ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Существенным достижением, завершавшим великое трехлетие, явилось открытие искусственной радиоактивности: позитронной (супруги Жолио-Кюри) и электронной (группа Ферми), при этом возникла проблема выяснения природы продуктов, образующихся при бомбардировке урана нейтронами, которые, как предполагалось, приводили к появлению изотопов трансурановых элементов. Эта довольно частная проблема, не вызвавшая общего пристального внимания и исследовавшаяся, в сущности, только в двух лабораториях (Ирен Жолио-Кюри в Париже и Ган–Мейтнер–Штрасман в Берлине), привела, однако, как известно, в конце 1938 г. к одному из самых грандиозных по своим научным, техническим и, наконец, социальным последствиям результатов – открытию деления урана. Анализ этого открытия представляет первостепенный историко-научный интерес, и за прошедшие 40 с лишним лет ему было посвящено множество научных, технических, популярных, мемуарных, социологических и других работ. Целесообразно и в настоящем сборнике уделить специальное внимание истории открытия деления и опубликовать статью известного немецкого физика В. Герлаха, дополнив ее рядом комментариев, главным образом на основе впервые публикуемых в Советском Союзе воспоминаний непосредственных участников событий 1938–1939 гг. – Штрасмана, Фриша, Уилера, Нира. Эти воспоминания будут вместе с тем представлять собой и некоторое введение к статье К.А. Петржака и Г.Н. Флерова, посвященной открытию ими спонтанного деления ядер и обсуждению границы периодической системы. Содержание второй части сборника также поможет понять некоторые детали статьи Б.М. Кедрова, заключающей сборник.

КАК БЫЛО ОТКРЫТО ДЕЛЕНИЕ УРАНА

*В. Герлах**

В 1934 г. Ферми, воздействуя нейтронами на торий и уран, заметил появление β-излучателей с различными периодами полураспада. Он предположил, что ядро урана, захватив нейтрон, становится β-радиоактивным и,

---

*©Перевод на русский язык, "Наука", 1975. Gerlach W. Otto Hahn. Ein Forscherleben unserer Zeit. – Deutsches Museum. Abhandlungen und Berichte, 1969, Bd 37, Heft 3. Переведены с. 45–63 статьи. Пер. с нем. А.Н. Вяльцева.

значит, после испускания β-частицы превращается в ядро нового, трансуранового элемента, которое тем же способом превращается в следующий трансурановый элемент. В противоположность этому мнению А. фон Гроссе попытался доказать, что в опыте Ферми из урана образуется изотоп предшествующего атома — протактиния, причем или непосредственно, или через изотоп тория; Ферми, однако, образование протактиния, тория и радия решительно исключил.

На данной стадии развития проблемы в дискуссию включились Отто Ган и Лизе Мейтнер; вскоре к ним присоединился молодой химик-неорганик Фриц Штрасман, зарекомендовавший себя многолетней работой в Далемском институте. Ни у кого не было такого большого опыта в области радиохимии, как у них: поэтому они считали своим научным долгом разобраться в таком важном и сложном вопросе, как создание новых химических элементов. Новые элементы Ферми напомнили им об уране Z, открытом Ганом в 1923 г. и оказавшемся изотопом протактиния; это сравнение исключало протактиниевую гипотезу Гроссе. Кроме того, было доказано, что новые элементы Ферми не являются изотопами или изомерами какого-то одного нового элемента, что это разные элементы; хотя их отождествление с высшими гомологами рения и осмия было еще неопределенным, сам факт существования трансурановых элементов не вызывал сомнений.

Началась упорная четырехлетняя погоня за трансурановыми элементами (следовало бы добавить "кажущимися", так как большинство из них впоследствии ими не оказалось). Кроме далемской группы над той же проблемой работали в Париже Ирен Кюри и Ф. Жолио, открывшие образование искусственных радиоактивных изотопов алюминия и поэтому проявившие особенный интерес к радиоактивным искусственным трансурановым элементам. В обе группы входили ведущие радиохимики и физики; они были лично связаны между собой и в той же мере чувствовали себя конкурентами в соревновании, в какой были чужды зависти и тщеславию. К сожалению, впоследствии, уже после того как Ган и Штрасман выиграли состязание, было сказано и напечатано немало нехорошего, в том числе такого, что бросает тень на идеальное сотрудничество, существовавшее тогда в Далемском институте. Скандальному всегда охотно верят, а при такой возбуждающей и напряженной работе, которая шла тогда, само собой разумеется, высказывались и противоречивые мнения. Было бы очень жаль, если бы о предыстории одного из величайших открытий естествознания сохранилось искаженное представление, как это уже случилось однажды с предысторией открытия Рентгена.

