый между смешивающимися резонансами; E_s , Γ_s^n — энергия и нейтронная ширина s -резонанса; Γ_p^n — нейтронная ширина p -резонанса; $\Gamma_p^{n1/2}$ — ее часть, обусловленная нейтронами с полным моментом $1/2$. В выражении для величины a , определяющей P -нечетный эффект, нашли отражение два механизма усиления этого эффекта в сложных ядрах. Энергетический знаменатель, увеличивающий a при сближении резонансов по энергии, связан с так называемым динамическим усилением смешивания уровней. Множитель $(\Gamma_s^n/\Gamma_p^n)^{1/2}$, обычно много большей единицы, обусловлен подавлением основного p -процесса в сравнении с примесным s -процессом.

В ЛНФ ОИЯИ исследования P -нечетной зависимости полных нейтронных сечений от спиральности нейтронов вблизи p -резонансов ядер [16] проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30. Резонансные нейтроны поляризовались разработанным в ЛНФ методом фильтрации нейтронного пучка через поляризованную протонную мишень. Поляризатор обеспечивал пучок площадью 30 см^2 и нейтронной поляризацией $f_n = 0,6$. Измерялся так называемый эффект пропускания

$$\epsilon = f_n^{-1} (T_+ - T_-) / (T_+ + T_-),$$

где T_{\pm} — прозрачности исследуемой мишени для нейтронов, поляризованных параллельно и антипараллельно их импульсу. Было исследовано более десяти слабых низкоэнергетических резонансов ряда сложных ядер, в четырех случаях наблюдался p -нечетный эффект. На рис. 5 в качестве примера приведены результаты измерений с ядром ^{139}La вблизи его резонанса с энергией $E = 0,75 \text{ эВ}$.

Эффект пропускания связан с величиной a , характеризующей обсуждаемый P -нечетный эффект, простым соотношением

$$\epsilon = -na\sigma_0. \quad (6)$$

Здесь n — толщина мишени, см^{-2} . Экспериментальные данные об эффекте пропускания с использованием соотношений (5), (6) и параметров смешивающихся резонансов позволяют получить характеризующий слабое взаимодействие в ядре

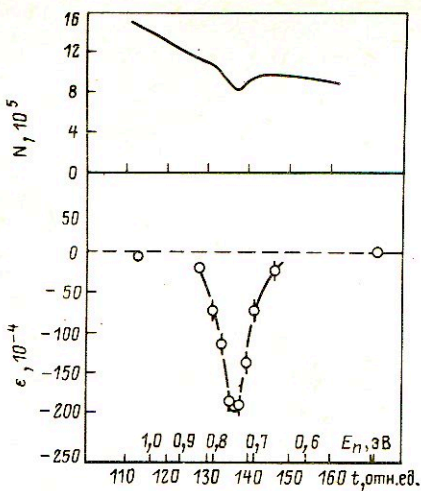


Рис. 5. Участок спектра по времени пролета (вверху) и эффект пропускания (внизу) для ^{139}La

матричный элемент W_{sp} . Результаты измерений, проведенных в ЛНФ на резонансах с P -нечетным эффектом, приведены в табл. 2 в виде значений a в резонансах. Там же даны и полученные из них в двухуровневом приближении значения $|W_{sp}|$. Из-за недостатка информации о параметрах смешивающихся резонансов значения $|W_{sp}|$ имеют характер нижних оценок. Они получены в предположениях, что $\Gamma_p^n = \Gamma_{p1/2}^n$ и что с данным p -резонансом смешивается s -резонанс с максимальным значением $\Gamma_s^n / (E_s - E_p)^2$. Такие оценки значений матричных элементов со-

гласуются с ожидаемыми на основании статистической теории, согласно которой значения матричных элементов случайно распределены вокруг нулевого среднего со средним квадратическим отклонением порядка 10^{-3} эВ. В хорошем согласии с теорией находится и энергетическая зависимость P -нечетных эффектов в полных нейтронных сечениях. Вблизи p -резонансов эта зависимость имеет явно выраженный резонансный вид. Дополнительное подтверждение резонансного поведения эффекта дает сопоставление результатов для резонансов с данными [17], полученными на тепловых нейтронах.

Результаты исследований усиленных в сложных ядрах P -нечетных эффектов представляют большой интерес для ядерной физики. Они позволяют глубже понять структуру возбужденных состояний ядер. Применительно к задачам ядерной физики целью исследования усиленных P -нечетных эффектов можно считать накопление информации о матричных элементах слабого взаимодействия в ядрах, получение их распределения и сопоставление его с предсказаниями теории. Для этого нужно продолжать поиски P -нечетных эффектов на разных ядрах, причем интерес представляет, по-видимому, не столько обнаружение больших эффектов, сколько повышение точности экспериментов и наблюдение слабых эффектов, обусловленных малыми матричными элементами. Очень важно и получение информации о параметрах смешивающихся резонансов, необходимой для извлечения из результатов исследований P -нечетных эффектов надежных значений матричных элементов.

Таблица 2. Данные о несохранении четности в нейтронных резонансах

Ядро	E_p , эВ	Γ_p , 10^{-3} эВ	$g\Gamma_p^n$, 10^{-8} эВ	$a(E_p)$, 10^{-3}	$ W_{sp} $, 10^{-3} эВ
^{81}Br	$0,88 \pm 0,01$	190 ± 20	$5,8 \pm 0,3$	24 ± 4	$3,0 \pm 0,5$
^{111}Cd	$4,53 \pm 0,03$	160 ± 10	107 ± 5	$-8,6 \pm 1,2$	$0,84 \pm 0,12$
^{117}Sn	$1,33 \pm 0,01$	230 ± 20	$19 \pm 1,5$	$4,5 \pm 1,3$	$0,38 \pm 0,10$
^{139}La	$0,75 \pm 0,01$	45 ± 5	$3,6 \pm 0,3$	73 ± 5	$1,28 \pm 0,12$

Мы рассмотрели некоторые ядерно-физические исследования с использованием резонансных нейтронов, предложенные и реализованные в ЛНФ. Дальнейший прогресс в этих исследованиях связан с развитием светосильной нейтронной спектроскопии и, в первую очередь, с вводом в действие мощного линейного ускорителя электронов ЛИУ-30, создаваемого в настоящее время в ЛНФ. Для изучения реакций с вылетом заряженных частиц весьма перспективным является использование нейтронодефицитных радиоактивных ядер в качестве мишеней. Всестороннее изучение компаунд-состояний ядер позволит глубже понять структуру высоковозбужденных состояний атомных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Франк И.М. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 2, с. 805–860.
2. Антонов А., Балабанов Н., Гledenov Ю.М. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 18–29.
3. Попов Ю.П. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 2, с. 925–938.
4. Кадменский С.Г., Фурман В.И. — Там же, 1975, т. 6, с. 469–514.
5. Соловьев В.Г. — Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 48–59.
6. Втюрин В.А., Попов Ю.П. Сообщение ОИЯИ Р3-82-309. Дубна, 1982. 8 с.
7. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. — Ядерная физика, 1983, т. 37, с. 277–283.
8. Шапиро Ф.Л. Собрание трудов. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1986. 348 с.
9. Бунатян Г.Г. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 44–54.
10. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969. 407 с.
11. Meister A., Pabst D., Pikelner L.B., Seidel K. — Nucl. Phys., 1981, vol. A362, p. 18–44.
12. Mittag S., Pabst D., Pikelner L.B. e.a. — Ibid., 1985, vol. A435, p. 97–109.
13. Abov Yu.G., Krupchitsky P.A., Oratovsky Yu.A. — Phys. Lett., 1964, vol. 12, p. 25–26.
14. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. — Успехи физ. наук, 1976, т. 118, с. 141–173.
15. Сушков О.П., Фламбаум В.В. — Там же, 1982, т. 136, с. 3–24.
16. Alfimenkov V.P., Borzakov S.B., Vo Van Thuan e.a. — Nucl. Phys., 1983, vol. A398, p. 93–106.
17. Kolomensky E.A., Lobashev V.M., Pirozhkov A.N. e.a. — Phys. Lett., 1981, vol. B107, p. 272–274.

УДК 539.261:539.171

НЕЙТРОНОГРАФИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД В ОИЯИ

*А.М. Балагуров, канд. физ.-мат. наук,
И. Натканец, канд. физ.-мат. наук (ПНР),
Ю.М. Останевич, д-р физ.-мат. наук*

Нейтроннография конденсированных сред в последние два десятилетия получила мировое признание как один из наиболее эффективных и прямых методов экспериментального исследования микроскопических

свойств твердых тел, жидкостей, растворов, а также биологических макромолекул и органелл. Медленные нейтроны обладают удачным сочетанием характеристик для таких исследований: высокой проникающей способностью, чувствительностью к магнитным свойствам вещества и тепловому движению атомов. В отличие от рентгеновского излучения, нейтроны "различают" изотопы, легкие атомы на фоне тяжелых и атомы с близкими атомными номерами. Все эти особенности нейтронного излучения по достоинству были оценены еще в 50-х годах, а с начала 60-х годов во всем мире уже велась интенсивная работа по созданию нейтронных источников и спектрометров, предназначенных для проведения нейтронографических экспериментов.

Исследования конденсированных сред в последнее время становятся доминирующими в физике (по некоторым данным — до 80% физических исследований). Можно указать на две основные причины большого интереса к этой области. Первая связана с тем, что исследования по физике конденсированных сред отличаются быстротой отдачи и эффективностью приложений в промышленности и других областях народного хозяйства. Вторая причина состоит в актуальности этих исследований для развития науки в целом, поскольку изучаются основополагающие закономерности, определяющие структурную организацию и динамику материальных объектов окружающего нас мира. Вот почему успехи нейтронной физики находят живейший отклик во многих смежных областях науки, в первую очередь в химии, биологии и материаловедении.

В свете сделанных замечаний становятся понятными роль исследований по физике конденсированных сред в научной программе ОИЯИ и большое внимание, которое уделяется их развитию. Основным методом этих исследований в ОИЯИ стала нейтронография, развитая на крупных базовых установках — импульсных реакторах. Основная организационная форма проведения этих исследований — международное сотрудничество с научными институтами стран-участниц, располагающими технологией изготовления исследуемых объектов и дополнительными методами исследования.

Нейтроннография позволяет получать экспериментальную информацию двух типов — о пространственном расположении и о законах движения атомов, образующих изучаемый объект. При этом оказывается, что упругорассеянные нейтроны в основном несут информацию о структуре, а нейтроны, изменившие свою энергию при рассеянии, — информацию о динамических свойствах. Оба эти аспекта очень тесно связаны, однако изучение динамики более трудоемко, выполнено на меньшем числе объектов, и далеко не всегда удается найти единое описание обоих аспектов. Поэтому мы рассмотрим исследования структуры и динамики раздельно.

Структурная нейтронография. Структурную нейтронографию можно условно разделить на две области: высокого и низкого разрешения. Задача первой — восстановление структуры объекта с точностью, достаточной для локализации отдельных атомов, пространственное разрешение при этом лучше 0,1 нм. Высокое разрешение достигается только

в исследованиях монокристаллов и простых поликристаллических веществ. Для некристаллизующихся объектов, какими являются многие биологические объекты, полимерные материалы, растворы и т.д., приходится ограничиваться более низким разрешением (порядка 1 нм). Структурная модель при этом характеризует пространственное расположение достаточно больших "кирпичей", образующих исследуемый объект, например рибонуклеиновых кислот и белков в двухкомпонентных комплексах. Наконец, есть большой класс веществ, относящихся к аморфным (стекла, жидкости, растворы, аморфные металлы, "спиновые стекла" и т.д.). Структуру этих веществ приходится интерпретировать на вероятностном языке с помощью функций плотности распределения межатомных расстояний. Здесь пространственное разрешение играет очень важную роль, и только с помощью нейтронографии в последние годы его удалось довести до 0,01 нм, после чего стало возможным разрешить парциальные парные корреляции в многоатомных системах.

Исследования на поликристаллах в ОИЯИ начались еще в начале 60-х годов [1, 2], вскоре после пуска первого импульсного реактора. В ранних исследованиях, проведенных под руководством Ф.Л. Шапиро, удалось выявить принципиальные достоинства структурной нейтронографии по методу времени пролета. К их числу относятся:

- эффективное использование практически всего спектра тепловых нейтронов от источника и, как следствие, светосильность метода;
- одновременность измерения всей дифракционной картины при полном отсутствии механических перемещений образца и детектора;
- очень высокая разрешающая способность в области больших межплоскостных расстояний.

Тогда же было отмечено, что новый метод удобен для исследования влияния больших импульсных электрических, магнитных или других внешних воздействий на кристалл, а также релаксационных процессов малой длительности. В последующей работе, проводившейся как в ЛНФ ОИЯИ, так и в других лабораториях, эти выводы полностью подтвердились, и метод времени пролета в дифракционных экспериментах превратился в эффективное средство изучения атомной и магнитной структуры вещества.

Среди первых исследований, в которых в полной мере проявились перечисленные достоинства, следует отметить установление магнитной структуры в кристаллах BiFeO_3 [3], PrF_3 , PrFeO_3 , NdFeO_3 [4, 5].

Очень важными в методическом отношении были работы по развитию метода фокусировки нейтронов по времени, выполненные в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) в 1966–1968 гг. совместно с Институтом ядерных исследований (ПНР, Свердловск) [6]. В этих работах был найден эффективный путь повышения светосилы дифрактометра без ухудшения разрешающей способности. Метод временной фокусировки оказался настолько эффективным и простым в реализации, что до настоящего времени используется во многих научных центрах.

В конце 60-х годов в ЛНФ была использована еще одна из особенностей метода времени пролета — возможность исследования явлений, возникающих при воздействии на образец сверхсильных внешних полей. Импульсный характер облучения образца нейтронами позволяет и внешнее поле прикладывать лишь в виде коротких импульсов, синхронизованных по времени воздействия с прилетом на образец нейтронов определенной энергии. Естественно, что создание очень сильных импульсных полей, действующих лишь короткое время, — более простая задача, чем получение столь же сильных стационарных полей. В 1968 г. в ЛНФ была создана импульсная магнитная установка, позволяющая на время около 3 мс наклады-

вать на образец магнитное поле напряженностью до $9,5 \cdot 10^6$ А/м, в то время как напряженность стационарного поля для аналогичных экспериментов не удавалось поднять выше $3,6 \cdot 10^6$ А/м. В экспериментах [7] с гематитом $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ наблюдались интересные явления в полях напряженностью от 4,0 до $9,5 \cdot 10^6$ А/м: перестройка доменной структуры кристалла, поворот вектора антиферромагнетизма, аномальное возрастание интенсивности рассеяния при некоторых условиях и т.д. Аналогичные эксперименты успешно продолжались и впоследствии [8], а в настоящее время на реакторе ИБР-2 создается новая импульсная магнитная установка, с помощью которой удастся увеличить напряженность поля до $19,9 \cdot 10^6$ А/м.

В 70-х годах в ЛНФ были разработаны два метода структурной нейтронографии — многомерная нейтронная дифрактометрия монокристаллов и малоугловое рассеяние нейтронов по времени пролета. Оба эти метода разрабатывались впервые в мировой практике и отличаются высокой эффективностью для импульсных источников нейтронов [9–12].

Из физических исследований этого периода следует отметить определение положения атомов дейтерия в кристалле $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_2)_{12} \cdot 24\text{D}_2\text{O}$ [13], определение симметрии и размеров элементарной ячейки длиннопериодной структуры TlGaS_2 [14], изучение доменной структуры в KD_2PO_4 [15], исследования общего вида анти-*dnp*-антител [16] и наблюдение гидратации полиионов с помощью малоуглового рассеяния нейтронов [17].

В 1978 г. в ЛНФ впервые было осуществлено сочетание метода времени пролета и позиционно-чувствительной детекторной системы [18]. Несмотря на сравнительно небольшие размеры первых позиционных детекторов, удалось сразу с несколько десятков раз увеличить скорость эксперимента. Создание в ЛНФ двухкоординатной многоклеточной камеры [19] позволило осуществить регистрацию трехмерных нейтронограмм, что резко сократило продолжительность и улучшило качество дифракционных экспериментов.

В 1982 г. началось систематическая работа на новом высокопоточном импульсном источнике нейтронов — реакторе ИБР-2. Существенно больший поток нейтронов, улучшенная проводка пучков и современные электронные средства управления экспериментов обеспечили качественно новые возможности для структурной нейтронографии. Это привело к существенному обновлению тематики, в первую очередь за счет новых сложных кристаллов и биологических объектов. Так, успешно были исследованы сегнетоэлектрические и сегнетоэластические кристаллы $\text{KD}_3(\text{SeO}_3)_2$ [20] и LiKSO_4 [21], кристаллы CsH(D)SO_4 , испытывающие фазовый переход в суперионное состояние при $T \approx 412$ К; гексаферриты *M*-типа $\text{Ba}(\text{TiCo})_x \cdot \text{Fe}_{12-2x} \cdot \text{O}_{19}$ и $\text{PbGa}_x \text{Fe}_{12-x} \cdot \text{O}_{19}$, обладающие длиннопериодной магнитной структурой; модельные и биологические липидные мембраны, на мультислоях которых изучается кинетика процессов водного обмена. Наконец, проведены первые пробные эксперименты по дифракции нейтронов на монокристалле мышечного белка миоглобина [22].

Независимым, оригинальным и перспективным направлением структурной нейтронографии являются исследования текстур материалов и изделий методом времени пролета, проводимые совместно с Центральным институтом ядерных исследований АН ГДР (Россендорф) [23]. Текстура нейтронография выгодно отличается от рентгеновской тем, что нейтроны позволяют получать информацию о текстуре толстых образцов и реальных изделий большой площади. Кроме того, развитый в ОИЯИ метод исследования текстур позволяет изучать материалы с низкой симметрией (гексагональной, моноклинной и т.п.), которые до сих пор

были практически недоступными. Этот метод уже получил мировое признание и предусматривается в исследовательских программах вновь создаваемых импульсных источников нейтронов. Области применения текстурной нейтронографии необычайно многочисленны и простираются от металлургии до генезиса горных пород [24], тесно примыкая к прикладным исследованиям.

Динамика конденсированных сред. Разработка методики экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов началась в ОИЯИ одновременно с пусковыми работами на реакторе ИБР в 1960 г. и уже через два-три года были получены первые результаты по исследованию динамики воды [25] на спектрометре холодных нейтронов с бериллиевым фильтром в прямой геометрии [26] и динамики водорода в гидриде циркония [27] на двойном спектрометре по времени пролета с синхронным прерывателем пучка перед образцом [28]. Основной задачей этого этапа было отыскание главных направлений и подходящих методов исследования [29].

Вместо спектрометра холодных нейтронов вскоре был создан спектрометр обратной геометрии [30], в котором образец удаляется на определенное расстояние от импульсного источника и облучается "белым" спектром нейтронов, а для монохроматизации рассеянных нейтронов между образцов и детекторов помещается бериллиевый фильтр. Дальнейшие модификации этого спектрометра, осуществлявшиеся совместно с Институтом ядерной физики (Краков) (добавление кристаллического анализатора [31], обеспечение одновременной регистрации неупругого и упругого рассеяния [32, 33]), привели к созданию спектрометра КДСОГ, который стал на реакторе ИБР-30 основным инструментом для исследования неупругого некогерентного рассеяния нейтронов. Совершенствование методов регистрации данных от многодетекторных установок [34] позволило создать на реакторе ИБР-2 уникальный спектрометр КДСОГ-М [35], успешно применяемый ныне для решения широкого круга задач, требующих изучения неупругих и квазиупругих процессов рассеяния с одновременным исследованием фазового состояния образца.

Метод обратной геометрии в основном чувствителен к процессам, в которых нейтрон при рассеянии теряет энергию. Однако интерес представляют и такие процессы, в которых энергию теряет изучаемый образец, а нейтрон ее приобретает. Для исследования этих процессов эффективно используются спектрометры типа ДИН [36, 37], созданные совместно с физико-энергетическим институтом (Обнинск) на реакторах ИБР-30 и ИБР-2. В этих спектрометрах для монохроматизации используются прерыватели пучка, работающие синхронно с импульсным источником. Следует заметить, что эти два типа спектрометров не конкурируют друг с другом, а удачно дополняют один другой.

Третий тип спектрометра неупругого рассеяния — "корреляционный" — разрабатывается группой венгерских ученых из Центрального института физических исследований АН ВНР (Будапешт) [38]. Он должен сочетать возможности обоих обсуждавшихся выше спектрометров и обладать как высокой светосилой, так и хорошей разрешающей способностью. Следует также отметить создание на реакторе ИБР-30 в сотрудни-

честве с Институтом ядерных исследований в Сверке (ПНР) кристаллического спектрометра ВКСН-300 [39] для изучения фононов в монокристаллах методом когерентного неупругого рассеяния нейтронов. Небольшая светосила установки не позволила в то время развить исследования в этом направлении, однако идея метода получила развитие на современных импульсных источниках нейтронов [40].

Первые эксперименты, поставленные под руководством Ф.Л. Шапиро и Е.А. Яника, по неупругому и квазиупругому рассеянию нейтронов на воде и некоторых органических веществах [41], определили тематику исследований водородосодержащих материалов (неорганических и органических кристаллов и жидкостей). При изучении динамики молекулярных групп NH_3 , NH_4 , CH_3 , H_2O , H_3O и др., методом неупругого некогерентного рассеяния нейтронов была получена информация о частотах либрации или ротации этих групп во многих кристаллах, например в аммониевых солях типа NH_4X , где $\text{X} = \text{Cl}$, Br , I , NO_3 [42]. Анализ квазиупругого рассеяния позволяет получить информацию о временных и геометрических параметрах реориентации диффузного характера. Примером может служить определение характера молекулярных реориентаций и их связи с фазовыми переходами в "пластических кристаллах" типа $(\text{CH}_3)_3 \cdot \text{CX}$, где $\text{X} = \text{Cl}$, Br , NO_2 , CN [43].

Систематические исследования межмолекулярной динамики в ряду органических кристаллов возрастающей сложности, таких как бензол [44] и нафталин [45], были предприняты в сотрудничестве с Институтом физики твердого тела АН СССР. Эта многолетняя программа исследований, частично выполнявшаяся и на реакторе Института Лауэ-Ланжевена в Гренобле, позволила полностью понять динамику молекулярных кристаллов со степенью сложности типа нафталина [46]. Переход к еще более сложным кристаллам — антрацену [47] и дифенилу [48] послужил толчком к развитию динамической модели кристаллов без энергетической щели между внутримолекулярными и межмолекулярными колебаниями. При этом в случае дифенила удалось дать теоретическое описание несоразмерного фазового перехода, который связан с гибридизацией торсионных колебаний молекулы с трансляционными колебаниями решетки [49].

Одновременные исследования дифракции, квазиупругого и неупругого рассеяния нейтронов в изучаемых в последние годы комплексных соединениях типа $[\text{Me}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_2$ [50], жидкокристаллических аморфных телах [51] и ионных проводниках типа CsHSO_4 [52] обнаруживают тесную связь между динамикой молекулярных групп и структурными фазовыми переходами, которые имеют место в этих веществах.

Другая проблема, исследованная в ОИЯИ с помощью рассеяния нейтронов, связана с динамикой квантовой жидкости — сверхтекучего гелия. Две разные экспериментальные задачи были решены с помощью спектрометра ДИН-1 на реакторе ИБР-30: исследования спектра элементарных возбуждений и поиск бозе-конденсата. Первая из них относится к числу классических, которыми в разное время занимались несколько исследовательских лабораторий. Дубненские исследования дали ряд существенно новых результатов — определено время жизни ротоннов при больших импульсах квазичастиц и обнаружены некоторые тонкие особенности в спектрах возбуждений при повышенных энергиях возбуждения [53].

Поиск бозе-конденсата был уникальным экспериментом (значительно позже его повторили на стационарных реакторах). Суть его сводилась к исследованию импульсного распределения атомов гелия вблизи $p=0$ в сверхтекучем состоянии. Если при этих условиях реализуется бозе-конденсация, то некоторая часть атомов гелия должна покоиться. Эксперименты с рассеянием нейтронов [54] позволили

установить существование бозе-конденсата и исследовать его температурную зависимость. Хотя в настоящее время нет теоретических представлений о связи между сверхтекучестью и бозе-конденсацией, наблюдается корреляция между плотностью сверхтекучего компонента, определяемого макроскопическими методами, и плотностью бозе-конденсата, найденного по неупругому рассеянию нейтронов.