К сказанному следует добавить в той же мере историческое, как и, если можно так выразиться, исследовательско-психологическое замечание. В конце 1934 г. известный физикохимик Ида Ноддак выступила в журнале "Angewandte Chemie" с общим тезисом о том, что с научной точки зрения недопустимо говорить о новых элементах, не установив со всей строгостью, что при облучении урана нейтронами не возникают какие-либо известные химические элементы. "Допустимо, что при бомбардировке тяжелых ядер нейтронами эти ядра распадаются на несколько больших осколков, которые являются изотопами известных элемен-

тов, хотя и не соседних с облученными". Читая сегодня эту фразу, мы видим в ней ясное предсказание возможности деления ядер. Но в свое время это пророчество Ноддак казалось не заслуживающим внимания и уводящим в сторону. Оно действительно не имело под собой экспериментальной базы; хотя и связанное с фактом образование искусственных радиоактивных нуклидов почти для всех химических элементов, оно совершенно игнорировало тот факт, что все без исключения известные случаи превращения ядер приводили к образованию соседних ядер. Лизе Мейтнер, чуждая по своей природе всякой вольной фантазии, отказалась обсуждать гипотезу Иды Ноддак.

У этой гипотезы не было физической основы, тогда как против образования трансурановых элементов в тот период не говорил ни один факт, ни одно теоретическое соображение. Да и сама Ида Ноддак – это кажется знаменательным – не настаивала на своей гипотезе (не говоря уже о подкреплении ее собственными опытами), хотя в последующие годы много раз не удавалось достигнуть полной ясности при радиохимическом определении трансурановых элементов. О своем "приоритете" она заявила лишь после того, как Ган и Штрасман произвели расщепление урана. Теперь мы знаем, что в уран-нейтронных реакциях рождаются и трансурановые элементы и с помощью традиционных представлений было сделано немало "недопустимых" открытий, вплоть до открытия способов образования не встречающихся в природе химических элементов. Кроме того, Ида Ноддак предполагала, что тяжелые ядра распадаются при "их обстреле быстрыми нейтронами", тогда как существенным элементом открытия Гана и Штрасмана было расщепление урана медленными нейтронами.

С большим трудом и постепенно Ган, Мейтнер и Штрасман уточняли и расширяли наши представления о последствиях облучения урана и тория нейтронами, выявляя радиохимическими и физическими методами возникновение одного β-излучателя за другим. Задача осложнялась тремя обстоятельствами: 1) невозможностью знать вид первичной реакции, происходящей при встрече нейтрона с ураном, который всегда предполагался изотопом ^{238}U; 2) многочисленностью различных β-излучателей с периодами полураспада от нескольких секунд до многих часов, возникающих и в первичных, и в последующих реакциях; 3) неопределенностью суждений о химических свойствах трансурановых элементов. Открытым оставался даже принципиальный вопрос, продолжают ли трансурановые элементы последний ряд периодической системы – радий (88), актиний (89), торий (90), протактиний (91) и уран (92) – так, что трансурановый элемент 93 встает под рением, а трансурановые элементы 94, 95 и 96 – соответственно под осмием, иридием и платиной, с элемента же 97 начинается новый ряд периодической системы, как с золота, серебра и др., или в согласии со старой гипотезой Бора уже с актиния начинается второе семейство редкоземельных элементов, актиноидов, по типу лантаноидов, так трудно химически разделимых.

К этому добавились громадные экспериментальные трудности. Имевшиеся в Далеме источники нейтронов обладали слабой интенсивностью; при измерении слабых β-активностей приходилось снимать показания счетчиков в течение целых суток, и, так как никаких автоматических устройств еще не было, Ган, Мейтнер и Штрасман должны были сменять друг друга каждые восемь часов. Сложный характер полученных кривых,

отражавших спад активности первичных тел и нарастание активности вторичных, делал их анализ трудным и ненадежным.

Понятно поэтому, почему первоначальные результаты нередко приходилось исправлять в течение последующей работы, а некоторые сообщенные результаты вообще были лишь правдоподобными – и это у таких щепетильных и придирчивых исследователей! Таким путем и в предположении, что образуются трансурановые и соседние с ураном элементы, удалось к 1937 г. выявить три ряда из девяти трансурановых элементов, указав для каждого химические свойства и период полураспада:

1. $U + n \longrightarrow {}_{92}U \xrightarrow[10с]{\beta} {}_{93}$ эка Re $\xrightarrow[2{,}2\text{ мин}]{\beta} {}_{94}$ эка Os $\xrightarrow[59\text{ мин}]{\beta}$

$\xrightarrow[59\text{ мин}]{\beta} {}_{95}$ эка Ir $\xrightarrow[66\text{ ч}]{\beta} {}_{96}$ эка Pt $\xrightarrow[2{,}5\text{ ч}]{\beta}$ эка Au?

2. $U + n \longrightarrow {}_{92}U \xrightarrow[40\text{ с}]{\beta} {}_{93}$ эка Re $\xrightarrow[16\text{ мин}]{\beta} {}_{94}$эка Os $\xrightarrow[5{,}7\text{ ч}]{\beta} {}_{95}$эка Ir?

3. $U + n \longrightarrow {}_{92}U \xrightarrow[23\text{ мин}]{\beta} {}_{93}$ эка Re?

Первый и второй ряды реакций возникали преимущественно под влиянием медленных нейтронов; их называли тогда "усиленными". Указанный в третьем ряду изотоп урана с периодом полураспада 23 мин образовывался, согласно уточненным данным, преимущественно под влиянием быстрых нейтронов вполне определенной энергии; такие процессы называют резонансными. О них подробнее будет сказано ниже.

Приведенные результаты были свободны от внутренних противоречий и нашли всеобщее признание; не последнюю роль в этом играл большой авторитет авторов. Однако вскоре доверие к ним было поколеблено сообщением Ирен Кюри и Павле Савича о том, что при облучении урана нейтронами образуется элемент с меньшим номером – торий, не замеченный далемской группой. Этим открытием все было поставлено под сомнение; в Далемском институте заговорили об открытии "разрушения урана нейтронами". Но Лизе Мейтнер, повторив опыты, не нашла торий, и открытие его действительно оказалось ошибочным.

Впоследствии этот эпизод дал повод для компрометирующей ее легенды. В январе 1957 г. она написала Отто Гану из Стокгольма: "Я очень отчетливо помню, как обеспокоила меня первая работа Кюри и Савича, в которой они, якобы, нашли новый изотоп тория (продукт с периодом полураспада 3,5 ч) в фильтре наших осадков, и как мы поэтому повторили их работу и затем в письме сообщили, что не смогли найти торий. Это письмо Кюри и Савич упоминают в своей следующей работе и соглашаются с нами. Все это зарегистрировано в наших лабораторных дневниках ... Впоследствии я много раз думала, что для меня было бы лучше, если бы мы опубликовали тогда свое возражение против тория, хотя я считаю, что письменное сообщение было коллегиальнее".

Следующая работа Кюри и Савича вызвала еще большее возбуждение: они показали, что согласно новому радиохимическому анализу продукт

с периодом полураспада 3,5 ч, возникающий из урана под действием *медленных* нейтронов, отличается от тория, протактиния и актиния и напоминает лантан, т.е. элемент с гораздо меньшим порядковым номером. Это утверждение, однако, не было ими развито; новый элемент рассматривался как трансурановый, отличный по своим свойствам от прежних трансурановых элементов и не укладывающийся в ряды Гана – Мейтнер – Штрасмана. О каком-либо фундаментальном пересмотре всех прежних данных не было и речи; по-прежнему господствовало убеждение, что ядерные реакции всегда приводят к образованию изотопов только исходного элемента или соседних с ним элементов.