Самостоятельное и очень интересное направление связано с исследованиями эффектов кристаллического поля в интерметаллических редкоземельных соединениях методом неупругого рассеяния нейтронов [55] (совместно с Институтом металлургии АН СССР им. А.А. Байкова и Университетом в Лейпциге, ГДР). Предметом исследования являются электронные уровни парамагнитных ионов редкоземельных элементов, входящих в состав интерметаллических соединений. Взаимодействие этих ионов с рядом подсистем (ионной решеткой, электронами проводимости, магнитными диполями) приводит к расщеплению электронных уровней и заселению отдельных подуровней электронами с волновыми функциями различной симметрии, что в конечном счете определяет необычайное многообразие свойств редкоземельных соединений. Неупругое магнитное рассеяние нейтронов в этих системах оказалось основным и очень эффективным методом исследования. Одним из замечательных результатов в этой области является экспериментальное разделение вкладов решетки и электронов проводимости в суммарное расщепление, выполненное впервые в мире в 1983 г. [56].

В качестве примера задачи, находящейся в главном русле развития современной технологии, укажем на исследования динамики водорода в гидридах металлов. Водород представляет собой перспективную форму горючего, а технологическая проблема состоит в нахождении удобного способа его хранения. Многие специалисты связывают решение этой проблемы со способностью ряда металлов растворять в твердой фазе значительные количества водорода и выделять его при умеренных воздействиях. Поэтому исследования микроскопических свойств водорода в металлах очень ценны, в первую очередь, для задач энергетики будущего. Эти исследования ведутся с самого начала работы реактора ИБР [27], продолжались в 70-х годах на реакторе ИБР-30 [57] и в последнее время получили развитие на реакторе ИБР-2 [58] (совместно с физико-энергетическим институтом и Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова).

Заканчивая этот далеко не полный обзор развития нейтронографических исследований конденсированных сред в ОИЯИ, необходимо отметить, что данное направление сейчас, после ввода в эксплуатацию реактора ИБР-2, получило новые превосходные возможности для дальнейшего развития как в области чисто научных задач, так и для задач, связанных с насущными проблемами современных материаловедения и технологии. Рост научно-технического потенциала ОИЯИ в этой области сопровождается быстрым расширением международного сотрудничества. К 1985 г. в нейтронографические исследования конденсированных сред в разной форме включились 67 организаций из 10 стран-участниц, и это число быстро увеличивается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нитц В.В., Папулова З.Г., Сосновска И., Сосновски Е. — Физика твердого тела, 1964, т. 6, с. 1369—1374.
2. Бурас Б., Лецевич Е., Нитц В.В. и др. — В кн.: Ф.Л. Шапиро. Собрание трудов, нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с. 146—155.
3. Сосновска И., Сосновски Е., Киселев С.В. и др. Препринт ОИЯИ 2653. Дубна, 1966. 20 с.
4. Злоказов В.Б., Савенко Б.Н., Хенниг К. Препринт ОИЯИ P14-6731. Дубна, 1972. 16 с.

5. Каун Л.П., Липпольд Б., Лукина М.М. и др. Препринт ОИЯИ Р14-8726. Дубна, 1975. 10 с.
6. Holas A., Holas J., Maliszewski E. e.a. — Nucl. Instr. and Methods, 1969, vol. 69, p. 173-180.
7. Анцупов П.С., Восканян Р.А., Левитин Р.З. и др. — Физика твердого тела, 1971, т. 13, с. 56-64.
8. Нитц В.В., Рэлке Г., Тухаж З. и др. Препринт ОИЯИ Р3-10072. Дубна, 1976. 18 с.
9. Балагуров А.М., Борка Е., Длоуга М. и др. — Кристаллография, 1977, т. 22, с. 718-725.
10. Balagurov A.M., Borca E., Dlouha M. e.a. — Acta Crystallogr., 1979, vol. A35, p. 131-136.
11. Гладких И.А., Останевич Ю.М., Чер Л. Препринт ОИЯИ Р3-8589. Дубна, 1975. 13 с.
12. Гладких И.А., Кунченко А.Б., Останевич Ю.М., Чер Л. Препринт ОИЯИ Р3-11487. Дубна, 1978. 17 с.
13. Балагуров А.М., Борка Е., Длоуга М. и др. Препринт ОИЯИ Р14-10383. Дубна, 1977. 13 с.
14. Балагуров А.М., Длоуга М., Миронова Г.М. Препринт ОИЯИ Р14-11981. Дубна, 1978. 9 с.
15. Balagurov A.M., Cheorghiu Z., Dutt I.D. e.a. — Phys. Status Solidi (a), 1979, vol. 51, p. 367-374.
16. Cser L., Franek F., Ostanevich Yu.M. e.a. — Colloid and Polymer Sci., 1981, vol. 259, p. 625-640.
17. Pestil J., Dusek K., Ostanevich Yu.M. e.a. — Polymer Bulletin, 1981, vol. 4, p. 225-229.
18. Балагуров А.М., Горделий В.И., Ишмухаметов М.З. и др. Препринт ОИЯИ Р13-80-440. Дубна, 1980, 11 с.
19. Ананьев Б.Н., Балагуров А.М., Горделий В.И. и др. Препринт ОИЯИ Р13-81-857. Дубна, 1981, 16 с.
20. Балагуров А.М., Бескровный А.И., Датт И.Д. и др. Препринт ОИЯИ 14-84-69. Дубна, 1984, 6 с.
21. Balagurov A.M., Savenko V.N., Dlouha M. e.a. — Phys. Status Solidi (a), 1984, vol. 83, p. K117-K121.
22. Балагуров А.М., Белушкин А.В., Вонсицки Я. и др. Препринт ОИЯИ 14-84-536. Дубна, 1984. 4 с.; Балагуров А.М., Бескровный А.И., Горделий В.И. и др. Препринт ОИЯИ 3-84-291. Дубна, 1984. 12 с.; Балагуров А.М., Горделий В.И. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1984, т. 1-84, с. 23-27.
23. Betzl M., Drechsler L.P., Feldmann K. e.a. — In: Proc. of the 7th Intern. Conf. on Textures of Materials ICOTOM-7/Eds. C.M. Bralman, P. Jongenburger, E.J. Mittemeijer, Zwijndrecht: Netherlands Society of Materials Science, 1984, p. 753-758.
24. Bankwitz P., Betzl M., Drechsler L.P. e.a. — Ibid., p. 473-478.
25. Bajorek A., Golikov V.V., Zhukovska I. e.a. — In: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vol. I. Vienna: IAEA, 1962, p. 383-388.
26. Golikov V.V., Shapiro F.L., Szkatula A. e.a. — Ibid., p. 119-125.
27. Liforov V.G., Nikolaev M.N., Parfenov V.A. e.a. — In: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vol. II. Vienna: IAEA, 1965, p. 317-322.
28. Bondarenko I.I., Liforov V.G., Nikolaev M.N. — In: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vol. I. Vienna: IAEA, 1963, p. 127-138.
29. Франк И.М. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 2, с. 807-860.
30. Bajorek A., Matchekhina T.A., Parlinski K. e.a. — In: Inelastic Scattering of Neutrons. Vol. II. Vienna: IAEA, 1965, p. 519-535.
31. Parlinski K., Sudnik-Hrynkiwicz M., Bajorek A. — In: Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. Vienna: IAEA, 1967, p. 179-185.
32. Buras B. — Ibid., p. 17-34.
33. Natkaniec I., Parlinski K., Janik J.A. e.a. — In: Neutron Inelastic Scattering. Vol. I. Vienna: IAEA, 1968, p. 65-78.

34. Балука Г., Вайдхазе Ф., Елизаров О.И. и др. Препринт ОИЯИ 11-84-252. Дубна, 1984. 9 с.
35. Балука Г., Белушкин А.В., Брагин С.И. и др. Препринт ОИЯИ P13-84-242. Дубна, 1984. 14 с.
36. Liforov V.S., Nikolaev M.N., Novikov A.G. e.a. — In: Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. Vienna: IAEA, 1967, p. 196–200.
37. Parfenov V.A. — In: Neutron Inelastic Scattering, 1977, Vol. I. Vienna: IAEA, 1978, p. 87–92.
38. Kroo N., Pellionisz, Vizi I. e.a. — In: Neutron Inelastic Scattering, 1972. Vienna: IAEA, 1972, p. 763–772; Гладких И.А., Кроо Н., Салаи Ш. и др. Препринт ОИЯИ 14-9486. Дубна, 1976. 20 с.
39. Maliszewski E., Dobrzynski L., Holas A. e.a. — In: Neutron Inelastic Scattering. Vol. II. Vienna: IAEA, 1968, p. 313–321; Добжинский Л., Кепа Х., Холас А. и др. Препринт ОИЯИ 14-65-77. Дубна, 1972. 17 с.
40. Tajima K., Ishikawa Y., Kanai K. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1982, vol. 201, p. 491–498.
41. Golikov V.V., Zhukovska I., Shapiro F.L. e.a. — In: Inelastic Scattering of Neutrons. Vienna: IAEA, 1965, p. 201–220.
42. Bajorek A., Matchekhina T.A., Parlinski K. — Ibid., p. 355–382.
43. Mayer J., Urban S., Natkaniec I. e.a. — Acta Phys. Polon., 1978, vol. A53, p. 379–386; Urban S. — In: Advances in Molecular Relaxation and Interaction Processes. Amsterdam—Elsevier: North-Holland Publ. Comp., 1981, p. 221–240.
44. Bokhenkov E.L., Fedotov V.G., Sheka E.F. e.a. — Nuovo Cimento, 1978, vol. 44B, N 2, p. 324–336.
45. Бохенков Э.Л., Натканец И., Шека Е.Ф. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1976, т. 70, с. 1027–1043.
46. Белушкин А.В., Бохенков Э.Л., Колесников А.И. и др. Физика твердого тела, 1981, т. 23, с. 2607–2613; Natkaniec I., Bokhenkov E.L., Dorner B. e.a. — J. Phys. C. Solid State Phys., 1980, vol. 13, p. 4265–4283.
47. Бохенков Э.Л., Колесников А.И., Майер Я. и др. — Физика твердого тела, 1983, т. 25, с. 2264–2267; Dorner B., Bokhenkov E.L., Chaplot S.L. e.a. — J. Phys. C. Solid State Phys., 1982, vol. 15, p. 2353–2365.
48. Natkaniec I., Belushkin A.V., Wasiutinski T. — Phys. Status Solidi (b), 1981, vol. 105, p. 413–423.
49. Plakida N.M., Belushkin A.V., Natkaniec I. e.a. — Phys. Status Solidi (b), 1983, vol. 118, p. 129–133.
50. Belushkin A.V., Janik J.A., Janik J.M. e.a. — Physica, 1983, vol. 122B, p. 217–226.
51. Белушкин А.В., Долганов В.К., Залески Т. и др. Препринт ОИЯИ P14-84-414. Дубна, 1984, 8 с.
52. Белушкин А.В., Вонсицки Я., Натканец И. и др. Препринт ОИЯИ P14-84-612. Дубна, 1984. 10 с.
53. Благоевченский Н.М., Докукин Е.Б., Козлов Ж.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 7–10.
54. Докукин Е.Б., Козлов Ж.А., Парфенов В.А. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1978, т. 75, с. 2273–2279; Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 497–501; Благоевченский Н.М., Богоявленский И.В., Карнацевич Л.В. и др. — Там же, 1983, т. 37, с. 152–154.
55. Андреефф А., Каун Л.П., Фрауенхайм Т. и др. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, т. 12, с. 277–323.
56. Горемьчкин Е.А., Мюле Э. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 469–471.
57. Землянов М.Г., Майер Я., Паршин П.П. и др. Препринт ОИЯИ P14-11625. Дубна, 1978. 16 с.; Паршин П.П., Землянов М.Г., Иванов А.С. и др. — Физика твердого тела, 1981, т. 23, с. 2634–2642; Семенов В.А., Лисичкин Ю.В. — Там же, 1982, т. 24, с. 3575–3582.
58. Белушкин А.В., Бысковеану И., Крчун К. и др. Препринт ОИЯИ P14-84-243. Дубна, 1984. 8 с.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

В.И. Луциков, канд. физ.-мат. наук

Развитие ядерной физики неизменно связывается с продвижением в область высоких и сверхвысоких энергий. В то же время новые и неожиданные свойства в поведении атомов и элементарных частиц можно обнаружить также, двигаясь в совершенно противоположном направлении, исследуя поведение частиц при все более и более низких энергиях. Классическим примером таких необычных свойств служат явления сверхтекучести и сверхпроводимости, возникающие при температурах жидкого гелия. Другим примером такого рода физики "сверхнизких" энергий являются исследования с так называемыми ультрахолодными нейтронами (УХН), т.е. нейтронами с энергией менее 100 нэВ (эффективная температура около 10^{-3} К). Эксперименты с такими нейтронами были впервые в мире начаты в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) ОИЯИ в 1968 г. группой под руководством Ф.Л. Шапиро. Из теоретических соображений, впервые высказанных Я.Б. Зельдовичем еще в 1959 г. [1], следовало, что УХН способны удерживаться и накапливаться в сосудах, изготовленных из соответствующих материалов. Эта же возможность создания "нейтронной бутылки" дискутировалась в 1965 г. Фолди. По свидетельству Б.М. Понтекорво о принципиальной возможности хранения газа свободных нейтронов Ферми говорил еще в середине 30-х годов.

Экспериментальную проверку высказанных предположений сдерживало два обстоятельства: во-первых, задача казалась практически нереализуемой, поскольку температура удерживаемого в бутылке нейтронного газа должна была составлять всего 10^{-3} К. Разумеется, безнадежно пытаться разместить у активной зоны атомного реактора — источника свободных нейтронов — замедлитель с такой температурой. В 60-х годах делались лишь первые попытки установить в реакторе замедлитель, охлаждаемый жидким азотом. В обычном же максвелловском спектре тепловых нейтронов, испускаемых реактором, доля УХН составляет всего примерно 10^{-12} полного потока нейтронов. Во-вторых, ожидаемая плотность газа УХН вряд ли могла превысить 1 см^{-3} и казалось, что нет достаточно интересных физических задач, кроме, может быть, измерения времени жизни свободного нейтрона до β -распада, где нейтронный газ такой низкой плотности (эта плотность в 10^{10} раз ниже, чем плотность остаточного газа в хорошо вакуумированном сосуде) мог бы оказаться полезным. В силу этих причин предположение Я.Б. Зельдовича о возможности хранения УХН в течение почти 10 лет не только не было проверено экспериментально, но даже не получило теоретического развития.

Внимание к УХН вновь привлек в 1968 г. Ф.Л. Шапиро [2]. Анализируя экспериментальные возможности обнаружения электрического дипольного момента (ЭДМ) у элементарных частиц, наличие которого возможно лишь при нарушении временной инвариантности, он предложил для поиска ЭДМ использовать газ УХН. Фундаментальное значение

такого эксперимента стимулировало развитие исследований с УХН сначала в ОИЯИ, а затем и в других научных центрах.

Идея предложенного Ф.Л. Шапиро эксперимента заключалась в измерении сдвига частоты ядерного магнитного резонанса нейтронного газа при наложении электрического поля. При наличии у нейтрона электрического дипольного момента d ларморовская частота прецессии спина нейтрона $\omega_L = (2/\hbar)\mu H$ (μ — магнитный момент нейтрона, H — напряженность внешнего магнитного поля) изменится на величину $\pm d\mathcal{E}$ в зависимости от знака ЭДМ и направления приложенного электрического поля. Измерить этот небольшой сдвиг частоты можно, если ширина ядерного магнитного резонанса будет сопоставима со сдвигом. Из соотношения неопределенностей $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ следует, что для нейтронного газа ширина резонанса будет равна $\Delta E \approx \hbar/T$, где T — время нахождения нейтрона в наблюдаемой области, которое в принципе может быть равно времени жизни свободного нейтрона до β -распада $T \approx 10^3$ с. С учетом статистического фактора минимальный обнаружимый ЭДМ нейтрона составит $d = (\hbar/\mathcal{E}T)/\sqrt{N}$, где N — число зарегистрированных нейтронов. При реально возможном значении $\mathcal{E} \sim 10^5$ В/см чувствительность эксперимента составит порядка $10^{-23} \sqrt{N} e \cdot \text{см}$ (e — заряд электрона), что уже при сравнительно небольшом числе нейтронов (около 10^4), накопленных в сосуде, позволит проверить большинство моделей с нарушением CP - и T -четности, предсказывающих для ЭДМ нейтрона значение $d \sim 10^{-25} e \cdot \text{см}$.

С самого начала были ясны сложности на пути постановки предложенного эксперимента. В первую очередь, необходимо было получить УХН и экспериментально проверить предсказанную Я.Б. Зельдовичем возможность их хранения в закрытых сосудах. Сама эта возможность даже специалистам в области нейтронной физики представлялась парадоксальной и сомнительной. Хорошо известно, что электрическая нейтральность нейтрона приводит к способности даже медленных нейтронов легко проникать внутрь любой среды и в атомное ядро. В то же время совершенно ясно, что медленные частицы не могут реагировать при упругом рассеянии на внутреннюю структуру среды, если длина волны этих частиц больше характерных размеров рассеивающих объектов. Поэтому, в частности, рассеяние тепловых нейтронов с длиной волны порядка 10^{-8} см даже на сложных ядрах описывается всего одним параметром — так называемой длиной когерентного рассеяния b , которая не зависит ни от энергии нейтрона, ни от угла рассеяния, и нейтроны "не замечают" наличия отдельных нуклонов внутри ядра. Длина рассеяния была введена Ферми как эмпирический коэффициент в выражении для бесструктурного потенциала взаимодействия нейтрона с ядром $V(r) = (2\pi\hbar^2/m)\delta\delta(r-r_0)$, где m — масса нейтрона; δ -функция берется от разности координат нейтрона r и ядра r_0 . Длина рассеяния связана с сечением рассеяния нейтронов простым соотношением $\sigma = 4\pi b^2$ и по порядку равна размеру ядра, хотя она сильно изменяется от ядра к ядру и даже может быть отрицательной величиной. При прохождении тепловых нейтронов через кристаллический образец интенсивность их рассеяния под некоторыми углами может резко возрасти из-за интерференции волн, рассеянных упорядоченно расположенными ядрами, при выполнении условия Вульфа—Брэгга $2a \sin\theta = n\lambda$, где a — межплоскостное расстояние в кристалле; θ — угол рассеяния; n — порядок отражения.

Эти интерференционные эффекты исчезают и нейтроны полностью перестают "ощущать" атомную дискретную структуру среды, если их длина волны становится больше межатомных расстояний. Это не значит, однако, что нейтроны перестают взаимодействовать с ядрами. Вся среда становится для них как бы одним большим ядром, и взаимодействие со средой можно охарактеризовать средним по объему потенциалом Ферми $U = N \int V(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = (2\pi\hbar^2/m) b N$, где N — плотность ядер в среде. Значение этого потенциала крайне мало: для большинства материалов он положителен (отталкивающий) и не превышает 200 нэВ. Для некоторых ядер, в частности для водорода, этот потенциал отрицателен, т.е. является притягивающим для нейтронов, переходящих из вакуума в материал. Комбинацией изотопного или химического состава материала из элементов с положительной и отрицательной длиной рассеяния эффективный потенциал U может быть сделан и полностью нулевым.

Естественно, что очень медленные нейтроны с энергией E , меньшей граничного значения $E_{Гр} = U$, не могут войти из вакуума внутрь материала и полностью ограждаются от его поверхности. Отсюда следует возможность наполнения сосудов ультрахолодными нейтронами и хранения этого нейтронного газа внутри потенциальной ямы, образованной стенками сосуда.

Фактически реальность эффективного отталкивающего потенциала была доказана экспериментально Ферми еще в 1946 г. Он наблюдал полное отражение хорошо коллимированного пучка тепловых нейтронов от ряда материалов при скользких углах падения, не превышающих 10° , когда энергия нормальной к поверхности компоненты движения нейтронов становилась меньше $E_{Гр}$. Для хранения нейтронов в сосудах необходимо, однако, чтобы их полная энергия не превышала $E_{Гр}$ и соответственно скорость была меньше, чем $v_{Гр} = (2E_{Гр}/m)^{1/2} = 5$ м/с. Основная проблема экспериментальной проверки возможности хранения нейтронов состояла в получении от источника столь медленных нейтронов. В отличие от задачи ускорения частиц, их замедление с помощью каких-либо внешних полей до энергии, меньшей температуры источника частиц, не может быть реализовано с высокой эффективностью в силу общих законов термодинамики. Единственная возможность замедлить нейтроны с энергией около 1 МэВ, рождающиеся при делении ядер в атомном реакторе, — использовать неупругое рассеяние и термализацию потоков нейтронов в окружающем активную зону реактора замедлителе. В замедлителе, имеющем температуру T , средняя энергия нейтронов понизится до $E \sim k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана), т.е. хотя и снизится для замедлителя, имеющего температуру 300 К, до сотых долей электрон-вольта, нейтроны все еще будут оставаться слишком "горячими" для хранения в сосуде. Точнее, из замедлителя будут выходить нейтроны с широким энергетическим распределением $\Phi(E) dE = \frac{\Phi_0}{4(k_B T)^2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) E dE$, где Φ_0 — полный поток нейтронов всех энергий.

Доля УХН с энергиями $E < 2 \cdot 10^{-7}$ эВ в этом спектре составит $\Phi_{УХН}/\Phi_0 = 10^{-11}$. Столь малый относительный выход УХН из замедлителя дополнялся еще и скептическими предсказаниями, что в ходе замедления нейтронов до столь малых энергий они будут захвачены в самом замедлителе, прежде чем его покинут.

Несмотря на пессимистические прогнозы, первые успешные эксперименты по получению УХН были выполнены в ОИЯИ в 1968 г. всего за один месяц. Хотя в распоряжении группы физиков под руководством Ф.Л. Шапиро был реактор ИБР с крайней низкой средней мощностью

(всего 6 кВт) и средней плотностью потока тепловых нейтронов лишь $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, этот реактор имел уникальный импульсный режим работы, позволявший выделить нейтроны различных энергий по времени их пролета от реактора до детектора. Изогнутый в горизонтальной плоскости вакуумный нейтроновод, изготовленный из медной полированной трубы длиной 10 м, выводил газ ультрахолодных нейтронов, образующийся в специальном замедлителе у активной зоны реактора, за биологическую защиту реактора. После короткого импульса мощности реактора, повторявшегося каждые 5 с, все быстрые нейтроны за доли секунды поглощались защитой. УХН со скоростью, меньшей 5,7 м/с (граничная скорость для меди), накапливались в нейтроноводе и, несмотря на импульсный режим работы реактора, равномерно по времени поступали на детектор, медленно диффундируя по нейтроноводу от замедлителя к детектору. Из-за низкой средней мощности реактора скорость счета УХН была невелика — всего 1 нейтрон в минуту. Однако то, что регистрировавшиеся нейтроны являются ультрахолодными, не вызвало сомнений — они не проходили через тонкую медную фольгу, установленную перед детектором, исчезали при ухудшении вакуума в нейтроноводе. Равномерность вытекания нейтронов на детектор свидетельствовала о том, что время их жизни в нейтроноводе больше, чем интервал между импульсами реактора, т.е. более 5 с.

Успешное получение на ИБР ультрахолодных нейтронов и экспериментальное подтверждение их способности накапливаться и храниться в сосудах позволили предложить конструкцию канала УХН для более интенсивного источника нейтронов — стационарного исследовательского реактора ИРТ в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова (ИАЭ), имевшего полную плотность потока тепловых нейтронов $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Поскольку для стационарного реактора отсутствует возможность разделения УХН и более быстрых нейтронов по времени пролета, необходимо было предложить другой эффективный метод дискриминации УХН от огромного фона тепловых нейтронов. Основное свойство УХН — удерживаться внутри вакуумного объема — подсказывало простой способ решения этой проблемы: канал УХН должен представлять собой своего рода лабиринт или многократно изогнутый вакуумированный нейтроновод, через который может вытекать газ УХН, а прямой пучок всех более быстрых нейтронов будет поглощен стенками канала и окружающей их защитой. Совместно с группой физиков из ИАЭ под руководством Л.В. Грошева некоторые варианты такого изогнутого горизонтального нейтроновода были установлены на нескольких каналах реактора ИРТ и была показана их высокая дискриминирующая способность — фон на детекторе от более быстрых нейтронов составлял всего 5–10 % счета УХН.