Открытие Кюри и Савича послужило поводом для Гана и Штрасмана (Лизе Мейтнер должна была в июле 1938 г. покинуть Берлин) еще раз исследовать химическую природу β-излучателей, возникающих в уран-нейтронных реакциях, в зависимости от скорости нейтронов и продолжительности облучения. Сразу же выяснилось, что похожий на лантан трансурановый элемент Кюри и Савича (в институте его называли "кюрьозий") не является простым и в уран-нейтронной реакции образуется еще ряд ранее не известных β-излучателей, главным образом "усиленных". После осаждения "известных" трансурановых элементов новые β-излучатели выпали в осадок вместе с барием; ни они, ни их продукты не были трансурановыми элементами. Объяснение казалось вполне определенным: из облученного урана образуются кроме трансурановых элементов три рода веществ с меньшими атомными номерами, по своим свойствам это изомеры радия, которые путем β-распада превращаются в актиний и торий. Условием образования радия приходилось считать испускание ядром урана двух α-частиц под действием медленного нейтрона.

Предварительная схема новых уран-нейтронных реакций имела вид:

$$_{92}U + n \xrightarrow{2\alpha} {}_{88}Ra \xrightarrow[15\text{ мин}]{\beta} {}_{89}Ac \xrightarrow[<30\text{ мин}]{\beta} {}_{90}Th \xrightarrow[?]{\beta} ?$$

$$_{92}U + n \xrightarrow{2\alpha} {}_{88}Ra \xrightarrow[86\text{ мин}]{\beta} {}_{89}Ac \xrightarrow[2,5\text{ ч}]{\beta} {}_{90}Th \xrightarrow[?]{\beta} ?$$

$$_{92}U + n \xrightarrow{2\alpha} {}_{88}Ra \xrightarrow[275\text{ ч}]{\beta} {}_{89}Ac \xrightarrow[< 40\text{ ч}]{\beta} {}_{90}Th \xrightarrow[?]{\beta} ?$$

Излучение α-частиц ураном под действием нейтронов было подтверждено некоторыми исследователями (Прайсверком и Шеррером), но сотрудник Гана фон Дросте не нашел его. Еще большее сомнение вызывала способность медленных нейтронов отщеплять от ядра две α-частицы.

Лизе Мейтнер, письменно информированная Ганом о ходе работы, писала 4 октября 1938 г., что ей "жгуче хотелось бы понять, как могут возникнуть изотопы радия или актиния", и выдвинула ряд критических замечаний в связи с образованием радия. В ответ на последующие сообщения Гана о его новых сомнениях в методах отделения пришли тревожные встречные вопросы ("Так что же, все сомнительно?") и вновь вопрос о том, найдены ли α-частицы. Нильс Бор, также поставленный Ганом в

известность, сомневался в возможности двойного α-превращения урана под действием медленного нейтрона: он, по его словам, скорее бы, признал существование новых трансурановых элементов, в том числе парижского лантана, не укладывающегося в прежнюю схему.

Вопреки всем сомнениям Ган и Штрасман в печатном сообщении от 8 ноября 1938 г. остались верными своему представлению о возникновении из урана трех изотопов радия с их дочерними элементами; они основывались при этом на согласии временной картины β-активности с данными радиохимических измерений. Кроме того, был найден второй такой же ряд превращений изотопов радия при бомбардировке тория быстрыми нейтронами: о нем, по существу, уже сообщали Мейтнер, Штрасман и Ган, после того как еще в 1935 г. в Далеме и Париже были получены данные об образовании радия, актиния и протактиния при бомбардировке тория нейтронами.

Предварительная схема торий-нейтронных реакций имела вид:

$$_{90}\mathrm{Th} + n \xrightarrow{\alpha} {}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow[1\text{ мин}]{\beta} {}_{89}\mathrm{Ac} \xrightarrow[18\text{ мин}]{\beta} {}_{90}\mathrm{Th}?$$

$$_{90}\mathrm{Th} + n \xrightarrow{\alpha} {}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow[15\text{ мин}]{\beta} {}_{89}\mathrm{Ac} \xrightarrow[3{,}5\text{ ч}]{\beta} {}_{90}\mathrm{Th}?$$

$$_{90}\mathrm{Th} + n \xrightarrow{\alpha} {}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow[4\text{ ч}]{\beta} {}_{89}\mathrm{Ac} \xrightarrow[25\text{ ч}]{\beta} {}_{90}\mathrm{Th}?$$

Атомы радия (а также актиния и тория) в разных реакциях данной и предыдущей схем предполагались имеющими одинаковую массу, так как они возникали из одинаковых атомов урана и тория, т.е. это были не изотопы радия (актиния, тория), но изомеры радия (актиния, тория).

Выяснение факта существования столь многочисленных изомеров радия было бы значительным научным открытием, если бы оно не оказалось фиктивным.

Вновь и вновь возникал вопрос, действительно ли это радий? Ган и Штрасман ставили опыт за опытом, повторяя старые и придумывая новые, чтобы отделить или обогатить предполагаемые β-излучающие изомеры радия с помощью солей бария. Особое значение придавалось обогащению изомеров в силу их крайне малых количеств и, следовательно, малой интенсивности излучения. С этих опытов началась последняя фаза великого открытия.

Ни отделения, ни обогащения изомеров радия не удалось достичь ни одним из примененных методов: то, что предполагалось радием и безошибочно характеризовалось точным значением периода полураспада, всегда и с постоянной интенсивностью сопровождало барий. Радиохимическое разделение радия и бария не удалось. Оно было, наконец, признано невозможным.

В последовавшие за этим рождественскую неделю 1938 г. и первые месяцы 1939 г. разыгрались одни из самых волнующих событий в истории открытий. Их развитие запечатлено в обширной, почти полностью сохранившейся переписке между тремя главными участниками – Отто Ганом, Лизе Мейтнер и Отто-Робертом Фришем (племянником Мейтнер,

физиком, работавшим до 1933 г. у Отто Штерна в Гамбурге, в описываемое же время – у Бора в Копенгагене). Эти частные письма дают редкую возможность проследить ход одного из самых плодотворных открытий от первой догадки до появления полной ясности, о чем печатные сообщения всегда создают лишь неполную картину; например, о ходе открытия Рентгена до сих пор почти ничего не известно.

"Вечер, понедельник, 19 [декабря 1938 г.], лаборатория", – писал Ган Лизе Мейтнер в Стокгольм и после сообщения о разного рода трудностях в институте продолжал: "Весь день я и неутомимый Штрасман, при поддержке ассистенток Либер и Боне, работали с продуктами урана. Сейчас как раз 11 часов вечера; в четверть двенадцатого хотел вернуться Штрасман, так что я могу собираться домой. Что-то все-таки есть в этих "изотопах радия", причем нечто такое необычное, что мы пока сообщаем только тебе ... Они отделяются от всех элементов, кроме бария; и так во всех реакциях. Только с барием – если это не наваждение – фракционирование отказывает. Наши изотопы радия имеют свойства бария. Мы не добились явного обогащения ни с бромидом бария, ни с хроматами и т.п. А на прошлой неделе я выделил первую фракцию тория X, и все шло так, как должно было идти. Потом в субботу Штрасман и я фракционировали один из наших изотопов "радия" с мезоторием I как индикатором; мезоторий обогатился, как полагается, а наш радий – нет. Хотя еще нельзя исключить случайного стечения обстоятельств, мы все же все более приходим к ужасному заключению: наши "изотопы радия" ведут себя не как радий, а как барий ... О других трансурановых элементах – уране, тории, актинии, протактинии, свинце, висмуте, полонии – нет и речи. Я договорился со Штрасманом, что мы пока сообщим об этом только тебе. Может быть, ты сможешь предложить какое-нибудь фантастическое объяснение. Мы, конечно, знаем, что при распаде не может появиться барий, но хотим еще проверить, не имеет ли возникающий из "радия" изотоп актиния свойства лантана, а не актиния. Вот поистине деликатные опыты! Но нужна полная ясность. Теперь начинаются рождественские каникулы, а завтра, как обычно, выходной. Как я радуюсь этому дню, работая столько времени без тебя, – ты можешь себе представить. Но еще до закрытия института мы хотим написать что-нибудь о так называемых изотопах радия для "Naturwissenschaften", так как мы получили очень хорошие кривые. Итак, попробуй-ка придумать какую-нибудь возможность вроде следующей: не может ли быть изотопов бария с гораздо большей атомной массой, чем 137?.. Не верится, что мы так долго заблуждались или что какое-то загрязнение играло с нами злую шутку.

Сейчас я опять должен идти к счетчикам. Надеюсь, через пару дней снова смогу написать тебе ... Отвечай скорее. Сердечный привет твоему Отто".