Абсолютный поток УХН составил несколько нейтронов в секунду, и основной задачей первых экспериментов было увеличение выхода УХН из канала. Поток УХН зависел от двух основных элементов канала: замедлителя и нейтроновода. Наилучшим замедлителем для получения УХН служат материалы с высоким сечением неупругого рассеяния и низким сечением захвата. Такими материалами являются водородосодержащие соединения, например вода, полиэтилен и другие органические вещества. Поскольку замедлитель, точнее, его тонкий поверхностный слой, из которого выходят УХН, должен находиться внутри вакуумированного канала (из внешнего замедлителя УХН не могут войти внутрь канала), использованный в низкопоточном реакторе ИБР замедлитель (конвертер УХН) из полиэтилена не мог быть использован в высоком потоке реактора ИРТ из-за плохой радиационной стойкости полиэтилена. Ограничивает выбор материала замедлителя также требование для него почти нулевого эффективного потенциала, не препятствующе-

го переходу УХН из замедлителя в вакуум. Теоретические расчеты и их экспериментальная проверка позволили в качестве одного из рабочих материалов для замедлителя—конвертера УХН предложить гидрид циркония.

Анализ прохождения УХН по нейтроноводам показал, что течение газа УХН в канале можно в основном охарактеризовать двумя параметрами: коэффициентом диффузии, зависящим от степени зеркальности канала, и временем жизни нейтронов до поглощения их стенками канала. Оптимизация конвертера УХН и улучшение качества поверхности нейтроноводов позволили получить на ИРТ поток УХН 100 с^{-1} .

Прямые измерения энергетического спектра УХН, выходящих из канала, были проведены с помощью необычного гравитационного спектрометра, представлявшего собой П-образный участок нейтроновода, поворачиваемый вокруг горизонтальной оси. При вертикальном движении вверх в гравитационном поле Земли нейтроны замедляются и теряют энергию, примерно 1 нэВ на каждый сантиметр высоты подъема. Таким образом, нейтроны с энергией 170 нэВ (граничная энергия для медного нейтроновода) не могут преодолеть гравитационный барьер высотой более 170 см. П-образный нейтроновод, устанавливаемый на различной высоте, позволяет пропускать только нейтроны с энергией, превышающей высоту гравитационного барьера, и тем самым измерять интегральный спектр УХН. Измерения с таким спектром непосредственно подтвердили, что из канала выходят нейтроны с ожидаемым спектром $\Phi(E)dE \sim \sim EdE$, резко обрывающимся при $E > 170 \text{ нэВ}$.

На пучке УХН от ИРТ в 1969 г. были выполнены и первые в мире эксперименты по хранению УХН в замкнутых сосудах [3]. Через механические клапаны нейтроны заполняли сосуды из различных материалов, хранились в течение заданного времени, затем оставшиеся в сосуде нейтроны через открывающийся клапан вытекали на детектор. Число остающихся нейтронов убывало в зависимости от времени их удержания примерно экспоненциально, характерное время хранения составляло 10–100 с в зависимости от материала сосуда, его геометрических размеров и спектра наполняющих сосудов нейтронов. Такое время хранения холодного нейтронного газа с эффективной температурой 10^{-3} К в сосудах, находящихся при комнатной температуре, можно считать фантастически большим: до нагрева или поглощения в стенках сосуда нейтрон в среднем испытывает около тысячи столкновений со стенками.

Однако теоретические предсказания были еще более оптимистически-ми. Вероятность захвата нейтронов ядрами материала сосудов и нагрева нейтронов за счет неупругого рассеяния на тепловых колебаниях ядер нетрудно рассчитать из известных сечений захвата и неупругого рассеяния нейтронов. При отражении УХН эти процессы должны быть сильно ослаблены, так как глубина проникновения нейтрона внутрь стенки сосуда мала и примерно равна граничной длине волны УХН, т.е. около 10 нм. Кроме того, на границе вакуум — среда образуется узел стоячей нейтронной волны и вероятность нахождения нейтрона вблизи стенки уменьшается пропорционально квадрату скорости нейтрона. Для вероятности поглощения УХН в стенке сосуда при одном столкновении мож-

но получить выражение:

$$\mu = N\sigma_a \int |\psi(x)|^2 dx = \frac{2h}{m} \frac{N\sigma_a v^2}{v_{\text{Гр}}^2 \sqrt{v_{\text{Гр}}^2 - v^2}},$$

где σ_a — сумма сечений захвата и неупругого рассеяния; $\psi(x)$ — волновая функция УХН при отражении от потенциального барьера U . Экспериментально измеренная зависимость коэффициента μ от скорости нейтрона хорошо соответствовала приведенной выше формуле. Однако для всех исследованных материалов получаемые эффективные сечения σ_a оказывались значительно больше, чем известные их значения, измеренные с тепловыми нейтронами (естественно, с учетом экстраполяции этих значений по закону $1/v$).

Изучению причин аномально высокого потенциала УХН в стенках сосудов был посвящен большой цикл работ, выполненных в сотрудничестве с физиками Научно-исследовательского института реакторов (НИИАР) на реакторе СМ-2. Совместно с группой В.И. Морозова на реакторе СМ-2, имеющем рекордную плотность потока тепловых нейтронов $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, был создан горизонтальный канал УХН из электрополированной нержавеющей стали с конвертером из гидрида циркония. Выход УХН на этом канале составлял 10^3 с^{-1} . Высокая интенсивность пучка УХН в канале позволила перейти к измерениям с еще более медленными нейтронами, имеющими энергию менее 20 нэВ. Такие нейтроны в гравитационном поле не могут подняться выше чем на 20 см и поэтому могут храниться в открытых сверху сосудах. Предыдущими экспериментами было установлено, что малое время хранения УХН связано с тем, что физико-химические свойства поверхностей сильно отличаются от свойств основного материала. В открытых ловушках появилась хорошая возможность менять поверхностный слой, проводя сверху вакуумное напыление различных материалов на дно и боковые стенки ловушки. Максимальное время хранения УХН, достигнутое в таких экспериментах при напылении бериллия, достигало 700 с и в основном уже ограничивалось собственным временем жизни нейтрона до β -распада (около 900 с). Но даже в этих условиях поглощение нейтронов стенками ловушки оставалось значительно больше теоретически ожидаемого, а абсолютное увеличение времени хранения объяснялось только методическими факторами: использованием более медленных нейтронов, реже сталкивающихся со стенками в ловушке больших размеров, и высокой граничной энергией для бериллия (250 нэВ).

Как показал детальный теоретический анализ, выполненный в ЛНФ и ЛТФ ОИЯИ, наиболее вероятной причиной аномально большого поглощения УХН, является возможное наличие на поверхности ловушек значительного количества водородосодержащих пленок с относительно высоким содержанием водорода (до 10^{17} см^{-2}). Большое сечение неупругого некогерентного рассеяния для водорода может приводить к нагреву УХН при отражении до комнатной температуры и выбыванию нейтронов из ловушек. Влияние неупругого рассеяния на водороде можно уменьшить либо охлаждением стенок ловушки, либо изотопным замещением водорода дейтерием. Такие эксперименты были выполнены физиками ОИЯИ на каналах УХН от реактора СМ-2 и высокопоточного реактора Института Лауэ—Ланжевена в Гренобле (Франция). Попытки дейтерирования поверхности не дали положительного результата. Исследования температурной зависимости времени хранения УХН также не привели

ли к однозначным заключениям, так как температурная зависимость сечения неупругого рассеяния на водороде могла сильно маскироваться процессами сорбции и десорбции водорода на поверхности при изменении температуры стенок ловушки. То, что УХН исчезают из ловушек из-за нагрева до комнатной температуры, было прямо продемонстрировано в совместных экспериментах физиков ОИЯИ и Института Лауэ—Ланжевена, выполненных на реакторах ИРТ и СМ-2. В этих экспериментах небольшая ловушка УХН окружалась снаружи счетчиком нейтронов с варьируемой эффективностью регистрации нейтронов различных энергий. Четко наблюдалось вытекание через стенки ловушки тепловых нейтронов, поток которых был пропорционален числу хранящихся в ловушке УХН.

Многочисленные попытки избавиться от водорода на поверхности материалов путем обезгаживания стенок вакуумным прогревом не дали положительного результата. Однако в последнее время удалось добиться заметного улучшения времени хранения УХН путем электроразрядной очистки поверхности ловушек.

Настойчивые поиски причин сильного поглощения УХН в ловушках обусловлены не только желанием детально исследовать процесс отражения УХН от различных материалов, но и важностью для астрофизики и теории электрослабых взаимодействий прецизионного измерения времени жизни свободного нейтрона до β -распада. Достигнутые в настоящее время интенсивности УХН и времена их хранения в ловушках позволяют планировать эксперименты по измерению времени β -распада нейтрона с погрешностью менее 1%.

Поиск ЭДМ нейтрона не требует достижения минимального поглощения УХН стенками ловушек, и в течение ряда лет такие эксперименты успешно ведутся Ленинградским институтом ядерной физики на реакторе ВВР-М под руководством В.М. Лобашова. Полученная в настоящее время в этих экспериментах оценка ЭДМ нейтрона $d \lesssim \lesssim 3 \cdot 10^{-25}$ е·см является самой низкой по сравнению с оценками, полученными другими методами измерения ЭДМ элементарных частиц.

Исследования с УХН в ОИЯИ проводились в широком сотрудничестве с физиками из стран-участниц ОИЯИ — НРБ, СРР, КНДР и СРВ. Эксперименты выполнялись не только на реакторах ОИЯИ, но и на ряде реакторов других институтов СССР.

Пионерские работы с УХН, начатые в ОИЯИ в 1968 г., стимулировали постановку подобных экспериментов во многих странах мира, и в настоящее время трудно точно назвать не только число публикаций по этой теме, но и научные центры, занимающиеся исследованиями с ультрахолодными нейтронами [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1959, т. 36, с. 1952–1953.
2. Шапиро Ф.Л. — Успехи физ. наук, 1968, т. 95, с. 145–158.
3. Шапиро Ф.Л. Препринт ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973. 39 с.
4. Игнатович В.К., Лушников В.И. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1984, т. 15, с. 330–378.

V. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НАРОДНОХОЗЯЙСТВЕННЫХ ЗАДАЧ СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ СТРАН—УЧАСТНИЦ ОИЯИ

УДК 621.039.526

СОЗДАНИЕ И РАЗВИТИЕ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ В ОИЯИ

*В.Д. Ананьев, главный инженер ИБР-2, В.Т. Руденко, канд. техн. наук,
И.М. Франк, академик, Е.П. Шабалин, канд. техн. наук,
Ю.С. Язвницкий, канд. физ.-мат. наук*

Хорошо известно, что основой тематики ОИЯИ с момента его создания стали фундаментальные исследования в области ядерной физики. Такие исследования с помощью заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий, велись в Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) и Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ), вошедших в состав Института при его возникновении. Перспективным представлялось и использование для изучения ядер нейтронного излучения. Было известно, что взаимодействие нейтронов с ядрами сложным образом зависит от энергии. Наблюдались так называемые нейтронные резонансы, в какой-то мере напоминающие спектральные линии атомов в оптике. Изучение особенностей резонансов: их положения на шкале энергий и формы, состава и свойств рожденного в резонансах вторичного излучения — предмет нейтронной спектроскопии ядер — области экспериментальной физики, возникшей почти одновременно с открытием нейтрона.

В период становления ОИЯИ в этой области ядерной физики еще многое было совсем не ясно, да и сейчас, несмотря на громадные достижения последних лет, здесь имеется большое поле для исследований. При развитии экспериментов с нейтронами в ОИЯИ в первую очередь возник вопрос о том, какой источник следует создать, чтобы обеспечить достаточно современную экспериментальную базу для ЛНФ. Можно было пойти традиционным для нейтронной физики путем получения нейтронных пучков с помощью ускорителей или обычных стационарных реакторов. Однако первый директор ОИЯИ член-корреспондент АН СССР Д.И. Блохинцев настоял на сооружении реактора совершенно нового типа — так называемого импульсного реактора периодического действия на быстрых нейтронах (ИБР), принцип которого он разработал вместе с коллегами будучи еще директором Физико-энергетического института в Обнинске [1].

Отличительная особенность такого реактора состоит в том, что нейтроны испускаются короткими импульсами (длительностью от 50 до 250 мкс), следующими с частотой 5–100 с⁻¹. Импульсный режим работы реактора создается за счет быстрого периодического изменения реактивности. При этом реактор основное время находится в глубоко подкритическом состоянии и лишь периодически на короткие моменты пе-

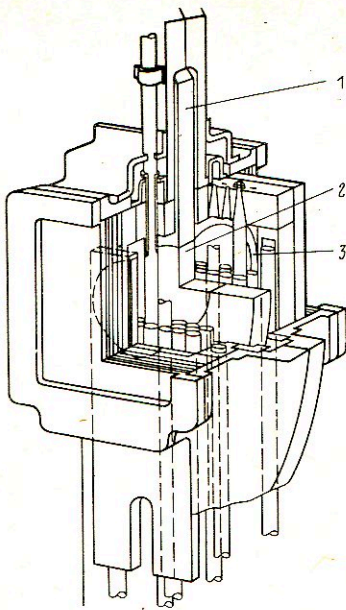


Рис. 1. Схема ИБР:

1 — основной вращающийся диск; 2 — основной вкладыш — модулятор реактивности; 3 — вспомогательный вращающийся диск

реходит в надкритическое состояние по мгновенным нейтронам деления. Именно в эти моменты происходит быстрое нарастание мощности до десятков и тысяч мегаватт, тогда как мощность, выделяемая в остальное время, незначительна. Существенно, что в ИБР каждый импульс "поджигается" запаздывающими нейтронами от предшествующих импульсов. Размер его определяется не только значением реактивности системы в момент импульса, но и числом нейтронов, накопленных в систе-

ме к началу импульса. Иначе говоря, управление цепной реакцией, идущей на мгновенных нейтронах, осуществляется посредством запаздывающих нейтронов. "Генетическая" связь импульсов с их предшественниками — это то, что отличает ИБР от известных ранее импульсных реакторов однократного действия (или, как их еще называют, импульсных реакторов с самогашением). В этом же в некотором смысле заключено сходство ИБР со стационарными реакторами. Различие состоит в том, что из-за импульсного характера действия ИБР эффективная доля запаздывающих нейтронов почти на два порядка меньше, чем у стационарных реакторов, и это налагает очень высокие требования на систему регулирования.

Первый в мире импульсный реактор периодического действия на быстрых нейтронах вступил в строй в 1960 г. в Дубне. Он производил импульсы мощности длительностью 40 мкс, которые следовали друг за другом с регулируемой частотой от 5 до 83 с⁻¹. Реактор был спроектирован в Физико-энергетическом институте на среднюю мощность в 1 кВт, что определило простоту его конструкции (рис. 1) [2]. Модуляция реактивности ИБР производится перемещением подвижных частей активной зоны. Они представляют собой два вкладыша из ²³⁵U, закрепленные в двух вращающихся дисках. Основной вкладыш запрессован в стальной диск диаметром 1100 мм, вращающийся с частотой до 6000 мин⁻¹. Вспомогательный вкладыш запрессован в малый диск, который вращается у периферии активной зоны с частотой, кратной частоте основного диска. Реактор переходит в надкритическое состояние и импульс мощности развивается только тогда, когда оба вклады-

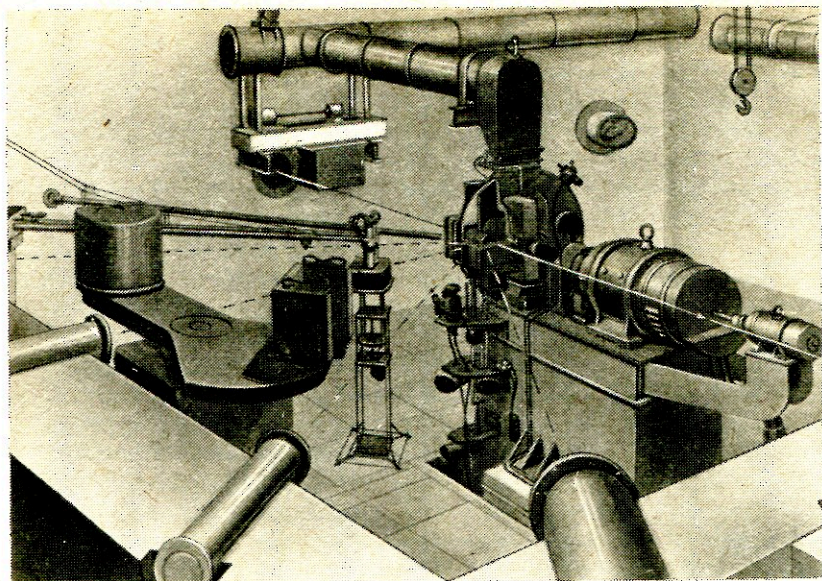


Рис. 2. Реактор ИБР и реакторный зал

ша одновременно совмещаются с неподвижной активной зоной. Такая конструкция модулятора реактивности обеспечила независимость формы и длительности импульсов мощности от их частоты, что важно для экспериментов на реакторе.

Неподвижная часть активной зоны состоит из плутониевых стержней в оболочке из нержавеющей стали. Вокруг активной зоны расположены замедлители нейтронов, формирующие нейтронные спектры, которые требуются для эксперимента. Реактор размещен в центре зала площадью 100 м^2 , окруженного толстыми бетонными стенами, которые представляют собой защиту от излучения реактора. Пучки нейтронов выводятся за пределы зала по вакуумным нейтронноводам, проходящим сквозь отверстия в стенах. Вокруг реактора веером расходится восемь нейтроннопроводов (рис. 2). Часть из них заканчивается в экспериментальном зале, примыкающем к реакторному залу, другие идут в специальные экспериментальные павильоны. Самый длинный нейтронновод имеет длину 1000 м.

Как уже отмечалось, первый ИБР имел среднюю мощность всего 1 кВт, благодаря чему эксплуатация его была простой и дешевой. В то же время импульсная плотность потока нейтронов с поверхности замедлителя, которая и важна для экспериментов, была достаточно высока ($10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). На стационарных реакторах такие плотности потока достигаются при мощностях несколько мегаватт. Оснащение ОИЯИ установкой нового типа полностью себя оправдало. На ИБР была развернута нейтронная спектроскопия ядер методом времени пролета, в ко-

тором энергия нейтронов определяется по времени, затрачиваемому нейтроном на путь от источника до удаленного от него детектора. Метод времени пролета позволил оптимально использовать главную особенность ИБР — значительную плотность потока в импульсе при практическом отсутствии фона. Спектрометр на ИБР ориентировался в основном на эксперименты, требующие высокой светосилы при умеренном разрешении. Он был оснащен рядом уникальных детекторов, имеющих очень высокую эффективность. С их помощью велось комплексное изучение процессов, вызванных нейтронами. Аналогичный подход в других исследовательских центрах был реализован значительно позднее. До сих пор для многих задач спектрометр на импульсном реакторе оказывается наиболее подходящим.

Уже в первые годы работы ИБР физики поняли, что использование импульсного потока очень эффективно для изучения не только ядра, но и строения твердых тел и жидкостей. Нейтрон, который сбросил скорость до тепловой, при взаимодействии с веществом "чувствует" колебания атомов и отзывается на них изменением скорости. Измеряя скорость нейтрона до и после взаимодействия (что очень легко делать с импульсным источником), можно получить ясную картину движения атомов. Применение нейтронных методов для изучения строения твердых тел и жидкостей в то время было совершенно новым для науки, использование же для этой цели метода времени пролета впервые было развито в ОИЯИ. Уже в 1962 г. были опубликованы результаты изучения дифракции нейтронов методом времени пролета. Метод времени пролета применили для исследования как упругого, так и неупругого рассеяния нейтронов. основополагающими здесь были прежде всего работы чл.-кор. АН СССР Ф.Л. Шапиро. Теперь плодотворность этого метода общепризнана, и в расчете на него строятся импульсные источники нейтронов. Таким образом, уже в начале 60-х годов нейтронная физика в ОИЯИ перестала быть только ядерной физикой. Она стала служить и задачам физики конденсированного состояния вещества.

Конструкция ИБР допускала его дальнейшее усовершенствование. Сначала была повышена в несколько раз его мощность. Развитие экспериментов по ядерной физике потребовало существенного улучшения разрешающей способности, что возможно только при резком сокращении длительности нейтронного импульса. Рассмотрение различных вариантов привело к созданию так называемого импульсного бустера, когда ИБР используется в комплексе с ускорителем электронов [3]. Первоначально это был микротрон с энергией ускоренного пучка 30 МэВ. В активной зоне реактора размещалась вольфрамовая мишень, бомбардируемая электронами. В бустерном режиме реактор находится в подкритическом состоянии и действует как размножитель фотонейтронов, рождаемых в мишени ускорителя. Длительность импульса в этом режиме была доведена до 3–4 мкс (против 50 мкс в обычном режиме работы ИБР). Средняя мощность снизилась до нескольких сот ватт. Однако эффективность установки как спектрометра надтепловых нейтронов, определяемая отношением выхода нейтронов к квадрату длительности импульса, выросла в несколько десятков раз.

ИБР в своем первоначальном варианте и вместе с микротроном проработал до 1968 г., затем он был демонтирован, а в 1969 г. заменен новым реактором ИБР-30 [4]. Реактор ИБР-30 сохранил конструктивную схему ИБР, но в ряд узлов его внесены существенные изменения, которые позволили значительно повысить мощность и упростить эксплуатацию установки. В частности, для облегчения теплового режима модулятора реактивности один основной урановый вкладыш был заменен двумя. Существенно изменилась конструкция покрытия вкладышей, улучшены условия теплоотвода с элементов неподвижной зоны и т.д. Все это дало возможность поднять среднюю мощность реактора до 25 кВт, пиковую — до 100 МВт и импульсную плотность потока нейтронов с поверхности замедлителя до $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Бустерный режим ИБР-30 был реализован совместно с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40, дающим энергию электронов 40 МэВ и ток электронов в импульсе 200 мА. При длительности нейтронной вспышки 3–4 мкс комплекс ИБР-30–ЛУЭ-40 дал мощность 12 кВт.

Комплекс ИБР-30–ЛУЭ-40 работает и в настоящее время. Он входит в число лучших спектрометров для нейтронов в диапазоне энергий от долей электрон-вольта до нескольких килоэлектрон-вольт. Высокая светосила спектрометра на ИБР-30 позволила открыть ряд совершенно новых направлений в исследовании ядра. Широко известны, например, такие работы, как исследование сверхтонких взаимодействий нейтрон-ядро, эффектов несохранения четности, редкой реакции (n, α) в резонансах и др. В 1971 г. работы по созданию реакторов типа ИБР и импульсных бустеров были удостоены Государственной премии СССР (см. приложение).

К середине 60-х годов в значительной мере под влиянием работ, выполненных в ОИЯИ, в мировой науке утвердилось мнение о широких перспективах использования интенсивных потоков нейтронов в различных областях науки и техники. Вместе с тем стало ясно, что при разработке техники генерирования нейтронных потоков плотностью свыше $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ следует ориентироваться на создание импульсных систем, поскольку сооруженные в те годы наиболее совершенные стационарные реакторы типа HFBR в США, HFR в Институте Лауэ–Ланжевена (ILL, Франция) и SM-2 в СССР с плотностью потока $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ достигли уже технического предела. (Справедливость этого заключения сейчас можно подтвердить тем, что за 15–20 последних лет потоки, получаемые на стационарных реакторах, не были увеличены.) В условиях ОИЯИ, где накоплен опыт создания и использования ИБР и ИБР-30 и где можно опереться на мощную техническую базу, созданную в Советском Союзе для реакторов на быстрых нейтронах, естественным было сооружение мощного импульсного реактора периодического действия. В 1967 г. Комитет Полномочных Представителей стран-участниц ОИЯИ принял решение о сооружении в Дубне нового импульсного реактора периодического действия с рекордной для исследовательских реакторов плотностью потока $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Впоследствии этот реактор был назван ИБР-2. Научным руководителем нового проекта стал Д.И. Блохинцев.

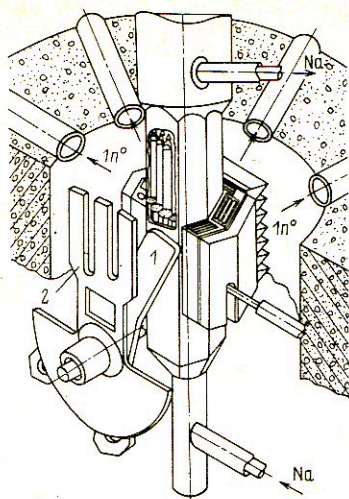


Рис. 3. Принципиальная схема ИБР-2

мы первых ИБР, так как при ней нельзя обеспечить необходимый теплообмен с подвижных элементов модулятора реактивности, содержащих делящиеся элементы. Для ИБР-2 была принята схема [5], при которой модуляция реактивности осуществляется за счет перемещения основного (1) и дополнительного (2) отражателей нейтронов около активной зоны (рис. 3). Поскольку материал отражателя не содержит делящихся элементов, теплообмен с него легко обеспечивается потоком газообразного гелия. Подвижный отражатель-модулятор реактивности выполнен в виде двух лопастей сложной конфигурации, имеющих диаметр 2,5 м и массу несколько сот килограммов каждая. Лопастей основного отражателя вращаются со скоростью до 1500 мин^{-1} в плоскости, параллельной касательной к поверхности зоны. Импульс мощности возникает при одновременном прохождении обеих лопастей около зоны. Для гарантии безопасности и постоянства амплитуд импульсов мощности механизм вращения лопастей выполнен с очень высокой точностью. Так, флуктуации положения конца лопасти в момент прохождения около активной зоны не превышают нескольких десятков микрометров. Специальная электронная система контролирует стабильность работы отражателя. Подвижный отражатель — один из наиболее ответственных и технически самый оригинальный узел ИБР-2. Он не имеет аналогов не только в реакторостроении, но и в других областях техники.