Постскриптум: "И от меня сердечный привет и наилучшие пожелания, Ваш Фриц Штрасман".

Мы подробно воспроизвели это письмо, чтобы стало ясно, как в Гане и Штрасмане боролись уверенность в получении бария и сомнение в возможности совместить факт его возникновения с представлениями ядер-

ной физики. Значение упомянутых экспериментов с торием X и мезоторием I состоит в следующем: из своих прежних работ с этими несомненными изотопами радия Ган точно знал, что у него были их чистые препараты и он мог произвести их отделение или обогащение путем добавления этих препаратов к солям бария в таких малых количествах, в которых имелись и предполагаемые изотопы радия. В этих экспериментах, таким образом, проявился многолетний опыт работы Гана с ничтожно малыми количествами веществ; однако надо было исключить возможность того, что изотопы радия в тех малых количествах, в которых они имелись, радиохимически все же обнаруживают себя иначе.

В письме Гана внимание привлекают два замечания. Во-первых, желание опубликовать заметку о так называемых изотопах радия, так как "получены очень хорошие кривые". Успехи Гана и Штрасмана в области эксперимента были особенно велики; они выделили среди сложных продуктов уран-нейтронной реакции многочисленные однородные радиоактивные компоненты, однородность которых и очередность в различных рядах превращений были надежно установлены точным измерением периодов полураспада. Публикация результатов этих опытов казалась важнее, чем их истолкование. Во-вторых, несколько странное замечание о том, не могут ли возникать "изотопы бария с гораздо большей атомной массой, чем 137", т.е. изотопы бария, близкие по массе к урану. Как следует из этого, о распаде ядра урана на две части не было еще и мысли.

Лизе Мейтнер ответила 21 декабря: "Ваши результаты с радием ошеломляют. Процесс, идущий на медленных нейтронах и приводящий к барию! . . Признать такой необычный распад, кажется мне, пока очень трудно, но мы пережили в ядерной физике столько неожиданностей, что уже ни о чем нельзя сказать прямо: это невозможно. Впрочем, исключены ли более тяжелые трансурановые элементы? . .".

Следующее письмо Гана, написанное вечером 21 декабря, под рождество, содержит новые результаты. "Как было бы хорошо и полезно, если бы мы, как прежде, могли сейчас работать вместе. Ты была бы, наверное, немножко поражена обилием опытов . . ., их число в последнее время ограничивалось лишь тремя счетчиками. Со вчерашнего дня мы суммируем наши доказательства о барии-радии . . . На их основе, как "химики", мы должны сделать заключение, что три хорошо изученных нами изотопа являются не радием, но, с точки зрения химика, барием.

Сам барий, который мы, естественно, тоже испытали, также становится активным после облучения нейтронами. Но гораздо меньше, чем наши препараты. Кроме того, этот активированный барий не превращается в *излучающий* лантан. "Актиний", возникающий из изотопов, вовсе не актиний, но, скорее всего, излучающий лантан!!".

22 декабря в редакцию "Naturwissenschaften" поступила работа Отто Гана и Фрица Штрасмана с первоначальным названием "О доказательстве существования и свойствах изотопов радия, возникающих при облучении урана нейтронами". Авторы чувствовали себя в это время уже настолько уверенными, что при корректуре заменили слова "изотопы радия" словами "щелочноземельные металлы". Оттиск статьи сразу был послан в Швецию.

Эта весьма обширная работа появилась в первом январском номере журнала, том 27, с. 11–15. Она произвела настоящую сенсацию. Я хорошо помню это, так как вскоре после ее появления докладывал о ней на большом коллоквиуме. Значительные трудности для ее усвоения представляли многочисленные обсуждавшиеся в ней опыты, кривые активности, а также множество специальных данных. Большая часть статьи посвящена дополнениям, исправлениям, сделанным в связи с приведенными выше рядами превращений радия, и результатам новых точных измерений. Лишь в конце работы написаны существенные для будущего фразы: "Кроме того, мы должны сказать о некоторых новых исследованиях, результаты которых из-за их странности мы сообщаем лишь с колебанием ... Мы приходим к заключению: наши "изотопы радия" имеют свойства бария. Как химики, мы, собственно, должны сказать, что возникающее новое вещество – не радий, а барий; о других элементах не может быть и речи".