Конструкция активной зоны ИБР-2 определялась в первую очередь требованиями получения высоких нейтронных потоков при малой длительности импульсов. Это привело к необходимости создания компактной зоны с большим удельным тепловыделением и малым временем жизни нейтронов. Была выбрана активная зона из окиси плутония с натриевым охлаждением, аналогичная активной зоне реактора БР-5, построенного в Физико-энергетическом институте несколькими года-

Конструирование реактора выполнено Научно-исследовательским и конструкторским институтом энерготехники, возглавляемым академиком Н.А. Доллежалем, строительно-технологическая часть проекта разработана Государственным союзным проектным институтом. В конструировании и создании ИБР-2 приняли участие также и ряд других организаций, в том числе Институт ядерных исследований (ПНР), где разработаны оригинальные блоки системы управления и защиты реактора.

Анализ показал, что получение плотностей потоков порядка $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в импульсе возможно на реакторе, имеющем мощность несколько мегаватт. Это заставило отступить от принципиальной схе-

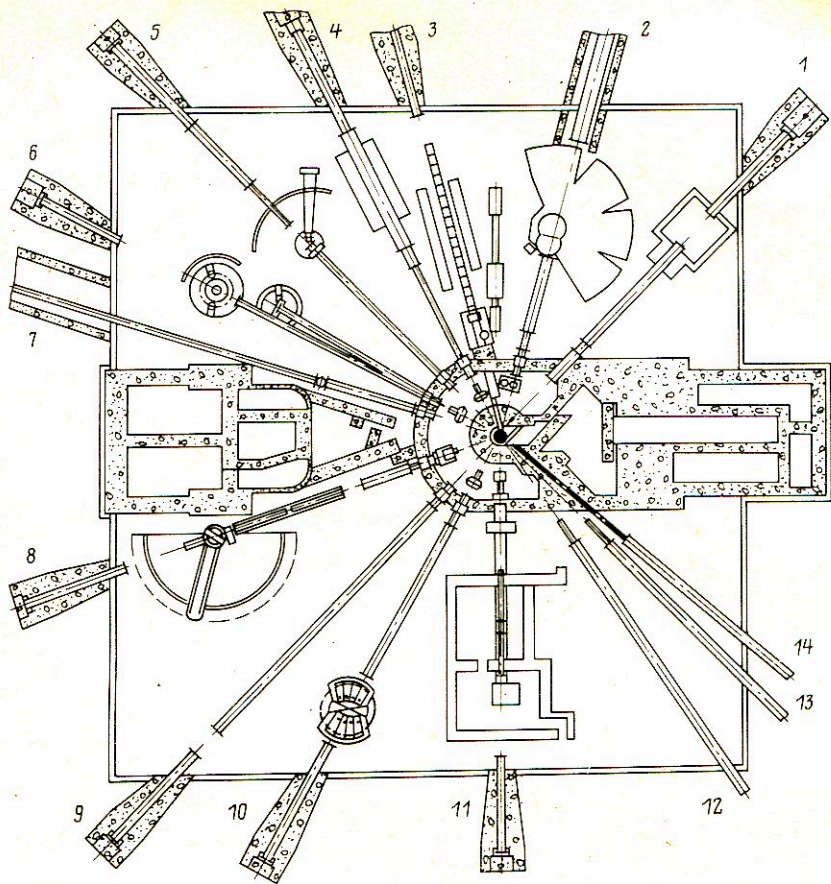


Рис. 4. Схема нейтронных пучков (1-14) ИБР-2

ми раньше. Это решение позволило, с одной стороны, удовлетворить достаточно полно требования к реактору как к источнику нейтронов, а с другой использовать уже испытанные технические решения и хорошо разработанную промышленную технологию как при изготовлении активной зоны ИБР-2, так и при изготовлении, наладке и эксплуатации натриевой системы ее охлаждения.

Аналогично тому, как это сделано на ИБР-30, активная зона ИБР-2 окружена замедлителями нейтронов, формирующими спектры по требованию экспериментаторов. Через отверстия в защите пучки нейтронов по вакуумным нейтроноводам транспортируются к экспериментальным установкам, размещенным в двух экспериментальных залах общей площадью 3000 м², примыкающих к реакторному массиву. Всего на ИБР-2 имеется 14 пучков. Часть из них может выводиться за пределы зала (рис. 4).

В 1984 г. после кропотливой работы по пуску и исследованию ИБР-2 был сдан в эксплуатацию [6]. Его параметры в настоящее время таковы: средняя мощность 2 МВт; мощность в импульсе 1500 МВт; длительность импульса 215 мкс; частота повторения импульсов 5 с^{-1} . Эти параметры нельзя считать предельными, они будут улучшаться по мере освоения реактора, но и сейчас плотность потока нейтронов на поверхности замедлителя в пике импульса достигла $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Такая светимость источника медленных нейтронов является рекордной.

Освоение ИБР-2 как базовой установки для исследований с нейтронами шло параллельно с пуском реактора. На пучках ИБР-2 установлены и уже действуют дифрактометры и спектрометры упругого и неупругого рассеяния нейтронов, основанные на использовании метода времени пролета и предназначенные для исследований конденсированных сред. Повышение потока нейтронов на два порядка по сравнению с ИБР-30 позволило на ИБР-2 не только продолжить на качественно новом уровне ранее начатые исследования, но и осуществить эксперименты по изучению очень сложных объектов, таких как белковые молекулы и органические кристаллы, жидкие кристаллы, исследовать текстуру минералов и сплавов и т.д. В ближайшее время предполагается постановка совершенно новых экспериментов, которые почти недоступны для обычных исследовательских реакторов: изучение фазовых переходов в экстремально высоких магнитных полях, реализуемых с помощью импульсных магнитов, изучение кинетики быстропротекающих процессов в биологических объектах и т.д. Таким образом, научные исследования на ИБР-2 уже перешли границы физики твердого тела, и методы нейтронной спектроскопии стали применяться для целей биологии, медицины, геологии, металловедения и других наук.

Плодотворность использования импульсных нейтронных источников периодического действия, которая привела к созданию ИБР-2, не осталась незамеченной за рубежом. Вместе с тем реакторы, подобные ИБР-2, нигде не строятся. Ведущие научные центры мира, использующие нейтронные методы, развивают сейчас базу источников на основе сильноточных протонных ускорителей на энергию 0,5–1 ГэВ, так называемых мезонных фабрик, или Spallation neutron source (SNS). Плотность потока нейтронов, достигнута сейчас на SNS, составляет $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (установка IPNS-1 в Аргоннской национальной лаборатории, США). В 1988 г. должен завершиться пуск SNS в Англии (Резерфордская лаборатория), где ожидают плотность потока $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Возможно, лишь во второй половине 90-х годов вступят в строй мезонные фабрики, которые несколько превзойдут нынешние параметры ИБР-2. Однако к тому времени и характеристики ИБР-2 будут выше за счет намеченных модернизаций (в частности, предполагается усовершенствовать подвижный отражатель для сокращения длительности импульса и реализовать бустерный режим, который предусмотрен проектом ИБР-2 и для которого сооружается сильноточный ускоритель электронов ЛИУ-30).

Традиционные источники нейтронов — стационарные исследовательские реакторы — также продолжают использоваться для экспериментов

с помощью медленных нейтронов. Реакторы с большим потоком нейтронов (ILL в Гренобле, в Брукхейвенской лаборатории, США и др.) имеют, как правило, многоцелевое назначение и более универсальны. Однако сооружение и эксплуатация такого реактора в 5–10 раз дороже, чем ИБР-2. Между тем для широкого класса исследований в которых используется метод времени пролета нейтронов, стационарные реакторы не могут превзойти ИБР-2. При этом в ряде случаев ИБР-2 имеет очень большие преимущества. Еще более дороги упоминавшиеся ранее источники на основе протонных ускорителей.

Таким образом, путь развития нейтронных источников в ОИЯИ был выбран, безусловно, правильно. В течение 30-летнего существования ОИЯИ имел и будет иметь в дальнейшем прекрасные возможности для научных исследований с помощью нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондаренко И.И., Ставиский Ю.Я. – Атомная энергия, 1959, т. 7, с. 417–420.
2. Блохин Г.Е., Блохинцев Д.И., Блюмкина Ю.А. и др. – Атомная энергия, 1961, т. 10, № 5, с. 437–441.
3. Бунин Б.Н., Матора И.М., Николаев С.К. и др. – В кн.: Третья Международная конференция по использованию атомной энергии в мирных целях. A/CONF 28/P/234 (1964). Женева: ЦЕРН, 1964, с. 1–20.
4. Анаьев В.Д., Блохинцев Д.И., Бунин Б.Н. и др. Препринт ОИЯИ 13-4395. Дубна, 1969; Франк И.М. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 2, № 4, с. 805–860.
5. Анаьев В.Д., Блохинцев Д.И., Булкин Ю.М. и др. – Приборы и техника эксперимента, 1977, № 5, с. 17–35.
6. Анаьев В.Д., Архипов В.А., Бабаев А.И. и др. – Атомная энергия, 1984, т. 57, с. 228–234.

УДК 621.384.647

РАЗВИТИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В ОИЯИ

Э.А. Перельштейн, профессор, В.П. Саранцев, профессор

Коллективные методы ускорения в последние 20 лет неизменно занимают передовое положение среди новых эффективных методов ускорения заряженных частиц. Во многих научных центрах мира ведутся экспериментальные исследования по различным модификациям коллективного метода, создаются ускорительные установки, возникают новые концепции ускорения, обнаруживаются примеры коллективного ускорения частиц в природе, с коллективными методами связываются проекты ускорителей будущего на сверхвысокие энергии, множатся предложения по применению ускорителей, работа которых основана на коллективном методе (коллективных ускорителей).

Мощным стимулом для развития коллективных методов ускорения явились предложения, сделанные советскими физиками Г.И. Будкером, В.И. Векслером и Я.Б. Файнбергом на конференции 1956 г. в Женеве [1, 2, 3]. По сути дела каждое из этих предложений послужило основой для главных направлений развития коллективных методов.

Г.И. Будкер [1] предложил использовать собственное электромагнитное поле самофокусирующегося электронно-ионного кольца для удержания ионов на циклических орбитах и фокусировки их при ускорении до больших энергий — ускоритель с коллективной фокусировкой. Идея коллективной фокусировки ионов прорабатывается сейчас теоретически и экспериментально как для циклических, так и для линейных ускорителей ионов [4, 5].

В.И. Векслер [2] предложил использовать для ускорения ионов поля, возникающие при взаимодействии ионного сгустка с пучком электронов, потоком электромагнитного излучения, или собственные поля двухкомпонентного сгустка. Эта идея предопределила эксперименты по радиационному ускорению плазменных сгустков [6], по коллективному ускорению ионов в сильноточных электронных пучках [7–9], по коллективному ускорению ионов электронными кольцами [10].

Предложение Я.Б. Файнберга [3] об использовании для ускорения ионов волн пространственного заряда в плазме интенсивно развивалось в последующем и лежит в основе управляемых схем коллективного ускорения в сильноточных релятивистских электронных пучках [7–9].

Фактически повсеместные и интенсивные исследования коллективных методов ускорения инициированы работой [11], выполненной в ОИЯИ и доложенной на конференции в Кембридже (США) в 1967 г. В докладе "Коллективное линейное ускорение ионов", представленном дубненской группой, содержались первые теоретические и экспериментальные результаты по ускорению ионов электронными кольцами. После тщательной проработки предложенной в Дубне концепции коллективного ускорителя, его принципиальной схемы и параметров на симпозиуме 1968 г. в Беркли (США) была признана перспективность нового направления и начаты работы по программе коллективного ускорения протонов до высоких энергий. Экспериментальные исследования электронных колец проводились также в ФРГ (Карлсруэ, Гаршинг), Японии, Италии, в институтах СССР (ИТЭФ, Москва, НИИЯФ, Томск) и США (Мэриленд).

Коллективные ускорители по сравнению с традиционными имеют более высокий темп набора энергии ионов и, следовательно, большую экономичность и меньшие габариты. Такое преимущество достигается, в частности, в результате использования для ускорения собственного электромагнитного поля электронного сгустка.

Напряженность электрического поля, связанного с пространственным зарядом, внутри сгустка достигает колоссальных значений при сравнительно небольшой плотности заряда электронов. Так, для бесконечного цилиндрического шнура электронов кругового сечения с радиусом a при равномерном распределении заряда по сечению напряженность электрического поля

$$E = 2e N_{\text{л}} / a, \quad (1)$$

где e — заряд; $N_{\text{л}}$ — линейная плотность электронов. При $a \approx 0,1$ см и $N_{\text{л}} \approx 10^{11} \div 10^{12}$ см⁻¹ напряженность поля $E \approx 10^5 \div 10^6$ В/см.

Большие собственные электрические поля приводят к сильному расталкиванию электронов. Чтобы уменьшить этот эффект, в первой дубненской публикации [11] предложено формировать сгусток в виде коль-

ца релятивистских электронов. Тогда силы расталкивания, действующие на электроны, ослаблены в γ^2 раз (γ — релятивистский фактор), и их можно компенсировать сравнительно небольшими внешними полями или полями самих ускоряемых ионов. При ускорении электронного кольца во внешнем поле в направлении, перпендикулярном плоскости кольца, невращающиеся ионы увлекаются сильным собственным полем электронов. Совместное движение электронов и ионов приводит к большому выигрышу в темпе ускорения по сравнению с непосредственным ускорением ионов во внешнем поле. Имея одну и ту же скорость движения (в направлении ускорения), ионы приобретают энергию, в $AM/m\gamma$ раз большую, чем электроны (m и M — массы электрона и нуклона соответственно, A — массовое число иона). Для иона с зарядом Z набор энергии на нуклон на единице длины ускорения U , МэВ/(нуклон·м), равен

$$U \approx k (10^{-11} N_e / 2r_0 a) Z/A, \quad (2)$$

где $k \approx 1/4 \div 3/4$ в зависимости от условий ускорения; N_e — число электронов; r_0 и a — средний радиус и характерный полуразмер сечения кольца, см. При типичных значениях параметров $N_e \approx 10^{13}$, $r_0 = 3,5$ см, $a \approx 0,2$ см, $Z/A = 0,1$ и $k = 1/4$ получаем $U \approx 2$ МэВ/(нуклон·м)*.

Чтобы получить электронные кольца с перечисленными параметрами, в Дубне предложена компрессия колец в магнитном поле, растущем во времени, в установке, называемой адгезатором (адиабатическим генератором заряженных тороидов), или компрессором [10, 11]. В камеру адгезатора вводят прямолинейный релятивистский пучок электронов, который сворачивается в кольцо в слабофокусирующем магнитном поле. Магнитное поле нарастает во времени так, что кольцо сжимается в радиальном направлении. Одновременно при сжатии уменьшаются размеры сечения примерно как средний радиус, а энергия электронов увеличивается обратно пропорционально радиусу кольца. Для установок ОИЯИ характерно большое сжатие: на модели коллективного ускорителя [12], прототипе коллективного ускорителя тяжелых ионов [10] и коллективном ускорителе тяжелых ионов КУТИ-20 [13] радиус колец уменьшается от 35–40 до 3,5–6 см. В компрессорах, построенных в Беркли (США) [7, 10] и Гарцинге (ФРГ) [7–9], радиус колец меняется от 18–20 до 2,5–3,5 см. В конце сжатия релятивистский фактор γ становится равным 20–50, т.е. инжектируемые электроны имеют энергию порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Для получения конечного полуразмера малого сечения около 0,1 см начальный полуразмер должен быть около 1–2 см.

Анализ параметров пучка показывает, что наиболее подходящим инжектором для коллективного ускорителя является линейный индукционный ускоритель, дающий большой ток электронов (примерно 1 кА) с малой длительностью импульса (десятки–сотни наносекунд) и малым относительным энергетическим разбросом (около 1%). Для экспериментов по коллективному методу ускорения в Дубне сооружен первый со-

*В традиционных ускорителях напряженности ускоряющих полей составляют 1–1,5 МВ/м, что соответствует $U \approx 0,1 \div 0,15$ МэВ/(нуклон·м).

ветский линейный индукционный ускоритель ЛИУ-3000 [14]. В дальнейшем в ОИЯИ создан принципиально новый ускоритель индукционного типа — СИЛУНД — сильноточный импульсный линейный ускоритель наносекундного диапазона, специально приспособленный к условиям инжекции в адгезатор [14; 15]. И наконец, в ОИЯИ разработан, изготовлен и в 1981 г. запущен линейный индукционный ускоритель электронов СИЛУНД-20 [13, 16]. Ток пучка на выходе ускорителя достигает 1 кА, энергия электронов 2 МэВ, частота повторения импульсов 50 Гц, длительность импульса примерно 20 нс, эмиттанс около 30π см·мрад для 60% тока пучка. Сжатое электронное кольцо в адгезаторе загружается ионами. Загрузка может осуществляться или при сжатии кольца в газовой смеси определенного состава, или с использованием пучков нейтральных атомов (молекул), пересекающих электронное кольцо. Ионизация происходит внутри кольца при соударениях релятивистских электронов с нейтральными атомами. Образующиеся ионы удерживаются в кольце его большим собственным пространственным зарядом, причем кратность ионизации растет со временем вследствие электронно-ионных столкновений. В ОИЯИ детально исследованы теоретически вопросы накопления ионов в электронных кольцах [17], созданы уникальные источники нейтральных частиц [13], перекрывающие весь диапазон массовых чисел атомов вплоть до урана.

Для ускорения электронно-ионных колец в коллективных ускорителях используются два метода. В первом кольца ускоряются в статистическом пространственно-неоднородном магнитном поле. Кольцо, как магнитный диполь, ускоряется в градиентном магнитном поле. Во втором методе электронно-ионные кольца ускоряются во внешнем электрическом поле.

Первое экспериментальное коллективное ускорение ионов осуществлено в ОИЯИ на модели коллективного ускорителя в 1971 г. [12]. В экспериментах были зарегистрированы ускоренные α -частицы с энергией 30 МэВ при длине ускорения в градиентном поле около 40 см. В конце 1974 г. подобный эксперимент был повторен в Гаршинге (ФРГ) на установке Schuko, где ионы легких элементов (протоны, α -частицы) коллективно ускорялись до энергии около 200 кэВ/нуклон [7]. В конце 1977 г. в ОИЯИ на прототипе ускорителя тяжелых ионов магнитным способом были ускорены ионы азота и других элементов [10]. Параметры электронных колец в экспериментах по ускорению ионов были следующими: $N_e = (1 \pm 0,3) \cdot 10^{13}$, радиус кольца $r_0 = 3$ см, полуразмеры малых сечений $a_r \approx a_z \approx 0,15 \div 0,2$ см, в конце сжатия $\gamma \approx 40$. Энергию и число ускоренных ионов определяли впервые в применении к коллективным ускорителям в Дубне [12] с помощью активационного анализа. Прирост энергии ускоренных ионов составлял 4 МэВ/(нуклон·м) на длине около 0,5 м. Число ионов азота оценивалось как $5 \cdot 10^{11}$ в одном электронном кольце. В камеру адгезатора добавляли также аргон и ксенон, при этом наблюдались ускоренные ионы этих элементов — примерно $2 \cdot 10^{11}$ в кольце.

Повышение энергии при магнитном способе ускорения ограничивается расширением кольца в пространстве спадающим магнитным полем.

При создании коллективных ускорителей ионов на большие энергии необходимо переходить на ускорение колец в электрических полях. Для проверки возможности ускорения электронно-ионных колец в электрическом поле в ОИЯИ впервые была создана и опробована специальная индукционная ускоряющая секция [18] со следующими основными параметрами: длина секции 1,2 м, эффективная напряженность электрического поля около 0,5 МВ/м, длительность ускоряющего импульса примерно 200 нс, индукция ведущего магнитного поля порядка 1 Тл. Прирост энергии коллективно ускоренных ионов азота соответствовал расчетному и составлял 1 МэВ/нуклон.

Теоретический анализ и эксперименты по формированию и сжатию колец в керамических камерах адгезаторов в Беркли показали, что основной преградой на пути увеличения темпа ускорения электронных колец являются когерентные азимутальные неустойчивости кольца. Когда камера адгезатора не экранирует электромагнитные поля возмущений кольца, развивается радиационная неустойчивость [10, 19], связанная с синхротронным излучением азимутально-неоднородного кольца. Эта неустойчивость приводит к увеличению радиального размера сечения и соответственно к уменьшению напряженности собственного электрического поля кольца. Для подавления радиационной неустойчивости следует экранировать ВЧ-поля возмущений так, чтобы азимутальная компонента электрического поля возмущения в области кольца была мала. Именно это обстоятельство было главной причиной выбора узкой металлической камеры адгезатора при переходе в ОИЯИ от модели коллективного ускорителя к прототипу коллективного ускорителя тяжелых ионов, сооружение которого началось в 1972 г. [10]. Коллективный метод ускорения тяжелых ионов привлекается по следующим причинам. Во-первых, как уже отмечалось, коллективный метод дает выигрыш в эффективной напряженности ускоряющего поля. Во-вторых, выдерживая ионы внутри кольца длительное время, можно получать ионы с такой высокой степенью ионизации и в таком количестве, которые недостижимы в других источниках. Таким образом, эффективность коллективного ускорителя повышается и за счет увеличения отношения заряда иона к его массе. В-третьих, коллективный ускоритель обладает свойством универсальности по отношению к типу ускоряемых ионов. Практически на коллективном ускорителе тяжелых ионов можно ускорять ионы всех элементов Периодической системы Д.И. Менделеева и, что очень существенно, получать большие интенсивности ионных пучков тяжелых элементов вплоть до урана (интенсивность уменьшается пропорционально массовому числу ускоряемых ионов). В-четвертых, при ускорении тяжелых ионов легче выполняются условия стабильности электронно-ионных колец (например, ослабляются ограничения, связанные с когерентной поперечной электронно-ионной неустойчивостью).

При переходе на узкие металлические камеры адгезаторов, экспериментально реализованном только в ОИЯИ, выявились специфические проблемы и трудности. Источники магнитного поля, сжимающее кольцо, — токовые катушки, располагаются снаружи камеры, поэтому усложняется задача формирования поля с требуемыми пространственно-временными характеристиками. Металлическая камера экранирует импульсные магнитные поля, что ограничивает их допустимую частоту. Эффекты экранирования сильно проявляются при сжатии колец. Близкие к кольцу боковые металлические стенки адгезатора могут привести к неустойчивости кольца как целого при сдвиге его от медианной плоскости камеры [10, 20].

Развитие в ОИЯИ методики расчета импульсных магнитных полей, экранированных тонкими металлическими экранами, магнитной системы коллективного ускорителя и динамики электронно-ионных колец с учетом требований устойчивости позволило спроектировать и создать прототип коллективного ускорителя тяжелых ионов (КУТИ), на котором получены приведенные выше экспериментальные результаты [10].

В настоящее время в ОИЯИ сооружается коллективный ускоритель тяжелых ионов КУТИ-20 [13], рассчитанный на получение пучков тяжелых ионов вплоть до ионов урана с энергией 20 МэВ/нуклон и циклическостью 20–50 Гц (интенсивность $5 \cdot 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ для ионов легких элементов и $2 \cdot 10^{12}$ для ионов урана). Принципиальная схема КУТИ-20 соответствует схеме ее прототипа, параметры электронных колец этих ускорителей также совпадают. На прототипе КУТИ, работающем на частоте 0,5 Гц, изучены физические процессы, лежащие в основе коллективного ускорения тяжелых ионов, и выявлены главные физические ограничения, которые учитываются при создании КУТИ-20. В 1983 г. в ОИЯИ при участии сотрудников Технического университета (Дрезден, ГДР) создана и запущена головная часть ускорителя КУТИ-20. Создается индукционная ускоряющая система КУТИ-20, предназначенная для основного ускорения электронно-ионных колец в электрическом поле. Параметры ускоряющей системы следующие [13]: средняя частота 20 Гц; максимальная частота 50 Гц; напряженность ускоряющего электрического поля 10 кВ/см; номинальная амплитуда напряжения на индукторах 50 кВ; длительность импульса напряжения на индукторах по основанию 200 нс, по вершине 70 нс; индукция ведущего магнитного поля 1,36 Тл; длина ускорения 16,6 м; общая длина 20 м; число ускоряющих секций 10.

Примерно через год после доклада дубненской группы по коллективному методу ускорения [11] совершенно неожиданно в экспериментах Грейбилла и Углума [7–9] по прохождению сильноточных релятивистских пучков через газ низкого давления было обнаружено ускорение ионов до энергий, в несколько раз превосходящих энергию электронов пучка. Результаты подтвердились в многочисленных экспериментах других групп. Почва для понимания механизма ускорения как коллективного уже была подготовлена, вскоре появились и теоретические модели коллективного ускорения ионов в сильноточных пучках, дрейфующих через газ [7–9], хотя наблюдавшееся впервые в мире коллективное ускорение в прямолинейных пучках в плазмонаполненном диоде [21] долгое время оставалось без должного внимания.

Эксперименты по коллективному ускорению ионов при инжекции сильноточных электронных пучков в газ показали, что ускорение носит нерегулярный характер, срывается на сравнительно небольшой длине и поэтому ускорения ионов до больших энергий получить не удастся. Наилучшие результаты по неконтролируемому коллективному ускорению в прямых электронных пучках получены на диоде Люса [9], в котором ионы вытягивались из поверхностной анодной плазмы самим пучком и ускорялись до энергий $(20-25)ZE_e$ (E_e – энергия электронов). Предпринятые попытки простыми средствами управлять ускорением ионов не дали ожидаемых результатов.

В настоящее время разрабатываются главным образом три способа коллективного ускорения ионов до высоких энергий сильноточными электронными пучками.

В методе, предложенном Олсоном [7], для коллективного ускорения ионов используется бегущая потенциальная яма на фронте элект-

ронного пучка. Движением фронта управляют с помощью лазерного луча, который создает узкую волну ионизации газа на фронте и регулирует движение пучка по тракту. Таким образом обеспечивается синхронность движения ионов с ускоряющим полем пучка.

В предложении Слоана и Драммонда [7–9] и его модификациях коллективное ускорение ионов осуществляется в поле замедленной циклотронной волны, возбуждаемой в электронном пучке. Фазовая скорость волны регулируется изменением внешнего продольного магнитного поля.

Спрэнгл [7] предложил ускорять ионы ленгмюровской волной, фазовая скорость которой изменяется при конусном сужении ускорительной трубки.

В заключение приведем некоторые примеры возможных приложений коллективного метода ускорения и сильноточных электронных колец. Прежде всего — это проекты коллективных ускорителей на высокие энергии [10], ускорителей тяжелых ионов на промежуточные энергии (около 300 МэВ/нуклон) [10], коллективного ускорителя — инжектора частиц в тяжелоионный синхротрон [13]. В ОИЯИ предложены сильноточный коллективный ускоритель ионов на низкие энергии на основе многократного использования одного электронного кольца [22], ускорение поляризованных ионов в электронных кольцах [23], источник многозарядных ионов на основе длительного удержания электронных колец в сжатом состоянии [24, 25] и др.

В последнее время широко обсуждается использование коллективных ускорителей ионов для решения проблем управляемого термоядерного синтеза, для различных прикладных и исследовательских задач в смежных областях науки и техники. После первых экспериментов в США по использованию электронного кольца как спектроскопического источника многозарядных ионов в ОИЯИ в сотрудничестве с техническим университетом (Дрезден, ГДР) проведены экспериментальные и методические работы, открывающие новые возможности в важной и практически неисследованной области атомной физики — спектроскопии многозарядных тяжелых ионов [26].

Разработка коллективных ускорителей существенно влияет на развитие физики и техники получения сильноточных пучков, на разработку традиционных ускорителей. В ближайшем будущем коллективные ускорители должны стать рабочим инструментом ядерной физики и техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budker G.I. — Proc. Symp. CERN, 1956, vol. 1, p. 69–75; Атомная энергия, 1956, т. 1, с. 9–19.
2. Veksler V.I. — Proc. Symp. CERN, 1956, vol. 1, p. 80–83; Атомная энергия, 1957, т. 2, с. 427–430.
3. Fainberg Ia.B. — Proc. Symp. CERN, 1956, vol. 1, p. 84–90; 1975, vol. 6, p. 95–106; Particle Accelerators. Атомная энергия, 1959, т. 6 с. 431–446; Успехи физ. наук, 1967, т. 93, с. 617–631.
4. Irani A., Rostoker N. — Particle Accelerators, 1978, vol. 8, p. 107–113;

5. Коляда Ю.Е., Корнилов Е.А., Файнберг Я.Б., Кияшко В.А. — Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 20, с. 916–918.
6. Векслер В.И., Геккер И.Р., Гольц Э.Я. и др. — В кн.: Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963). М.: Атомиздат, 1964, с. 1017.
7. Olson C.R., Schumacher U. Collective Ion Acceleration. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1979. 231 p.
8. Коломенский А.А., Рабинович М.С., Файнберг Я.Б. — Успехи физ. наук, 1972, т. 107, с. 326–327.
9. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 432 с.
10. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979. 215 с.
11. Veksler V.I., Sarantsev V.P., Bonch-Osmolovsky A.G. e.a. — In: Proc. VI Intern. Conf. on High Energy Accelerators. Cambridge: Univ., 1967, p. 289–294; Препринт ОИЯИ Р9-3440-2. Дубна, 1968. 11 с.; Атомная энергия, 1968, т. 24, с. 317–323.
12. Саранцев В.П., Рашевский В.П., Каминский А.К. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1971, т. 60, с. 1980–1984; Препринт ОИЯИ Р9-5558, Дубна, 1971. 13 с.
13. Александров В.С., Белошицкий П.Ф., Беляев Л.Н. и др. Препринт ОИЯИ Р9-83-613. Дубна, 1983. 196 с.
14. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978. 245 с.
15. Безнощенко Н.И., Беляев Л.Н., Горинов Б.Г. и др. — В кн.: Труды IV Всеобщего совещания по ускорителям. Т. 1. М.: Наука, 1975, с.290–291.
16. Долбилов Г.В., Лебедев Н.И., Петров В.А. и др. Сообщение ОИЯИ Р9-84-631. Дубна, 1984. 5 с.
17. Ширков Г.Д. Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. ОИЯИ 9-82-787. Дубна, 1982. 16 с.
18. Долбилов Г.В., Казача В.И., Кожухов И.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р9-12414. Дубна, 1979. 14 с.
19. Бонч-Осмоловский А.Г., Перельштейн Э.А. — Изв. вузов. Сер. радиофиз., 1970, т. 13, с. 1089–1093; Препринт ОИЯИ Р9-4425. Дубна, 1969. 6 с.
20. Alexahin Yu.I., Perelstein E.A. — Particle Accelerators, 1979, vol. 10, p. 61–69.
21. Плюгто А.А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1960, т. 39, с. 1589–1592.
22. Иовнович М.Л., Кузнецов А.Б., Рубин Н.Б., Саранцев В.П. Сообщение ОИЯИ Р9-11686. Дубна, 1978. 9 с.
23. Лапидус Л.И., Плис Ю.А., Саранцев В.П., Сороко Л.М. Препринт ОИЯИ Р1-5209. Дубна, 1970. 18 с.
24. А.с. № 766384. Новиков В.Г., Перельштейн Э.А. — Бюлл. изобр. и откр., 1983, № 4, с. 351.
25. Perelstein E.A., Shirkov G.D. Preprint JINR E9-85-4. Dubna, 1985. 4p.
26. Zschoernack G., Muller G., Musiol G. Preprint JINR E9-12539. Dubna, 1979. 15 p.

УДК 681.142.5

ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ, ЭЛЕКТРОННАЯ И КРИОГЕННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*Ю.В. Заневский, профессор, А.Г. Зельдович, профессор,
И.Ф. Колпаков, профессор, Ю.К. Пилипенко, канд. техн. наук*

Развитие современной методики средств автоматизации физического эксперимента в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) способствовало созданию экспериментальных установок, предназначенных для выполнения широкой программы физических исследований. Основные направления методических исследований в Лаборатории включают: разработ-

ки новых типов детекторов частиц; разработки в области электроники, автоматизации и обработки данных; развитие криогенных систем, в частности сверхпроводящих.

На синхрофазотроне ОИЯИ, серпуховском и других ускорителях работают крупные автоматизированные установки с использованием многоканальных детектирующих систем:

- "Фотон" — черенковский 90-канальный масс-спектрометр и двухплечевая детектирующая система из проволочных искровых и пропорциональных камер для изучения электромагнитной структуры адронов;
- БИС-2 — бесфильмовый спектрометр из пропорциональных камер, работающий по программе поиска новых очарованных частиц на серпуховском ускорителе;
- ГИБС — стримерная двухметровая камера для исследований в области релятивистской физики;
- ДИСК-2 — установка из сцинтилляционных и черенковских счетчиков с поворотным плечом для изучения кумулятивного образования частиц на синхрофазотроне;
- "Альфа" — спектрометр с пропорциональными и дрейфовыми камерами для исследования упругого рассеяния релятивистских ядер и спектра возбуждения малонуклонных систем на синхрофазотроне;
- СЯО — спектрометр ядер отдачи с полупроводниковыми детекторами, дрейфовыми камерами и тонкой мишенью на внутреннем пучке синхрофазотрона для исследования дифракционного взаимодействия протонов с легкими ядрами и фрагментами ядер на синхрофазотроне;
- "Тай" — спектрометр с дрейфовыми камерами и тонкой мишенью на внутреннем пучке серпуховского ускорителя для поиска распадов новых короткоживущих частиц;
- НА-4 — тороидальный спектрометр на ускорителе SPS (ЦЕРН) для исследования глубоконеупругого рассеяния мюонов на водороде, дейтерии и углероде, а также для поиска новых частиц;
- "Кристалл" — спектрометр с дрейфовыми камерами для изучения явления каналирования частиц высоких энергий в монокристаллах на синхрофазотроне и серпуховском ускорителе;
- "Резонанс" — стримерная камера с жидководородной мишенью в магнитном поле для изучения редких процессов во взаимодействиях элементарных частиц на синхрофазотроне.

В Лаборатории создается многоцелевой спектрометр "Сфера" с пропорциональными камерами и черенковским калориметром для экспериментов в области релятивистской ядерной физики.

Специалисты Лаборатории принимают участие в создании установки DELPHI для экспериментов на встречных электронных кольцах LEP в ЦЕРН.

Во все эти исследования и разработки существенный вклад внесли специалисты и организации стран-участниц. Особенно заметен этот вклад был при создании электроники детекторов, автоматизации, обеспечения средствами вычислительной техники, создании проволочных детекторов для прикладных исследований и разработке криогенной техники.

Координатные детекторы. Электронные координатные детекторы частиц — искровые, стримерные, многопроволочные камеры — успешно разрабатываются в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) в течение длительного времени. Наиболее интенсивно идут работы по многопроволочным координатным детекторам [1, 2].

Здесь впервые в странах-участницах разработаны и применены в режиме "on line" проволочные искровые камеры, а с 1970 г. ведутся разработки пропорциональных и дрейфовых камер для физических экспериментов и диагностики пучка на синхрофазотроне и серпуховском ускорителе. Уже в 1974 г. Лабораторией была введена в строй одна из крупнейших экспериментальных установок "Фотон", в состав которой вошли 32 проволочные двухкоординатные искровые камеры размером 1×1 м, шесть пропорциональных камер с электронной системой съема и обработки информации на линии с ЭВМ.

Практически все экспериментальные установки ЛВЭ оснащены пропорциональными и дрейфовыми камерами.

В Лаборатории разработаны детекторы с высоким пространственным и энергетическим разрешением. Эксперименты на ускорителе в Батавии (США) по определению электромагнитных радиусов пиона и каона при энергиях 100 и 250 ГэВ, а также эксперименты по каналированию выполнены с помощью созданных в Лаборатории дрейфовых камер с пространственным разрешением 60 мкм. Для нового варианта спектрометра ядер отдачи создана "время проекционная" камера, измеряющая пространственное положение траектории частицы и плотность ионизации. Разрешение прибора по энергии и массе, полученное при исследованиях на вторичном пучке синхрофазотрона, составляет соответственно 0,7 и 3%. Технология создания высокоточных многопроволочных детекторов, разработанная в ЛВЭ, успешно используется в других лабораториях. Многопроволочные детекторы создаются совместно с Институтом ядерной физики (Краков) и Центральным институтом физических исследований (ЦИФИ) (Будапешт).

Пропорциональные камеры в сочетании с новейшей электронной регистрирующей аппаратурой и вычислительной техникой могут использоваться в качестве детекторов изображения или электронных аналогов рентгеновской пленки, что чрезвычайно важно при проведении медико-биологических исследований. Такие системы позволяют значительно уменьшить радиационные нагрузки при проведении исследований и существенно увеличить уровень автоматизации. Детекторы изображения для биологии и медицины успешно разрабатываются в Лаборатории [3, 4].

На основе пропорциональных камер созданы приборы нового типа (УРАН) для двумерного анализа радиохроматограмм и электрофореграмм, позволяющие в сотни раз сократить время анализа. Приборы дают возможность обрабаты-

вать радиохроматограммы неразрушающим методом и работают на линии с микроЭВМ, информация представляется на цветной телевизионный монитор. Работа удостоена золотой медали ВДНХ. Несколько модификаций таких приборов используется для систематических исследований совместно с Институтом молекулярной биологии АН СССР, Институтом биоорганической химии АН СССР и Институтом молекулярной генетики АН СССР. В рамках Программы по развитию физико-химической биологии и биотехнологии и использованию их достижений в медицине, сельском хозяйстве и промышленности создается малая серия таких приборов.

Для исследований структуры монокристаллов белков специалистами ЛВЭ и Института кристаллографии АН СССР создан крупнейший в мире автоматизированный рентгеновский дифрактометр КАРД-3, в основу которого входит пропорциональная камера с электроникой обработки информации в стандарте КАМАК на линии с ЭВМ СМ-2. Высокое пространственное разрешение дифрактометра позволило в 50 раз ускорить измерение дифракционной картины от монокристаллов белков. По своей производительности прибор превосходит отечественные и зарубежные дифрактометры аналогичного назначения, находящиеся в эксплуатации в настоящее время. С помощью КАРД-3 получены данные по 40 кристаллам, использованные для выяснения связи функций белка со структурой молекул. Работа отмечена как важнейшее достижение Академии наук СССР за 1982 г.

Впервые в мировой практике в 1982 г. специалистами ЛВЭ при участии Всесоюзного научно-исследовательского института медицинского приборостроения создана гамма-камера на основе многопроволочного координатного детектора. По сравнению с традиционными созданная гамма-камера обладает лучшим пространственным разрешением. Прибор используется для обследования пациентов, страдающих заболеваниями почек, головного мозга, легких. Разработка удостоена серебряной медали ВДНХ СССР.

Специалисты из стран-участниц ОИЯИ активно сотрудничают с ЛВЭ в работах по применению координатных детекторов в смежных областях науки, техники и народном хозяйстве. Существенный вклад в эти работы вносят физики и инженеры из Проектно-производственной базы НИИ (Прага), Института физики Национального центра научных исследований (ИФНЦ, Ханой), Центрального института ядерных исследований (Россендорф).

Электроника, автоматизация эксперимента и обработка данных. ЛВЭ является признанным лидером в области автоматизации физического эксперимента. Здесь впервые в странах-участницах создан набор модулей КАМАК [5].

В Лаборатории в течение 1970–1984 гг. разработано 178 модулей КАМАК для экспериментов, созданы десятки автоматизированных систем для физических и инженерных установок.

В эту программу наибольший вклад внесли специалисты объединения Polon (Варшава и Краков) и ЦИФИ (Будапешт). Десятки польских специалистов совместно с советскими разрабатывали модули и крейты КАМАК, а затем обеспечили их массовый выпуск для экспериментов ОИЯИ. В этих работах активно участвовали также специалисты из ИФНЦ (Ханой) и Института ядерных проблем (Варшава).

В разработку первого в ОИЯИ микрокомпьютера существенный вклад внесли специалисты из ЦИФИ (ВНР) и ГДР. В Лаборатории был предложен первый в мире специализированный процессор для отбора событий в спектрометрах физики элементарных частиц, созданы крупнейшие в странах-участницах автоматизированные системы сбора и об-

работки информации со спектрометров [6–9]. Так, для спектрометра БИС-2 с 10 тыс. каналов пропорциональных камер разработана автоматизированная система сбора и обработки данных, включающая 50 крейтов КАМАК на линии с ЕС-1040. В создание этой системы важный вклад внесли специалисты из объединения Polon и сотрудники ЦИФИ.

Высокой степенью автоматизации отличаются базовые установки Лаборатории. Наиболее крупные из них:

автоматизированная система управления режимами работы синхροфазотрона и медленным выводом частиц, выполненная с аппаратурой КАМАК на линии с ЭВМ ЕС-1010 и ВТ-1010В;

первая в странах-участницах автоматизированная система управления заводом жидкого гелия — система КАМАК с микроЭВМ;

создаваемый в Лаборатории впервые в странах-участницах сверхпроводящий синхротрон, также обеспечиваемый автоматизированной системой с микроЭВМ.

В этих работах был существен вклад специалистов из Института физики Словацкой АН (Братислава) и ИФНЦ (Ханой).

Продолжаются работы по созданию автоматизированной системы в проекте "Нуклотрон", внедряются достижения микроэлектроники с использованием новых стандартов микропроцессорных систем.

В Лаборатории создан оснащенный новейшей техникой комбината Robotron вычислительный центр с ЭВМ ЕС-1055М и ЕС-1040, имеющий сеть терминалов, включая графический, для обработки данных и работ на линии со спектрометрами. К терминальной сети Лаборатории подключены десятки дисплеев.

Опыт использования автоматизированных систем в физике высоких энергий вызвал интерес специалистов, занимающихся автоматизацией различных процессов, которые играют существенную роль в народном хозяйстве стран-участниц. Наиболее крупным результатом ЛВЭ и ОИЯИ в целом в области прикладных исследований является разработка и внедрение модулей и систем КАМАК, которые были внедрены во многие институты и организации СССР и стран-участниц. Эта работа была удостоена премии Совета Министров СССР за 1985 г.

Криогенные приборы и устройства. В Лаборатории создана крупная криогенная база [10], на основе которой велась разработка криогенных приборов для ядерных исследований [11].

Созданная в 1964 г. специалистами Лаборатории однометровая жидководородная пузырьковая камера до настоящего времени используется в экспериментах на синхροфазотроне. Это простая по конструкции и в то же время одна из самых точных в мире камера. Накопленный опыт использован Лабораторией при разработке двухметровой водородной камеры "Людмила". Разработанные в ЛВЭ ожижители водорода и гелия обеспечивают работу жидководородных камер и снабжают ожиженными газами подразделения Института. По чертежам, переданным в промышленность, была изготовлена серия таких установок. Исследованы процессы очистки газообразного и фильтрации жидкого водорода. Впервые в странах-участницах ОИЯИ исследован процесс орто-пара-конверсии водорода, найдены эффективные катализаторы и налажено производство жидкого параводорода. Для физических экспериментов создано 15 типов различных мишеней, среди них прецизионные, в которых количество водорода устанавливается с погреш-

ностью до 0,05 %. Созданы полностью неметаллические мишени для работы в стримерных камерах. Такие и подобные им мишени могут работать в электрических и переменных магнитных полях, что имеет прикладное значение [12, 13]. Исследованы теплопроводность криогенной теплоизоляции и проницаемость неметаллических пленок. Изучен процесс формирования и улавливания газовой струи в вакууме.

Разработаны впервые в мире струйные водородная, дейтериевая и гелиевая мишени, которые успешно использовались в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино, СССР) и в первых совместных экспериментах ОИЯИ – FNAL после запуска ускорителя в Батавии [14].

Работы по сверхпроводимости велись как в направлении изучения свойств сверхпроводящих материалов, так и в направлении создания сверхпроводящих магнитов, а также устройств для определения критических токов и измерения электрического сопротивления изоляции тоководов, источников питания и эвакуации энергии. В перечисленных работах участвовали сотрудники из институтов стран-участниц: НРБ, ВНР, ГДР, СРР, СССР, ЧССР. С участием чехословацких специалистов разработаны калориметрический и электрический методы измерения энергетических потерь в сверхпроводящих кабелях, находящихся в переменных магнитных полях. Метод позволяет улучшить параметры кабелей и снизить потери в импульсных сверхпроводящих магнитах.

Важным направлением развития ускорительной техники является получение поляризованного пучка. С участием сотрудников из ПНР исследованы процессы поляризации атомов и создан для синхрофазотрона криогенный источник поляризованных дейтронов "Полярис" [15].

Введен в эксплуатацию первый экземпляр крупнейшей криогенной гелиевой установки КГУ-1600/4,5, разработанной в НПО Гелиймаш (СССР) с участием ЛВЭ. Создана современная система автоматического управления установкой. Установка КГУ-1600/4,5 предназначена для криостатирования сверхпроводящих ускорителей. Совместно с ИФВЭ, НПО Криогенмаш, Научно-исследовательским институтом электрофизической аппаратуры (СССР) Лаборатория принимает участие в проработке криогенных систем ускорительно-накопительного комплекса.

Создание крупных криогенных установок сопровождалось разработкой технологических элементов – поршневых детандеров (с участием сотрудников из КНДР), сосудов Дьюара, сифонов, предохранительных клапанов, автоматических устройств, термометров, указателей и регуляторов уровня, многие из которых использованы другими организациями.

Специалисты Лаборатории участвовали в работе многих научных советов, совещаний, конференций, вели большую консультационную работу и способствовали совершенствованию электронной аппаратуры, детекторов излучений и криогенной техники в странах-участницах. Ряд работ по криогенной технике также удостоен медалей ВДНХ СССР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заневский Ю.В. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, вып. 3, с. 631–704.
2. Заневский Ю.В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978. 167 с.

3. Балдин А.М., Заневский Ю.В., Пешехонов В.Д. — В кн.: Труды совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна: ОИЯИ Р18-82-117, 1982, с. 79–90.
4. Abdushukurov D.A., Anisimov Yu.S., Cheremukhina G.A. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, vol. 15, p. 101–106.
5. Арефьев В.А., Белякова М.П., Колпаков И.Ф. и др. — В кн.: Труды 6-го симпозиума по ядерной электронике (Варшава, 1971 г.). Дубна: ОИЯИ Д13-6210, 1972, с. 218–221.
6. Колпаков И.Ф. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 4, с. 339–347.
7. Колпаков И.Ф. Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физических экспериментах. М.: Атомиздат, 1974. 231 с.
8. Колпаков И.Ф. — В кн.: 2-й Всесоюзный семинар АН в ядерной физике и смежных областях. Новосибирск: СО АН СССР, 1982, с. 58–77.
9. Колпаков И.Ф., Маталин-Слудский Л.А. — Природа, 1984, № 2, с. 79–89.
10. Balandicov A.O., Belushkin V.A., Golovanov L.V. e.a. — Cryogenics, 1966, vol. 6, N 6, p. 158–164.
11. Криогенные приборы и устройства в ядерной физике/Н.Н. Агапов, Н.И. Баландиков, В.А. Белушкин и др.; Под ред. проф. А.Г. Зельдовича. М.: Энергоиздат, 1982. 197 с.
12. Голованов Л.Б. — Физика элементарных частиц атомного ядра, 1972, т. 2, вып. 3, с. 718–762.
13. Голованов Л.Б. — Там же, 1977, т. 8, вып. 5, с. 1155–1182.
14. Bartenev V.D., Kuznetsov A.A., Morozov V.V. e.a. — Advances Cryog. Engng., 1973, vol. 18, p. 460–486.
15. Anishchenko N.G., Baldin A.M., Beznogikh Yu.D. e.a. — In: Proc. 5-th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics (Brookhaven, 1982). AIP Conf. Proc. N 95, N.Y., 1983, p. 445–449.

УДК 539.1.07

РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

*И.А. Голутвин, д-р физ.-мат. наук,
Г. Карраш, инженер (ГДР),
В.А. Свиридов, д-р физ.-мат. наук*

Прогресс в физике элементарных частиц во многом определяется методическим обеспечением экспериментальных исследований. Увеличение доступной на ускорителях энергии частиц или ускорение частиц новых типов требует создания новых детекторов и качественного улучшения прежних характеристик. Этот процесс совершенствования экспериментальных методов происходит непрерывно. Особенно большие успехи достигнуты за последнее десятилетие, когда именно высокий методический уровень экспериментальных исследований позволил сделать крупнейшие открытия в физике. Успехи в этой области исследований определяются глубокой инженерной проработкой и ориентацией на современную технологию, использованием последних достижений электроники и вычислительной техники и неразрывной связью методических разработок с проведением экспериментов на ускорителях.

Развитие экспериментальных методов исследования элементарных частиц и релятивистских ядер в течение последних 5–10 лет было одним из главных направлений деятельности Отдела новых методов ускорения ОИЯИ. Наряду с созданием нескольких крупных экспериментальных

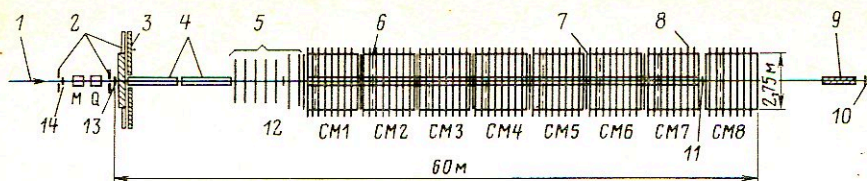


Рис. 1. Общий вид установки NA-4:

1 – пучок; 2 – счетчики антисовпадений; 3 – экран из железа; 4 – мишени; 5 – гексагональные камеры; 6 – триггерные счетчики мозаичной структуры; 7 – сегментированные триггерные счетчики; 8 – пропорциональные камеры; 9 – экран; 10–14 – пучковые годоскопы

установок был выполнен большой объем исследований и разработок, являющихся методической основой нового поколения экспериментальных установок.

Создание и реконструкция установки NA-4 [1]. В 1975 г. было подписано соглашение о подготовке и проведении силами нескольких институтов из разных стран мира крупномасштабных исследований процессов глубокоэластичного рассеяния мюонов различными мишенями на протонном ускорителе ЦЕРН (энергия 400 ГэВ, эксперимент NA-4). В 1976 г. были начаты работы по изготовлению узлов установки, а в 1978 г. состоялся ее комплексный запуск. В 1979–1980 гг. были получены экспериментальные данные на углеродной мишени, в результате анализа которых установлены количественные характеристики поведения неупругих структурных функций нуклонов и ядер в зависимости от переданного импульса, впервые обнаружена интерференция слабых и электромагнитных взаимодействий мюонов с нуклонами, подтверждающая единство слабых и электромагнитных взаимодействий, измерена структурная функция ядра при глубокоэластичном рассеянии мюона на ядре в кумулятивной области.

Дальнейшее углубление знаний по изучаемым проблемам было невозможно без совершенствования экспериментальной аппаратуры. Поэтому в 1980–1981 гг. установку реконструировали с целью расширения кинематической области и повышения точности измерения сечений. Начиная с 1982 г. экспериментальный комплекс NA-4 работает в полном объеме в режиме набора данных на разных мишенях.

Последний вариант установки (рис. 1) [2] состоит из системы измерения пучковых частиц и защиты от фона (пучковые годоскопы 10–14 с общим числом элементов 400, счетчики антисовпадений общей площадью 25 м²), восьми супермодулей *СМ1–СМ8* образующих тороидальный спектрометр, и фронтального спектрометра. В супермодулях установлено по восемь координатных плоскостей (всего 64), каждая из которых образована из двух пропорциональных камер размером 3 × 1,5 м (рис. 2) [3]. Камера состоит из двух самоподдерживающихся панелей, двух разделительных рам с приклеенными печатными платами и сигнального электрода из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 20 мкм. Проволоки сигнального электрода, натянутые вдоль 3-мет-

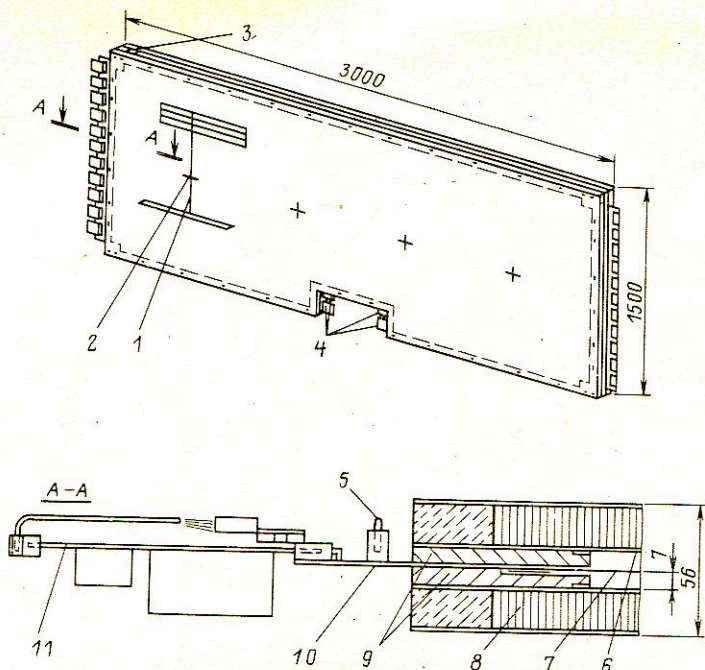


Рис. 2. Детали конструкции пропорциональной камеры размером $3 \times 1,5$ м:

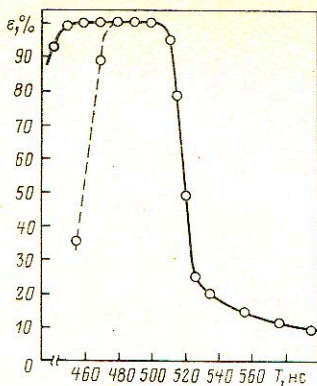
1 – поддерживающие проволочки; 2 – разделительный упор; 3 – газ; 4 – разъемы перехода; 5 – переключатель 2 мм/4 мм; 6 – проводящее покрытие; 7 – проволочка сигнального электрода; 8 – панель с сотовым заполнением; 9 – рамы из ветронита; 10 – печатная плата; 11 – карта считывания информации

ровой стороны, имеют поддержки через каждые 60 см и распаяны на печатных платах. Шаг проволочек 2 мм. Четырехкомпонентная газовая смесь непрерывно продувается через камеры. Контроль состава смеси осуществляется автоматически с погрешностью ниже 1%.

На одной стороне камеры размещено 11 карт электроники. Одна такая карта содержит 32 канала. В каждом канале находится усилитель-дискриминатор с низким входным сопротивлением, для которым следуют два устройства задержки на (470 ± 10) нс, подключаемых к выходу усилителя поочередно, чтобы уменьшить потерю эффективности канала за счет "мертвого" времени. При загрузке 10^5 сигналов на канал потеря эффективности меньше $2,5 \cdot 10^{-3}$. Ширина плато эффективности составляет несколько сот вольт (рис. 3). В целом вся система пропорциональных камер показала превосходные характеристики в течение многолетнего периода набора данных. В среднем в год обрывалось три проволочки из 112640, а число "шумящих" и "мертвых" каналов электроники не превышало 20 за два месяца непрерывной работы.

Основу фронтального спектрометра составляют пропорциональные камеры гексагональной формы (рис. 4), каждая из которых состоит из

Рис. 3. Зависимость эффективности пропорциональной камеры от задержки строка (кривая задержанных совпадений) для длительностей строга 100 нс (сплошная линия) и 65 нс (пунктир)



трех плоскостей, повернутых на 60° по отношению друг к другу. При создании гексагональных камер был учтен опыт, приобретенный в процессе разработки пропорциональных камер тороидального спектрометра. Сохранены основные требования: высокая идентичность и надежность, жесткость конструкции, отсутствие магнитных материалов, наличие точных реперных отверстий для юстировки, расположение регистрирующей электроники непосредственно на камере, простота и технологичность изготовления. Особенностью камеры является наличие на каждом катоде двух чувствительных областей: внутренней диаметром 10 см и внешней — гексагональной формы с максимальным размером 220 см. На эти области подается разное высокое напряжение, что позволяет в широких пределах управлять эффективностью регистрации частиц. Пространственное разрешение одной плоскости лучше 0,7 мм, временное разрешение (включая электронику) лучше 35 нс.

Вся система пропорциональных камер тороидального спектрометра была разработана и изготовлена в течение двух лет. Разработка и изготовление гексагональных камер потребовали менее года. Это стало возможным благодаря созданию в Отделе новых методов ускорения

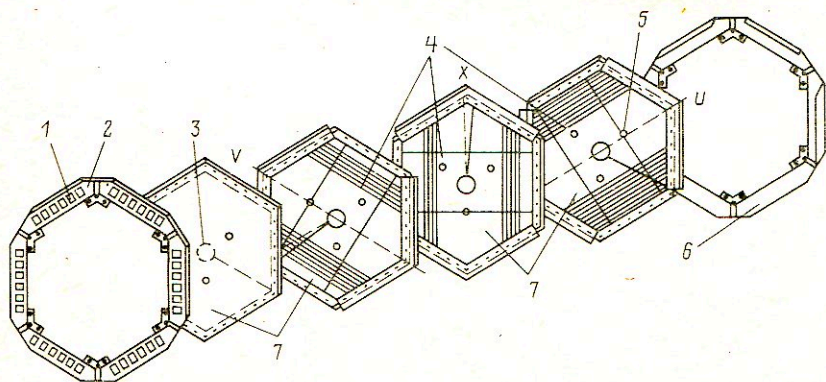


Рис. 4. Основные элементы конструкции гексагональной камеры:

1 — разъемы электроники считывания информации; 2 — рамы; 3 — центральная зона $\phi 100$; 4 — проволочки сигнальных электродов; 5 — упоры; 6 — крышки; 7 — панели трехслойной структуры типа сэндвича

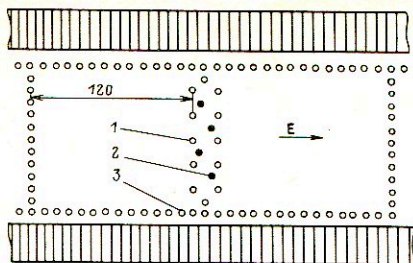


Рис. 5. Схема дрейфовой ячейки и сигнального элемента дрейфовой камеры размера 4×2 м:

1 — проволочки катодные; 2 — сигнальные; 3 — полевые

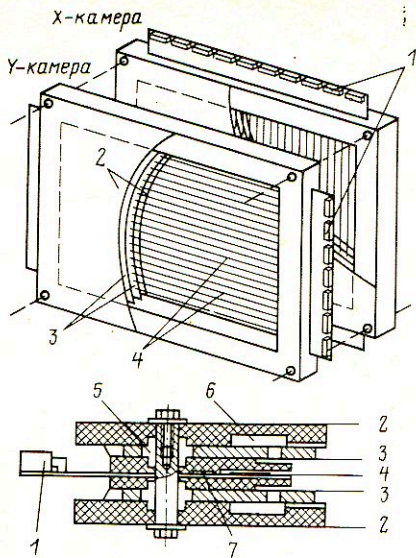
(ОНМУ) специальной научно-методической базы, включающей комплекс технологической оснастки для изготовления камер и оборудование для испытаний. Эта научно-методическая база в дальнейшем послужила основой при создании ряда крупных экспериментальных установок для физических исследований.

Дрейфовые камеры и электроника дрейфовых камер установки "Нейтринный детектор". Дрейфовые камеры, разработанные в ОНМУ, предназначены для установки в мюонном спектрометре нейтринного детектора ОИЯИ-ИФВЭ, а также в мишенной части калориметра [4]. В мюонном спектрометре устанавливается 36 дрейфовых камер размером 2×4 м. Камера состоит из восьми идентичных дрейфовых ячеек с длиной проволочных электродов 4 м и дрейфовыми промежутками 120 мм. Для регистрации координат треков используется сигнальный элемент (рис. 5), размещенный в центре дрейфовой ячейки и состоящий из четырех сигнальных проволочек диаметром 50 мкм, попеременно смещенных относительно центра элемента на $\pm 0,75$ мм, десяти катодных и двух охранных проволочек диаметром 200 мкм. Структурные элементы, фиксирующие проволочки, представляют собой платы с точечными отверстиями, обеспечивающие погрешность не более 0,15 мм. Особенностью камеры является использование в качестве несущих элементов конструкции панелей с сотовым заполнением, что обеспечивает высокую точность фиксации сигнальных элементов в объеме камеры независимо от их числа. Организация промышленного изготовления подобных панелей с помощью оснастки, созданной в ОИЯИ, стала важным этапом создания больших дрейфовых камер. Серийное изготовление больших дрейфовых камер налажено в Опытном производстве ОИЯИ.

Прогресс в микроэлектронике и использование современных технологий и оборудования позволили решить сложную инженерную задачу — создать многотрековую регистрирующую электронную аппаратуру для большого числа дрейфовых ячеек (несколько тысяч измерительных каналов). Непосредственно на камерах располагаются 4-канальные *усилители-формирователи* (восемь блоков на каждой камере), обеспечивающие усиление сигналов свыше 0,8 мкА, формирующие импульсы стандартной длительности (100 нс) и имеющие точную временную привязку к входным сигналам (± 6 нс). На расстоянии приблизительно 10–20 м от камер располагается *система питания* усилителей-формирователей, состоящая из трех шкафов, каждый из которых обеспечивает

Рис. 6. Конструкция пропорциональной камеры размером $0,9 \times 1,3$ м с высоковольтными электродами из алюминиевой фольги:

1 — разъемы электроники считывания информации; 2 — лавсановое окно камеры; 3 — алюминиевая фольга; 4 — сигнальные электроды; 5 — изолирующие втулки; 6 — газовый коллектор; 7 — газовое уплотнение



стабилизированное напряжение ± 6 В мощностью не менее 1 кВт. Сигналы с усилителей-формирователей передаются по телефонным кабелям длиной 120 м в аппаратуру измерения временных интервалов, работающую на линии с ЭВМ СМ-4. Мертвое время канала составляет

100 нс. Диапазон измеряемых времен — до 100 мкс. Аппаратура построена по модульному принципу. В одном крейте размещается 256 измерительных каналов. Таким образом, вся система в объеме 4000 каналов занимает 16 крейтов.

Характеристики электронной аппаратуры и схемно-технические решения, положенные в ее основу, позволяют измерять координаты треков с погрешностью менее 0,25 мм, разрешать треки, проходящие на расстоянии 5 мм друг от друга и полностью исключать потери эффективности регистрации при любых наложениях входных сигналов.

Развитие техники пропорциональных камер. Модернизация адронного спектрометра СИГМА. Пропорциональные камеры с малым количеством вещества на пути частиц, разработанные в Отделе новых методов ускорения [5], предназначены для уменьшения влияния вещества детектора на траектории регистрируемых частиц, что существенно для экспериментов с медленными частицами или многозарядными ядрами. Имеются два типа камер с площадью чувствительной поверхности 896×1280 мм. Они имеют сходные конструкции (рис. 6), их основное различие заключается в положении сигнальных проволочек: в X-камере они натянуты вдоль короткой стороны, а в Y-камере — вдоль длинной. Из этих камер можно набирать различные пакеты. Сигнальные проволочки из позолоченного вольфрама диаметром 20 мкм распаяны с шагом 2 мм и выведены поочередно на два ряда разъемов, расположенных на противоположных сторонах камеры. Высоковольтные электроды выполнены из алюминиевой фольги толщиной 14 мкм, натянутой с силой 10^3 Н/м (по периметру). Межэлектродный зазор составляет 7 мм.

Пучковые пропорциональные камеры позволяют производить измерение непосредственно в интенсивных пучках заряженных частиц. Потери

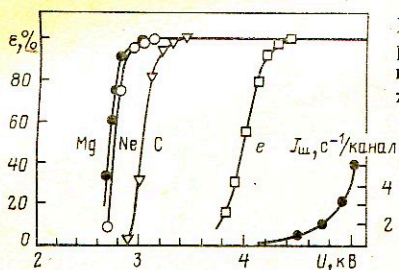


Рис. 7. Зависимости эффективности регистрации различных ядер пучковой камерой и интенсивности шумовых сигналов от напряжения на камере

ржа эффективности, связанная с образованием пространственного заряда, начинается при плотностях потоков частиц порядка $10^4 \text{ мм}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Именно это значение и ограничивает возможность регистрации частиц с помощью пропорциональных камер.

Для работы в пучках частиц и ядер высоких энергий создано несколько типов пучковых камер с катодами из тонкой алюминиевой фольги, с секционированными катодами из металлизированного лавсана и шагом сигнальных проволочек 1 и 2 мм. Камеры состоят из однокоординатных круглых секций, которые могут быть собраны в пакеты произвольной толщины с поворотом относительно друг друга на 45° , 60° и 90° . Изготовлено более 50 таких камер. Они использовались для измерений в пучках частиц и ядер на ускорителях ОИЯИ, ИФВЭ и ЦЕРН. В качестве примера на рис. 7 показана эффективность регистрации различных ядер, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ.

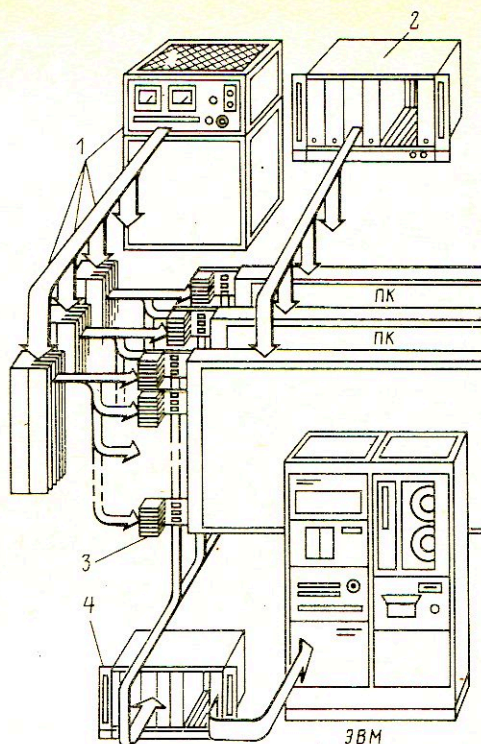
Работа пропорциональной камеры с катодным считыванием основана на том, что при движении лавины вблизи анодной нити на катодах наводится индуцированный заряд. Измеряя распределение этого заряда по плоскости камеры, можно с большой точностью определить место прохождения частицы. Пропорциональная камера со считыванием информации с катодов, обладающая всеми особенностями обычных пропорциональных камер, позволяет повысить точность регистрации треков заряженных частиц: на камерах с шириной полос 2 мм погрешность измерения составила 50 мкм [6]. Считывание информации с двух катодов камеры наряду с регистрацией сигналов с анодных проволочек позволяет в одной камере одновременно измерять три координаты, что очень важно при изучении многотрековых событий.

Электроника пропорциональных камер в больших экспериментальных установках должна удовлетворять требованиям идентичности каналов и их взаимозаменяемости, высокой надежности, простоты настройки и регулировки. Разработанная и созданная в Отделе новых методов ускорения электронная аппаратура для пропорциональных камер включает в себя (рис. 8) [7] электронику регистрации, автоматизированный стенд настройки регистрирующей электроники, систему считывания, систему низковольтного питания электроники и высоковольтное питание камер.

Регистрирующая электроника располагается на камерах и представляет собой карту с 32 каналами, выполненными на базе микросхемы К405ХП. Использование карты позволяет оперативно заменять неис-

Рис. 8. Электронная аппаратура для пропорциональных камер (ПК):

1 — система низковольтного питания (нерегулируемый выпрямитель и стабилизаторы); 2 — высоковольтное питание; 3 — электроника регистрации; 4 — электроника считывания информации



правные каналы. Параллельная запись информации на карте и последовательный вывод ее с камеры значительно упрощают линию связи от камерной электроники до электроники считывания и сокращают объем электроники считывания. Основные характеристики электроники регистрации: линейная регулировка порога срабатывания от 4 до 8 мкА, диапазон регулировки времени выдержки одновибратора от 250 до 900 нс, минимальная длительность строка записи 25 нс.

Блок считывания информации представляет собой устройство с кодированием информации 2048 проволочек пропорциональных камер, обеспечивающее кластерный режим кодирования координат. Время считывания информации составляет 400 мкс на 2048 каналов регистрации. Управление работой устройства организуется как по внешним сигналам, так и по команде от ЭВМ.

Создание регистрирующей электроники для установок, содержащих тысячи каналов, практически не представляется возможным без автоматизации процесса настройки и проверки. Разработанная автоматизированная система позволяет производить контроль основных электронных компонент, подбор элементов с целью получения оптимальных и идентичных характеристик в каналах, контроль и настройку функционально законченных узлов. Аппаратурная часть автоматизированной системы выполнена в стандарте КАМАК на основе микропроцессорного контроллера. Программная система хранится на бумажной ленте и занимает объем памяти около 5 КБайт.

Модернизация установки СИГМА, осуществленная для проведения экспериментов по изучению эксклюзивного образования резонансов в их редких распадах, была начата в 1982 г. и позволила создать один из лучших в мире по светосиле спектрометр. Разработаны, изготовлены и введены в действие на пучке частиц ИФВЭ следующие пропорциональ-

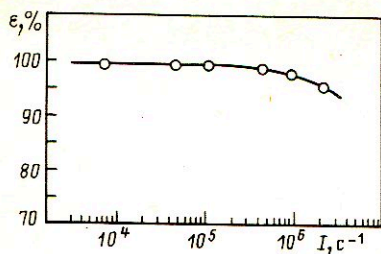


Рис. 9. Зависимость эффективности камер размером $0,9 \times 1,3$ м от интенсивности пучка

ные камеры: четыре камеры размером $1,4 \times 2,8$ м (шаг 2 мм), шесть камер размером $0,9 \times 1,3$ м (шаг 2 мм), шесть камер размером 64×64 мм (шаг 1 мм) с общим числом сигнальных проволочек (и соответственно каналов регистрации) 8500 [8]. На рис. 9 показана зависимость эффективности регистрации камеры, находящейся в прямом пучке, от интенсивности загрузки: камеры сохраняют высокую эффективность вплоть до загрузок $(2-3) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Метод исследования сечений сильного взаимодействия фрагментов релятивистских ядер. Для экспериментального исследования проблемы "аномалонов" на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ), где получены рекордные энергии ускоренных ядер, была предложена новая методика и создана экспериментальная установка, при помощи которой можно исследовать явление с хорошей статистической точностью по нескольким параметрам [9], используя для определения заряда фрагментов и отбора событий с кратными взаимодействиями излучение Вавалова-Черенкова (рис. 10) [10]. Пакеты пропорциональных камер *ПК1-ПК4* измеряют координаты и углы пучковой частицы. Счетчики *Сч1-Сч5* вырабатывают триггерный сигнал. Пакеты пропорциональных камер *ПК5-ПК8* предназначены для уточнения координат взаимодействия первичного ядра и вторичных фрагментов. Каждый из паке-

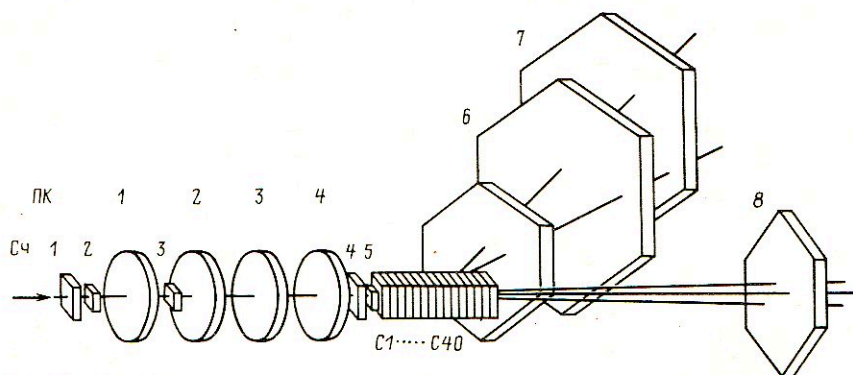


Рис. 10. Общий вид установки для исследования сечений сильного взаимодействия фрагментов релятивистских ядер на синхрофазотроне ОИЯИ:

ПК1-ПК8 — пропорциональные камеры; *Сч1-Сч5* — сцинтилляционные счетчики триггера; *Сч1-Сч40* — черенковские счетчики мишени

Рис. 11. Зарядовые спектры ядер ^{12}Mg (шкала Z_1) и его фрагментов второго (шкала Z_2) и третьего (шкала Z_3) поколений

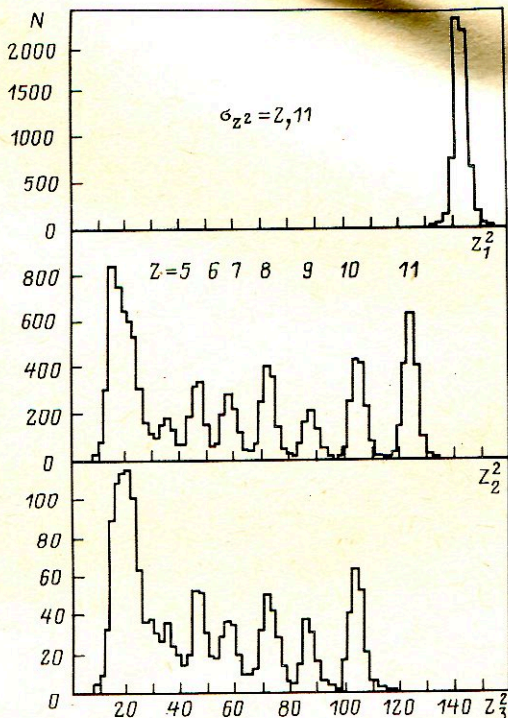
тов ПК1–ПК8 состоит из трех однокоординатных пропорциональных камер, повернутых относительно друг друга на 60° . Катоды камер изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 14 мкм.

Основу установки составляет мишень — детектор из 40 черенковских счетчиков С с радиаторами из плексиглаза толщиной по пучку 5 мм и фотоумножителями типа ФЭУ-84. Интенсивность излучения Вавилова—Черенкова релятивистского фрагмента пропорциональна квадрату его

заряда. Благодаря направленности излучения и выбору показателя преломления радиатора ($n > \sqrt{2}$) излучение испытывает полное внутреннее отражение в радиаторе, если отклонение фрагмента с импульсом 4,2 ГэВ/с от оси пучка не превышает $\pm 2,5^\circ$. Полное внутреннее отражение излучения создает условия для полного сбора фотонов излучения от фрагментов на фотокатод ФЭУ, обеспечивая оптимальное зарядовое разрешение счетчиков. Взаимодействие пучкового ядра или фрагмента в одном из счетчиков сопровождается скачком сигналов.

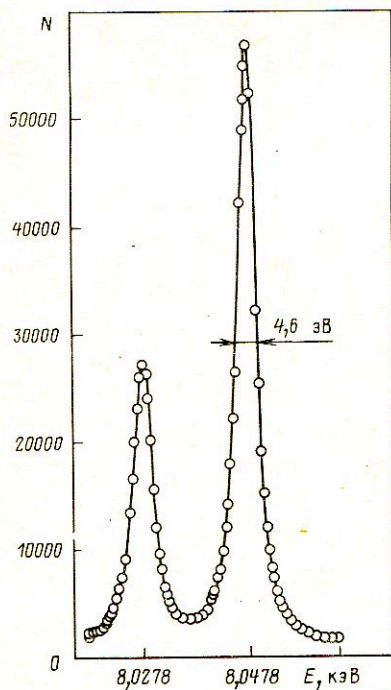
Замечательной особенностью прибора является почти полная нечувствительность к медленным и сильно ионизирующим вторичным продуктам, а также пониженная чувствительность к релятивистским частицам, которые значительно отклонились от пучка. Установка эффективно разделяет фрагменты, измеряет вероятность их рождения, выделяет частицы сопровождения и каналы реакции, измеряет с высокой точностью средние длины свободного пробега ядер. Эффективность разделения фрагментов иллюстрируется рис. 11. Видно, что выделяются фрагменты до ядер бора включительно. Например, зарядовое разрешение ближайшего фрагмента второго поколения ядра натрия составляет 0,1e.

На установке были проведены исследования взаимодействия ядер углерода, кислорода, неона и магния, ускоренных до энергии 4 ГэВ/нуклон, и их фрагментов с легкими (углерод, кислород) и тяжелыми (вольфрам) ядрами-мишенями.



Кристалл-дифракционный спектрометр (КДС). Создание КДС, предназначенного для решения вопросов диагностики ионной компоненты электрон-ионного кольца в адгезаторе, одновременно открывает возможность постановки (с помощью имеющихся в ОИЯИ уникальных источников глубокоионизованных атомов) экспериментов по исследованию энергии и интенсивности характеристического рентгеновского излучения высокозарядных ионов, значение которых трудно переоценить: их результаты могут быть использованы и для проверки фундаментальных выводов теории (например, для измерения лэмбовского сдвига в водородоподобных тяжелых ионах) и для разнообразных прикладных исследований (к примеру, для диагностики плазмы в термоядерных реакторах).

КДС реализован в фокусирующей геометрии Йоганссона с радиусом фокальной окружности Роуланда $R = 324$ мм [11]. Управление спектрометром, контроль установленных параметров, накопление данных и отображение измеренного спектра полностью автоматизированы. В состав КДС входят система установки и измерения угла Брэгга θ , стандартная спектроскопическая электроника с расширенными функциями (снятие временных распределений измеренных событий и разделение их по трем порядкам отражения). Двухступенчатая система стабилизации температуры кристалла поддерживает ее постоянство с погрешностью $\Delta T = \pm 0,05$ К для стабилизации межплоскостного расстояния в кристалле $|\Delta d/d| \leq 10^{-6}$.



КДС через интерфейсы в стандарте КАМАК подключен к линии ЭВМ МЕРА-60/30. Цветной дисплей управляется микроЭВМ и позволяет работать в интерактивном режиме при измерении и предварительной обработке спектров. ЭВМ МЕРА-60/30 подключена к большой ЭВМ ЕС-1055 для передачи измеренных данных и детальной обработки спектров.

Особенностью прибора являются применение специально разработанного лазерного интерферометра, измеряющего изменение угла отражения θ с погрешностью до сотых долей угловой секунды, и наличие оптико-механической системы с наведением по лазерному лучу для автоматической юстировки положения диафрагм.

Рис. 12. Спектр излучения линий $\text{Cu } K_{\alpha 1} K_{\alpha 2}$, измеренный при первом порядке отражения

Исследования свойств спектрометра проводились с кристаллом SiO_2 , вырезанным по плоскости (1340) ($d = 1,178 \cdot 10^{-4}$ мкм) и согнутым по методу Йоганссона. Полуширина линии $\text{Cu } K_{\alpha 1}$ от рентгеновской трубки составляла 4,6 эВ (рис. 12).

Точность определения энергии E зависит от точности фиксации угла θ . Особый интерес представляла поэтому стабильность оптико-механических систем спектрометра при последовательных измерениях. Повторяемость положения пика была исследована по флуоресцентной линии $\text{Zn } K_{\alpha 1}$. Сдвиг пика был меньше 0,2 эВ, т.е. $|\Delta E/E| < 2 \cdot 10^{-5}$.

Максимальная светосила КДС без учета поглощения и эффективности детектора составляет $(4-8) \cdot 10^{-5}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bollini D., Frabetti P.L., Heiman G. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, vol. 204, p. 333–349.
2. Benvenuti A.S., Bollini D., Bruni G. e.a. — Ibid., 1984, vol. 226, p. 330–340.
3. Вишневский А.В., Голутвин И.А., Зарубин А.В. и др. Препринт ОИЯИ Р13-10856. Дубна, 1977. 15 с.
4. Барабаш Л.С., Голутвин И.А., Замятин Н.И. и др. — В кн.: Нейтронный детектор ИФВЭ. Дубна: ОИЯИ, 1983, с. 37–42.
5. Вишневский А.В., Голутвин И.А., Злобин Ю.Л. и др. Препринт ОИЯИ 13-83-15. Дубна, 1983. 4 с.
6. Барабаш Л.С., Баранов А.М., Бондаренко Г.Б. и др. Препринт ОИЯИ Р9-82-724. Дубна, 1982. 6 с.
7. Голутвин И.А., Замятин Н.И., Карпухин А.В. и др. Препринт ОИЯИ 13-83-628. Дубна, 1983. 11 с.
8. Батарин В.А., Буданов И.П., Вишневский А.В. и др. Препринт ОИЯИ 13-84-833. Дубна, 1984. 10 с.
9. Голутвин И.А., Никитин В.А., Свиридов В.А. Препринт ОИЯИ Р1-83-583. Дубна, 1983. 9 с.
10. Вереш И., Голутвин И.А., Горбунов Н.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1984, № 4–84, с. 10–14.
11. Вагнер В., Дунин В.Б., Карраш Г. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, № 6–85, с. 46–51.

УДК 621.039

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВАЖНЫХ НАРОДНОХОЗЯЙСТВЕННЫХ ЗАДАЧ

*Г.Н. Флеров, академик, В.И. Кузнецов, д-р физ.-мат. наук,
В.А. Щеголев, канд. физ.-мат. наук, П.Ю. Апель, руководитель группы*

Прикладные исследования на пучках тяжелых ионов были начаты в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) около 10 лет назад. Сейчас определились два важнейших направления практического применения тяжелых ионов — получение "ядерных фильтров", или "ядерных" мембран, и радиационное материаловедение.

Ядерные мембраны — это высококачественный фильтрующий материал, получаемый облучением полимерной пленки ускоренными тяжелыми ионами и последующей химической обработкой. Метод производства ядерных мембран на ускорителях возник как альтернатива предло-

женному ранее "реакторному" способу [1] и превзошел его по ряду показателей. Суть метода заключается в том, что при прохождении тяжелого иона через диэлектрик, в частности полимерный материал, вдоль траектории иона образуется трек, представляющий собой радиационно поврежденный материал. Трек сохраняется в материале практически неограниченное время. Диаметр трека составляет 10^{-3} – 10^{-2} мкм и зависит от потерь ионом энергии на единицу длины трека dE/dx . Величина dE/dx растет с увеличением атомного номера иона, и соответственно возрастает плотность радиационных дефектов в треке. Если материал, облученный тяжелыми ионами, подвергнуть химическому травлению, то окажется, что скорость травления радиационно поврежденного материала в треке в 100–1000 раз превышает скорость травления материала как целого. Если облучать тяжелыми ионами полимерную пленку, толщина которой несколько меньше длины пробега иона с заданной энергией в выбранном материале, то на месте треков образуются сквозные отверстия, диаметр которых зависит от времени травления. Иными словами, материал в треках вытравливается довольно быстро, а затем идет обычное травление, в результате чего увеличивается диаметр отверстия и соответственно уменьшается толщина пленки.

В качестве бомбардирующих частиц можно использовать осколки деления урана, облучаемого нейтронным потоком в реакторе (реакторный способ), или тяжелые ионы, ускоренные до необходимой энергии на ускорителе. В отличие от реакторного способа облучение пленки на циклотроне дает возможность произвольно изменять энергию и массу бомбардирующих частиц, угол их входа в полимер, что позволяет формировать необходимую микроструктуру мембраны. Благодаря высокой интенсивности пучков на ускорителях многозарядных ионов новый метод оказался на несколько порядков производительнее "реакторного" метода. Например, в течение 1 ч на циклотроне У-300 можно облучить 500–1000 м² полимерного материала при плотности треков 10^9 см⁻². Для задач, где требуется еще более высокая плотность пор, могут быть сделаны мембраны, в которых число отверстий на 1 см² достигает 10^{10} и даже более. Еще одно преимущество ядерных мембран состоит в том, что в отличие от осколков деления ядра ускоряемых ионов стабильны, а их энергия недостаточна для вступления в ядерные реакции с ядрами элементов мишени. Поэтому активация полимерного материала в процессе облучения тяжелыми ионами полностью исключена.

Главная отличительная особенность ядерных мембран – узкое распределение пор по размерам. Точный размер пор дает ядерным мембранам ряд преимуществ по сравнению с другими фильтрующими материалами (рис. 1). Использование их вместо традиционных мембран на основе производных целлюлозы позволяет повысить эффективность многих технологических процессов. Более того, при помощи ядерных мембран был решен ряд принципиально новых задач.

К настоящему времени практически завершена разработка технологии изготовления ядерных мембран на основе полиэтилентерефталатной пленки. Организовано опытное производство, оснащенное на каждой стадии технологического процесса высокопроизводительным оборудованием. Налажен выпуск "ядерного" фильтровального материала с диаметром пор от 0,015 до 10 мкм.

В последние годы основное внимание было уделено поиску новых областей эффективного использования ядерных мембран и разработке новых типов мембран. Так, разработана методика изготовления анизотропных ядерных мембран [2] с повышенной удельной производительностью. Они имеют ячеистую структуру, которая формируется при по-

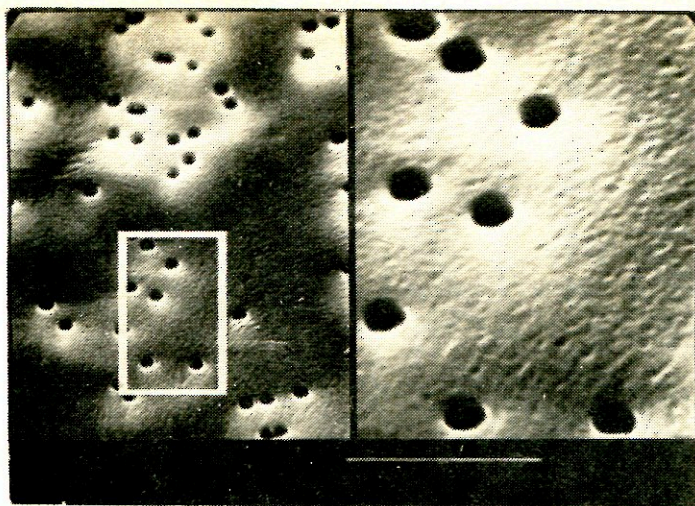


Рис. 1. Электронная микрофотография поверхности ядерной мембраны

мощи определенной комбинации операций облучения—травления (рис. 2). Толщина пористого дна ячеек очень мала, благодаря чему гидродинамическое сопротивление мембраны снижается по сравнению с обычной структурой в несколько раз. Пространственное расположение элементов структуры анизотропной ядерной мембраны упорядочено, в то время как все остальные виды фильтрующих материалов имеют хаотичное строение. Разработка данной методики — первый шаг к широкому использованию методов создания регулярных микроструктур при помощи пучков тяжелых ионов.

Наряду с этим разработана методика изготовления уникального пористого материала толщиной 1–2 мкм. Представляется весьма перспективным применить этот материал для защиты органов дыхания человека от вредных воздействий. Например, респиратор на основе такой ядерной мембраны с площадью фильтрующей поверхности 500 см^2 практически не затрудняет дыхания человека и в то же время полностью обеспечивает очистку воздуха от угольной пыли.

Укажем несколько характерных областей техники и народного хозяйства, в которых эффективность применений ядерных мембран надежно обоснована. В производстве полупроводниковых приборов первостепенное значение имеет чистота технологических сред, в частности воды. Присутствие посторонних веществ и частиц в процессе создания полупроводниковых приборов оказывает существенное влияние на качество и выход продукции. В связи с этим на предприятиях электронной промышленности в качестве промывочной среды используется особо чистая вода с удельным сопротивлением 15–18 МОм·см, содержащая в 1 см^3 не более 50–150 микрочастиц размером менее 0,2 мкм. Быстрый прогресс в области электроники постоянно ужесточает технические требования к этим качественным показателям. Ядерные мембраны оказа-

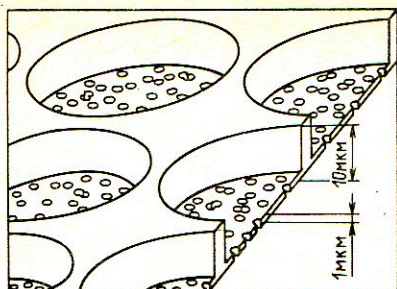


Рис. 2. Структура анизотропной ядерной мембраны с повышенной удельной производительностью

метром пор 0,2 мкм задерживают все микрочастицы большего размера, в том числе бактерии, во-вторых, в отличие от большинства других типов фильтрующих материалов они практически не выделяют в фильтрат каких-либо низкомолекулярных примесей. Свежие патроны на основе ядерных мембран имеют площадь рабочей поверхности около 0,6 м² и производительность более 0,25 м³ чистой воды в час. Они компактны, удобны в работе и могут быть использованы не только в микроэлектронике, но и в других областях народного хозяйства.

Многие области современной техники требуют дальнейшего совершенствования теплозащитных материалов, в частности экранно-вакуумной теплоизоляции. Существенное улучшение ее теплозащитных свойств может быть достигнуто снижением теплопереноса за счет повышения вакуума между экранами. Однако применение для этой цели перфорированных экранов не обеспечивает улучшения тепловых параметров изоляции из-за резкого возрастания радиационного теплопереноса. Оказалось, что наилучшим экраном является металлизированная ядерная мембрана, непроницаемая для теплового излучения, но пропускающая молекулы газа. Согласно теории для практически полного отражения излучения диаметр отверстий должен быть меньше половины длины волны падающего излучения, а толщина экрана должна в 2–4 раза превышать диаметр отверстий. Для изоляции, используемой при температурах ниже 300 К, этим требованиям удовлетворяет мембрана с диаметром пор менее 2 мкм. Установлено, что многослойные пакеты из металлизированных ядерных мембран имеют эффективный коэффициент теплопроводности в 1,5 раза ниже, чем разработанная ранее экранно-вакуумная изоляция из перфорированных металлических пластин [3].

Благодаря очень малому разбросу размеров пор в ядерных мембранах переход от полной задержки частиц определенной величины к полному пропусканию происходит в довольно узком интервале диаметров пор. Это делает их незаменимыми в процессах очистки, концентрирования и стерилизующей фильтрации вирусов и вакцин [4]. Нетрудно подобрать мембрану, с помощью которой наиболее эффективно происходит отделение крупных примесей от суспензии вирусов, и мембрану с порами меньшего диаметра, на которой осуществляют концентрирование вирусов. Одновременно производится их очистка от балластных примесей (диафильтрация), которая достигается чередованием

операций концентрирования и разбавления чистым растворителем. Сейчас отработаны технологические режимы очистки и концентрирования вирусов гриппа, бешенства, клещевого энцефалита. Вакцины, которые получены с помощью технологии, основанной на ядерных мембранах, оказались в 10–20 раз более эффективным, чем очищенные другими методами. Работы в этой области были отмечены премией Совета Министров СССР за 1984 г.

Одно из применений ядерных мембран в производстве медицинских препаратов связано с проблемой контроля стерильности. В настоящее время соответствующие приборы, называемые "стеритест", приобретаются за рубежом, а потребность в них велика. Экспериментальная проверка показала, что подобные устройства можно изготовить на основе ядерных мембран. Использование их в приборах "стеритест" весьма целесообразно благодаря высокой прочности, отсутствию коробления под действием склеивающих агентов и другим положительным качествам. Материал ядерных мембран не обладает ни бактерицидными, ни бактериостатическими свойствами и выдерживает стерилизацию любым из известных способов.

Особый интерес представляет изготовление ядерных мембран из материалов, способных работать в агрессивных химических средах и при высоких температурах. В этом отношении перспективны фторопласты, полипропилен и некоторые новые виды полимеров. Еще более важной задачей представляется разработка металлических ядерных мембран.

Важным прикладным направлением в ЛЯР являются работы по радиационному материаловедению, направленные главным образом на изучение возможностей использования ускорителей тяжелых ионов для моделирования радиационной повреждаемости конструкционных реакторных материалов [5].

Ускорители тяжелых ионов на энергии около 10 МэВ/нуклон занимают в ряду имитационных устройств особое место, так как позволяют исследовать свойства материалов в условиях высоких скоростей образования радиационных дефектов (на порядки больших, чем на ускорителях легких ионов) с соблюдением такого важного требования, предъявляемого к материаловедческим экспериментам, как макроскопичность облучаемого объекта. Это дает возможность применять пучки тяжелых ионов для изучения таких явлений, представляющих прежде всего практический интерес, как радиационные упрочнение и охрупчивание, ползучесть и распухание. Наряду с практическими задачами имитационных исследований, изучение особенностей радиационного дефектообразования в твердых телах под действием тяжелых ионов с энергиями 10 МэВ/нуклон представляет интерес и для дальнейшего развития физики радиационных повреждений, поскольку в этой области систематических исследований не проводилось.

Использование пучков тяжелых ионов, получаемых на циклотронах У-200, У-300, У-400, дает возможность изучать свойства материалов в широком интервале значений скоростей образования радиационных дефектов с применением ионов различной массы и энергии. Это позволяет вводить в круг перспективных задач и такие, которые касаются изучения влияния скорости образования повреждений и жесткости спектров первично выбитых атомов на формирование и изменение дефектной структуры облучаемых материалов. В зависимости от характера задач облучение может проводиться ионами химически активных элементов, инертных газов и металлов.

Первые эксперименты по изучению особенностей радиационного деформирования и разрушения алюминия, облучаемого высокоэнергетическими ионами углерода [6, 7], показали, что при одновременном действии облучения и механических напряжений за сравнительно короткое время (порядка нескольких часов) удается получить достаточно полную информацию об особенностях деформирования и разрушения материалов в этих условиях. Оказалось, что при облучении алюминия тяжелыми ионами существенно увеличивается скорость ползучести и уменьшается долговечность. Получены данные о функциональной зависимости скорости радиационной ползучести алюминия от приложенного механического напряжения. Были обнаружены также интересные эффекты изменения свойств материалов в момент включения и выключения ионного пучка [6].

Результаты [6, 7] вызвали появление ряда вопросов, решение которых потребовало создания экспериментальной методики на основе современного материаловедческого оборудования. В настоящее время испытания материалов как после предварительного облучения, так и непосредственно на пучках тяжелых ионов проводятся на универсальной испытательной машине INSTRON 1121, работающей в режимах деформации с постоянной скоростью ползучести и программного нагружения. Так как изучение механических свойств материалов под облучением требует высокой точности измерений и контроля условий облучения, специально для материаловедческих экспериментов разработана система диагностики пучков ионов на базе секционированных мониторов вторичной электронной эмиссии [8]. Эта система позволяет эффективно контролировать пространственное распределение частиц в пучке, с высокой точностью измерять полный поток частиц, попадающих на испытываемый образец. Эффективность разработанной методики подтверждается результатами первых экспериментов по изучению радиационного упрочнения и охрупчивания материалов [8].

Для определения общих закономерностей радиационно-стимулированного изменения механических свойств материалов большое значение имеют исследования дефектной структуры, образующейся в результате облучения. Поэтому наряду с изучением свойств материалов непосредственно на пучках тяжелых ионов ЛЯР совместно с другими организациями проводит исследования облученных материалов с помощью структурно-чувствительных методик [5].

Рост масштабов и практической значимости прикладных исследований с тяжелыми ионами потребовал создания специализированных ускорителей. Расчеты показывают, что для данной цели может быть разработан весьма компактный и экономичный ускоритель. Сейчас в Лаборатории завершаются работы по созданию нового циклотрона (циклического имплантатора ИЦ-100), предназначенного для решения прикладных задач. Это будет изохронный циклотрон с диаметром полюсов 1 м, массой 50 т и потребляемой мощностью 150 кВт. Интенсивность пучков ионов аргона на нем составит $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Их энергия — 1 МэВ/нуклон — будет оптимальной для массового производства ядерных фильтров из

полимерных пленок. Такая ускорительная установка, удобная в эксплуатации и радиационно безопасная, даст возможность облучать 10^6 м² полимерной пленки в год. Разумеется, возможности нового ускорителя не ограничены производством ядерных мембран и экспериментами по радиационному материаловедению. На ИЦ-100 можно будет проводить широкий круг исследований по ионной обработке материалов. Это такие недавно возникшие направления, как изменение свойств электроизоляционных материалов, улучшение качества элементов оптических систем, создание холодных катодов и источников ионов, специальных мембран для диагностики заболеваний крови и др. Дальнейший технический прогресс немислим без интенсивного развития данных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Флеров Г.Н. – Вестник АН СССР, 1984, № 4, с. 35–48.
2. Флеров Г.Н., Воробьев Е.Д., Кузнецов В.И. и др. – Атомная энергия, 1982, т. 53, с. 181–182.
3. Флеров Г.Н., Кузнецов В.И., Веркин Б.И. и др. – В кн.: 4-е Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Р18-82-117. Дубна: ОИЯИ, 1982, с. 150–153.
4. Мчедlishvili Б.В., Коликов В.М. – Там же, с. 138–144.
5. Флеров Г.Н., Барашенков В.С., Лебедев С.Я. и др. – Атомная энергия, 1976, т. 40, с. 211–215.
6. Воробьев Е.Д., Регель В.Р., Сенеш Д., Скуратов В.А. Препринт ОИЯИ 18-82-558. Дубна, 1982. 7 с.
7. Регель В.Р., Альперт В.А., Сенеш Д., Фадин Ю.А. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1979, вып. 3 (11), с. 57–92.
8. Флеров Г.Н., Воробьев Е.Д., Малиновски В. и др. Препринт ОИЯИ 18-83-537. Дубна, 1983. 6 с.

**ОТКРЫТИЯ СОТРУДНИКОВ ОИЯИ,
ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ ГОСУДАРСТВЕННЫМ КОМИТЕТОМ
СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР ПО ДЕЛАМ ИЗОБРЕТЕНИЙ И ОТКРЫТИЙ***

- 1962 г. — Автофазировка в циклических резонансных ускорителях. В.И. Векслер. Диплом № 10, приоритет от 8.06. 1944 г.
- 1965 г. — Спонтанное деление урана. Г.Н. Флеров (совместно с К.А. Петржаком, Радиевый институт им. В.Г. Хлопина). Диплом № 33, приоритет от 4.09. 1940 г.
- 1966 г. — Явление образования изотопа 102-го элемента. Е.Д. Донец, В.А. Щеголев, В.А. Ермаков. Диплом № 34, приоритет от 9.04. 1963 г.
- 1966 г. — Протонный распад радиоактивных ядер. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян, В.Г. Субботин, Л.А. Петров. Диплом № 35, приоритет от 12.07. 1962 г.
- 1966 г. — 104-й элемент курчатовий. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, В.И. Кузнецов, В.А. Друин, В.П. Перельгин, К.А. Гаврилов, С.П. Третьякова, В.М. Плотко. Диплом № 37, приоритет от 9.07. 1964 г.
- 1967 г. — Спонтанное деление атомных ядер из возбужденного состояния. Авторы-сотрудники ОИЯИ: В.Л. Михеев, В.П. Перельгин, А.А. Плева, Г.Н. Флеров, В.А. Фомичев. Диплом № 52, приоритет от 24.01. 1962 г.
- 1968 г. — Антисигма-минус-гиперон. В.И. Векслер, М.И. Соловьев, Н.М. Вирясов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А.В. Никитин, И. Врана, А.Михул, Ким Хи Ин, Нгусн Дин Ты, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао. Диплом № 59, приоритет от марта 1960 г.
- 1970 г. — Явление двойной перезарядки пи-мезонов. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Диплом № 77, приоритет от ноября 1963 г.
- 1971 г. — Распад фи-ноль-мезона на электрон-позитронную пару (ОИЯИ совместно с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР). Авторы-сотрудники ОИЯИ: А.М. Балдин, И.В. Чувило, М.Н. Хачатурян, Я. Гладки, А.Т. Матюшин, В.С. Пантуев, М.А. Азимов, М.С. Хвастунов, Р.Г. Аствацатуров, Л.И. Журавлева, В.И. Иванов, В.Т. Матюшин. Диплом № 94, приоритет от февраля 1967 г.
- 1971 г. — Безрадиационные переходы в мезоатомах (ОИЯИ совместно с Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова, Институтом теоретической и экспериментальной физики и Институтом физики высоких энергий). Автор — сотрудник ОИЯИ: Б.М. Понтекорво. Диплом № 100, приоритет от 17.06.1959 г.
- 1972 г. — Элемент 105-й Периодической системы Д.И. Менделеева. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, Ю.В. Лобанов, Ю.А. Лазарев, И. Звара, В.З. Белов, В.А. Друин, А.Г. Демин, Ю.П. Харитонов. Диплом № 114, приоритет от 18.02. 1970 г.
- 1972 г. — Явление образования и распада сверхтяжелого гелия — гелия-8 (ОИЯИ совместно с Институтом химической физики АН СССР, Институтом прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР и Радиевым институтом им. В.Г. Хлопина). Авторы — сотрудники ОИЯИ: Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Диплом № 119, приоритет от 22.10. 1959 г.

*Все формулировки и порядок авторов приведены по тексту, опубликованному в Бюллетене изобретений и открытий.

- 1973 г. — Явление образования 103-го элемента Периодической системы Д.И. Менделеева. Авторы — сотрудники ОИЯИ: Г.Н. Флеров, В.Л. Михеев, В.А. Друин, Е.Д. Донец, А.Г. Демин, Ю.С. Короткин, Ю.В. Лобанов, В.А. Щеголев. Диплом № 132, приоритет от 20.04. 1965 г.
- 1973 г. — Закон сохранения векторного тока в слабых взаимодействиях элементарных частиц (ОИЯИ совместно с Институтом прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР). Авторы — сотрудники ОИЯИ: С.С. Герштейн, А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, В.И. Петрухин. Диплом № 135, приоритет от 8.06. 1955 г. — в части теоретического обоснования закона, от 12.04. 1962 г. — в части экспериментального подтверждения закона.
- 1975 г. — Явление запаздывающего деления атомных ядер. Г.Н. Флеров, В.И. Кузнецов, Н.К. Скобелев. Диплом № 160, приоритет от 12.07. 1971 г.
- 1975 г. — Явление существования мюония в конденсированных средах (ОИЯИ совместно с Институтом теоретической и экспериментальной физики). Автор — сотрудник ОИЯИ: В.С. Роганов. Диплом № 161, приоритет от 3.11. 1965 г.
- 1975 г. — Явление двухчастотной прецессии положительного мю-мезона в атоме мюония в магнитном поле (ОИЯИ совместно с Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова). Автор — сотрудник ОИЯИ: В.С. Роганов. Диплом № 162, приоритет от 1.05. 1969 г.
- 1975 г. — Явление захвата отрицательно заряженных пи-мезонов ядрами химически связанного водорода. С.С. Герштейн, А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин, В.И. Петрухин, Л.И. Пономарев. Диплом № 164, приоритет от 4.04. 1962 г.
- 1975 г. — Закономерность стабилизации низших состояний окисления актинидных элементов (ОИЯИ совместно с Институтом физической химии АН СССР). Автор — сотрудник ОИЯИ: Б.А. Гвоздев. Диплом № 169, приоритет от 25.03. 1971 г.
- 1975 г. — Явление удержания медленных нейтронов (ОИЯИ совместно с Институтом прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР). Авторы — сотрудники ОИЯИ: Ф.Л. Шапиро, В.И. Луциков, А.В. Стрелков, Ю.Н. Покоптовский. Диплом № 171, приоритет от 3.04. 1959 г. — теоретическое предсказание, от 29.10. 1968 г. — экспериментальное подтверждение.
- 1976 г. — Явление резонансного поглощения отрицательных мюонов атомными ядрами (ОИЯИ совместно с Научно-исследовательским институтом ядерной физики МГУ). Авторы — сотрудники ОИЯИ: В.Б. Беляев, И. Войтковска, В.С. Евсеев, Т. Козловски, В.С. Роганов, Р.А. Эрамжян. Диплом № 173, приоритет от 22.10. 1963 г. — в части теоретического доказательства, от 8.10. 1968 г. — в части экспериментального подтверждения.
- 1977 г. — Явление образования радиоактивного изотопа элемента с атомным номером 106. Г.Н. Флеров, Ю.Ц. Оганесян, С.П. Третьякова, А.С. Ильинов, А.А. Плевс, Э.Ю. Пеннонжкевич, Ю.П. Третьяков, А.Г. Демин, В.М. Плотноко, М.П. Иванов, Н.А. Данилов, Ю.С. Короткин. Диплом № 194, приоритет от 11.07. 1974 г.
- 1978 г. — Явление изменения относительной интенсивности рентгеновских линий K-серии мю-мезоатома. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, А.И. Мухин. Диплом № 201, приоритет от 1.03. 1965 г.
- 1979 г. — Свойство электромагнитной поляризуемости сильновзаимодействующих элементарных частиц (ОИЯИ совместно с Институтом химической физики АН СССР и Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР). Авторы — сотрудники ОИЯИ: А.М. Балдин, В.С. Барашенков. Диплом № 217, приоритет от сентября 1957 г. — в части теоретического обоснования, от 12.01. 1960 г. — в части экспериментального подтверждения.

- 1979 г. — Явление прямого выбивания дейтронов из атомных ядер нуклонами высоких энергий. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, З.С. Неганов, А.Ф. Шабудин. Диплом № 221, приоритет от 1.07. 1957 г.
- 1979 г. — Явление ядерной прецессии нейтронов (ОИЯИ совместно с Белорусским государственным университетом). Автор — сотрудник ОИЯИ: М.И. Подгорский. Диплом № 224, приоритет от 3.04. 1964 г.
- 1980 г. — Явление глубоконеупругой передачи нуклонов в ядерных реакциях. А.Г. Артюх, Я. Вильчински, В.В. Волков, Г.Ф. Гриднев, П. Децовски, В.Л. Михеев. Диплом № 229, приоритет от 11.07. 1966 г.
- 1981 г. — Закономерность изменения радиуса сильного взаимодействия протонов при высоких энергиях (ОИЯИ совместно с Ленинградским институтом ядерной физики и Институтом физики высоких энергий). Авторы — сотрудники ОИЯИ: Г.Г. Безногих, Н.К. Жидков, В.И. Заячки, Л.С. Золин, Л.Ф. Кириллова, П.К. Марков, Б.А. Морозов, В.А. Никитин, П.В. Номоконов, В.А. Свиридов, М.Г. Шафранова. Диплом № 244, приоритет от 6.07. 1961 г. — в части теоретического обоснования, от 22.07. 1969 г. — в части экспериментального подтверждения.
- 1981 г. — Явление потенциального рассеяния протонов высоких энергий. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. Диплом № 246, приоритет от 10.07. 1963 г.
- 1982 г. — Свойство одноэлектронных атомов в кристаллических полупроводниках быть глубокими донорами (ОИЯИ совместно с Институтом теоретической и экспериментальной физики и Государственным институтом редких металлов). Автор — сотрудник ОИЯИ: В.С. Роганов. Диплом № 259, приоритет от 12.12. 1969 г.
- 1982 г. — Явление квантовой некогерентной диффузии положительных мю-мезонов в твердом веществе (ОИЯИ совместно с Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова). Авторы — сотрудники ОИЯИ: В.Г. Гребинник, В.А. Жуков. Диплом № 268, приоритет от 18.04. 1972 г.

ПРЕМИИ, ПРИСУЖДЕННЫЕ СОТРУДНИКАМ ОИЯИ*

Ленинские премии

- 1958 г. — Н.Н. Боголюбов.
За разработку нового метода в квантовой теории поля и статистической физике, приведшего, в частности, к обоснованию теории сверхтекучести и теории сверхпроводимости.
- 1959 г. — В.И. Векслер, Л.П. Зиновьев, В.А. Петухов (совместно с Научно-исследовательским институтом электрофизической аппаратуры, Радиотехническим институтом АН СССР и Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР).
За создание синхрофазотрона на 10 млрд. электрон-вольт.
- 1963 г. — Б.М. Понтекорво.
За экспериментальные и теоретические исследования физики нейтрино и слабых взаимодействий.
- 1967 г. — Г.Н. Флеров, В.А. Дурин, И. Звара.
За синтез и исследование трансураниевых элементов.

*Здесь также сохранены официальные формулировки.

Государственные премии СССР

- 1971 г. — Д.И. Блохинцев, И.М. Франк, Ф.Л. Шапиро, И.М. Матора, Е.П. Шабалин, С.К. Николаев, В.Т. Руденко (совместно с Физико-энергетическим институтом, Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова и Центральным институтом авиационного моторостроения им. П.И. Баранова). За цикл работ "Исследовательский реактор ИБР и реактор ИБР с инжектором".
- 1972 г. — С.А. Карамян (совместно с Московским государственным университетом им. М.В. Ломоносова, Уральским политехническим институтом, Казахским государственным университетом). За открытие и исследование эффекта теней в ядерных реакциях на монокристаллах.
- 1973 г. — А.А. Логунов, Л.Д. Соловьев, А.М. Балдин, А.Н. Тавхелидзе (совместно с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР). За цикл работ "Фоторождение π -мезонов на нуклонах".
- 1975 г. — Г.Н. Флеров, В.В. Волков, Г.М. Тер-Акопьян, Ю.Ц. Оганесян, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.С. Пасюк, Ю.В. Лобанов, Л.А. Петров, В.З. Белов, В.М. Плотко (совместно с Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова). За цикл работ по синтезу и изучению свойств атомных ядер вблизи границы ядерной устойчивости.
- 1977 г. — С.Б. Герасимов (совместно с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР, Физико-техническим институтом АН УССР, Институтом ядерных исследований АН СССР, Институтом физики АН ГССР, Тбилиским государственным университетом). За цикл работ по исследованию расщепления легких ядер γ -излучением высокой энергии методом камер Вильсона, действующих в мощных пучках электронных ускорителей.
- 1983 г. — Ю.К. Акимов, В.А. Никитин, Б.А. Морозов, Ю.К. Пилипенко, Л.С. Золин, С.В. Мухин, М.Г. Шафранова, В.А. Копылов-Свиридов, А.А. Кузнецов (совместно с Ленинградским институтом ядерной физики и Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР). За цикл работ "Дифракционное рассеяние протонов при высоких энергиях".
- 1984 г. — Н.Н. Боголюбов, А.А. Логунов, Д.В. Ширков. За цикл работ "Метод ренормализационной группы в теории полей".

Димитровские премии НРБ

- 1971 г. — И. Тодоров. За достижения в теоретико-групповом и аксиматическом подходе в теории элементарных частиц. [Работы выполнены в ОИЯИ и Институте ядерных исследований и ядерной энергетики (ИЯИЯЭ) АН НРБ.]
- 1984 г. — П.Марков, Ж.Желев, В. Христов. За научные достижения в области ядерной физики. (Работы выполнены в ОИЯИ и ИЯИЯЭ АН НРБ.)

Государственные премии ЧССР им. Клемента Готвальда

- 1984 г. — М.Фингер (совместно с Политехническим институтом, Прага, и Физическим институтом АН ЧССР). За цикл работ по исследованию свойств атомных ядер методом ядерной ориентации при сверхнизких температурах.

Нобелевская премия

- 1958 г. — И.М. Франк (совместно с А.П. Черенковым и И.Е. Таммом). За открытие и объяснение эффекта Вавилова-Черенкова.

К 30-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

26 марта 1986 года в Дубне состоялось торжественное заседание Комитета Полномочных Представителей правительств стран-участниц Института и Ученого совета Объединенного института ядерных исследований, посвященное 30-летию со дня его образования. В качестве гостей на нем присутствовали послы социалистических государств в СССР, руководители академий наук и ведомств по мирному использованию атомной энергии, видные ученые стран-участниц Института, руководители сотрудничающих с ОИЯИ научных центров, представители лабораторий и подразделений Института.

Вступительный доклад сделал директор ОИЯИ академик Н.Н. Боголюбов. В докладе были кратко даны итоги деятельности международного коллектива ОИЯИ за 30 лет, отражены успехи Института в области фундаментальных и прикладных исследований, в развитии международного научно-технического сотрудничества.

Коллектив ученых, инженеров, рабочих Объединенного института активно включился в осуществление Комплексной программы научно-технического прогресса стран-членов СЭВ до 2000 года. Ядерная энергетика и материаловедение, автоматизация научных исследований, биотехнология и медицина — эти и другие важные направления Комплексной программы стали неотъемлемой частью планов лабораторий Института.

Руководители делегаций стран-участниц ОИЯИ обратились с приветствиями к участникам заседания. Были зачитаны приветствия и поздравления, направленные Институту Комитетом по мирному использованию атомной энергии при Совете Министров НРБ, Советом Министров ВНР, Генеральным секретарем ЦК Коммунистической партии Вьетнама т. Ле Зуаном, Советом Министров ГДР, Премьером Административного совета КНДР т. Кан Сен Саном, Советом Министров Республики Куба, Генеральным секретарем ЦК МНРП, Председателем Президиума Великого Народного Хурала МНР т. Жамбын Батмунхом, Советом Министров ПНР, Государственным комитетом по атомной энергии СРР, Советом Министров СССР, Советом Министров ЧССР, Секретариатом Совета Экономической Взаимопомощи.

Коллективу Объединенного института ядерных исследований были вручены государственные награды Венгрии и Чехословакии — орден Тру-

дового Красного Знамени ВНР и орден Труда ЧССР. Высокая оценка деятельности Института, прозвучавшая в приветствиях делегаций, стала еще одним подтверждением успешного опыта социалистической интеграции в науку, направленной на использование ядерной энергии в мирных целях на благо всего человечества.

Участники торжественного заседания единодушно приняли Обращение ученых-физиков социалистических стран-участниц ОИЯИ к научной общественности мира за полную и повсеместную ликвидацию ядерного оружия до конца XX столетия.

27 марта состоялась научная часть заседания Комитета Полномочных Представителей и Ученого совета ОИЯИ, посвященная 30-летию ОИЯИ. С докладами о развитии наиболее актуальных научных направлений в области физики элементарных частиц, атомного ядра и конденсированных сред выступили академики А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу (СРВ), А.М. Балдин, К. Ланиус (ГДР), И.М. Франк, Г.Н. Флеров, члены-корреспонденты академий наук А.Н. Тавхелидзе, В.П. Джелепов, М.Г. Мещеряков, Р. Сосновски (ПНР), профессор А.Сэндулеску (СРР). Выступившие еще раз подчеркнули ведущую роль, которая принадлежит ОИЯИ в становлении и развитии ряда важных научных направлений, отметили вклад ученых института в мировую науку, в укрепление плодотворного сотрудничества ученых разных стран.

О Б Р А Щ Е Н И Е

**ученых-физиков социалистических стран-участниц
Объединенного института ядерных исследований
к научной общественности мира за полную и повсеместную
ликвидацию ядерного оружия до конца XX столетия**

Мы, сотрудники Объединенного института ядерных исследований и научных организаций одиннадцати государств-членов Института, собравшиеся на торжественное заседание, посвященное его 30-летию, обращаемся ко всей научной общественности мира с призывом поднять голос за полную и всеобщую ликвидацию ядерного оружия, за установление моратория на любые ядерные взрывы как первого шага, ведущего к этой цели.

Объединенный институт ядерных исследований внес большой вклад в развитие современной ядерной физики, он является инициатором целого ряда научных направлений, здесь открыты новые физические явления. Деятельность Объединенного института, которая в соответствии с его Уставом должна "... содействовать использованию ядерной энергии только для мирных целей на благо всего человечества", способствовала обогащению ядерной науки многими крупными достижениями, подняла ее на новый качественный уровень.

Ученые-физики лучше других знают о гигантских возможностях ядерной энергии, которая, открывая невиданные горизонты в решении проб-

лем энергетики, медицины, техники, в то же время является основой чудовищного оружия массового уничтожения.

Два события века — уничтожение американскими атомными бомбами сотен тысяч людей в Хиросиме и Нагасаки в 1945 году и пуск первой в мире атомной электростанции в Советском Союзе в 1954 году — отразили две принципиально различные линии использования атомной энергии: одну — античеловеческую, вторую — гуманную. Какую линию изберет человечество?

Сегодня, когда в мире накоплены мегатонны ядерной взрывчатки, этот вопрос приобретает особую остроту. Мы считаем: можно и необходимо добиться того, чтобы еще в XX веке человечество стало использовать ядерную энергию исключительно в мирных целях.

Мы полностью разделяем позицию СССР, отраженную в Заявлении Генерального секретаря ЦК КПСС М.С. Горбачева от 15 января 1986 года: осуществление полного и повсеместного ядерного разоружения станет возможным только при условии запрещения создания, испытаний и развертывания ударных космических вооружений. Космос — не арена для "звездных войн", а достояние всего человечества. Его мирное назначение подтвердили все государства—члены ООН в принятой ими резолюции Генеральной Ассамблеи.

Мы поддерживаем решения XXVII съезда КПСС и съездов коммунистических и рабочих партий других социалистических стран, призывающих правительства и народы мира объявить атомное оружие вне закона, запретить его навсегда.

Мы протестуем против проведенного США 22 марта ядерного взрыва в Неваде, являющегося прямым вызовом миролюбивым чаяниям всех народов.

Мы призываем всех ученых, всю научную общественность мира активно включиться в борьбу за присоединение США, а затем и других ядерных держав, к советскому мораторию. Испытания ядерного оружия должны быть прекращены и запрещены полностью и повсюду — таково веление времени, требование народов мира.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
I. Первый научный центр стран социализма	5
<i>Н.Н. Боголюбов, А. Сэндулеску, Э. Энтральго.</i> 30 лет Объединенному институту ядерных исследований	5
<i>А.И. Романов, В.С. Шванев.</i> Международные научные связи ОИЯИ	16
<i>Ю.Н. Денисов.</i> Экспериментальная база ОИЯИ и перспективы ее развития в 1986–1990 гг.	23
<i>А.С. Гиршева.</i> Дубна. Штрихи к портрету	29
II. ОИЯИ – ведущий исследовательский центр в области теоретической физики	33
<i>Н.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, А.Н. Тавхелидзе.</i> Цветные кварки	33
<i>С.М. Биленький, Б.М. Понтекорво.</i> Осцилляции нейтрино	37
<i>Д.В. Ширков.</i> Квантовая теория поля	40
<i>В.А. Мещеряков, Нгуен Ван Хьеу, Л.Д. Соловьев.</i> Дисперсионные соотношения	45
<i>П.Н. Боголюбов.</i> Кварковые мешки	51
<i>А.Н. Сисакян, Н.Б. Скачков.</i> Множественные процессы и описание составной структуры адронов в трехмерной формулировке квантовой теории поля	56
<i>А.В. Ефремов, И. Златев, П.С. Исасев.</i> Квантовая хромодинамика и структура элементарных частиц	67
<i>С.В. Голоскоков, С.П. Кулешов.</i> Динамический подход в квазипотенциальной теории сильных взаимодействий при высоких энергиях	75
<i>А.С. Гальперин, Е.А. Иванов, В.И. Огиевецкий, Е. Сокачев.</i> На пути к суперсимметричной теории	83
<i>В.Г. Соловьев.</i> От парных корреляций к квазичастично-фононной модели ядра	92
<i>Н. Тончев, А.С. Шумовский.</i> Статистическая механика в ОИЯИ	101
<i>Е.П. Жидков, В.Г. Маханьков, Е. Христов.</i> Нелинейные задачи математической физики	108
<i>Н.Н. Говорун, В.Г. Иванов, Р. Поэ.</i> Системы математической обработки фильмовой информации в физике высоких энергий	112
III. Ученые Дубны ведут исследования на крупнейших ускорителях мира	120
<i>А.А. Кузнецов, В.А. Никитин, И.А. Савин, Э.Н. Цыганов.</i> Исследования фундаментальных свойств элементарных частиц и их структуры	120
<i>И.М. Граменицкий, В.Г. Гришин, М.Ф. Лихачев.</i> Изучение механизмов рождения частиц и резонансов	127
<i>А.А. Тяпкин.</i> Обнаружение радиально возбужденных состояний пиона	131
<i>А.М. Балдин, В.С. Ставинский.</i> Релятивистская ядерная физика	138
<i>Л.С. Ажгирей, Б. Словински.</i> Кластерные эффекты в рассеянии релятивистских протонов и дейтронов атомными ядрами	157
IV. Международное сотрудничество ученых в исследованиях свойств атомных ядер	167
<i>Г.Н. Флеров, Г.М. Тер-Акопьян, С.Н. Дмитриев.</i> Сверхтяжелые элементы	167
<i>В.П. Желепов, В.Г. Зинов, В.В. Фильченков.</i> Экспериментальное исследова-	

ние явления резонансного образования мюонных молекул $dd\mu$ и $dt\mu$ и μ -катализа на синхроциклотроне ОИЯИ	175
<i>К.Я. Громов, Г. Музиоль, В.А. Халкин.</i> Международное сотрудничество по программе ЯСНАПП	185
<i>В.П. Алфименков, Н. Балабанов, К. Зайдель, Л.Б. Пикельнер, Ю.П. Попов.</i> Ядерно-физические исследования на импульсных источниках нейтронов ОИЯИ	192
<i>А.М. Балагуров, И. Натканец, Ю.М. Останевич.</i> Нейтронография конденсированных сред в ОИЯИ	201
<i>В.И. Луциков.</i> Ультрахолодные нейтроны	210
V. Экспериментальные методы ядерной физики и их использование для решения народнохозяйственных задач социалистических стран—участниц ОИЯИ	217
<i>В.Д. Ананьев, В.Т. Руденко, И.М. Франк, Е.П. Шабалин, Ю.С. Язвицкий.</i> Создание и развитие импульсных реакторов периодического действия в ОИЯИ	217
<i>Э.А. Перельштейн, В.П. Саранцев.</i> Развитие коллективных методов ускорения ионов в ОИЯИ	225
<i>Ю.В. Заневский, А.Г. Зельдович, И.Ф. Колпаков, Ю.К. Пилипенко.</i> Детекторы частиц, электронная и криогенная аппаратура для фундаментальных и прикладных исследований	232
<i>И.А. Голутвин, Г.Карраш, В.А. Свиридов.</i> Развитие экспериментальных методов исследования элементарных частиц и релятивистских ядер	238
<i>Г.Н. Флеров, В.И. Кузнецов, В.А. Щеголев, П.Ю. Апель.</i> Использование методов ядерной физики для решения важных народнохозяйственных задач	249
Приложение	255
К 30-летию Объединенного института ядерных исследований	260