После описания упомянутого в письме от 21 декабря открытия лантана в актинии и обсуждения открытия лантана, сделанного Кюри и Савичем, авторы продолжают: "Что касается "трансурановых элементов", то ... еще не выяснено, тождественны ли они тяжелым гомологам мазурия*, рутения, родия и палладия. Да раньше об этом и не думали. Сумма массовых чисел бария и мазурия, например, т.е. 138+101, равна 239! На основании этих кратко описанных опытов мы, как химики, должны изменить ранее приведенную схему, именно вместо символов Ra, Ac, Th подставить символы Ba, La, Ce. Как "химики-ядерщики", в определенном смысле близкие физике, мы еще не можем решиться на этот шаг, противоречащий всем прежним представлениям ядерной физики. Возможно, наши результаты обусловлены какими-то случайными совпадениями. Мы намерены продолжить опыты с новыми продуктами превращений... При наличии сильных искусственных источников лучей это можно было бы сделать гораздо легче".

Последовавшая за этим переписка между Ганом, Лизе Мейтнер и Фришем показывает, как много разного рода трудностей пришлось преодолеть на пути к полной ясности: ошибочные гипотезы, новые сомнения Гана в правильности измерений с барием, неопределенность теоретической возможности расщепления и ее физического доказательства, наконец, немаловажный вопрос о существовании трансурановых элементов.

Отто-Роберт Фриш, поставленный в известность Лизе Мейтнер, сомневался в результатах Гана даже больше ее самой, но в конце концов она заявила ему : "Если Ган с его громадным опытом говорит что-нибудь в этом духе, то в этом что-то есть!".

Первое письмо Гана из новой серии от 28 декабря начинается так: "Я хочу поскорее сообщить тебе еще кое-что о моих бариевых догадках: может быть, Отто-Роберт сейчас у тебя, и вы сможете обсудить это ...

---

* Название элемента "мазурий", открытие которого оказалось ошибочным, заменено названием действительно обнаруженного нового элемента "технеций". – *Прим. ред.*

Вот моя новая догадка: если бы было возможно урану-239 расщепиться на барий и мазурий, 138+101 дали бы 239! О точном равенстве массовых чисел не может быть и речи . . . С порядковыми номерами дело, конечно, не проходит, поэтому несколько нейтронов должны превратиться в протоны . . . Возможно ли это энергетически? Я не знаю; знаю только, что наш радий обладает свойствами бария и что наш актиний не имеет свойств настоящего элемента 89. Все остальное еще не проверено . . . Возможно, ты сможешь что-либо рассчитать и опубликовать. Если в этом что-то есть, трансурановым элементам придется . . . умереть. Я не знаю, не будет ли от этого мне очень горько . . .".

Уже 29-го Лизе Мейтнер ответила: "Ваши результаты с радием-барием очень интересны. Отто-Роберт и я уже сломали себе головы". Затем она задала несколько вопросов, главным образом в связи с трансурановыми элементами.

1 января 1939 г. Мейтнер и Фриш сообща ответили на рукопись Гана и Штрасмана, посланную в "Naturwissenschaften". Мейтнер писала: ". . . Может быть, энергетически и возможно расщепление тяжелого ядра. Тем не менее твоя гипотеза о возникновении бария и мазурия по разным причинам кажется мне неприемлемой". Затем снова следовали специальные химические вопросы, поскольку "вопрос о реальности трансурановых элементов" имел для Мейтнер "сугубо личный характер". "Если вся работа трех последних лет была ошибочной, то это можно установить не только с одной стороны. Ведь и я была ответственна за эту работу . . . И если трансурановым элементам суждено исчезнуть, то Вы окажетесь в гораздо лучшем положении, так как сами нашли это, тогда как мне останется лишь опровергнуть свою трехлетнюю работу . . . Впрочем, я еще отнюдь не убеждена, что трансурановые элементы уже прикончены и . . . были натяжкой, как думает Штрасман".

Ради одного из прежних вопросов Ган оставил ответ на это письмо до возвращения Штрасмана из отпуска, но уже 3 января получил новое письмо: "Теперь я почти убеждена, что вы действительно открыли распад с образованием бария, и считаю это действительно прекрасным результатом, с которым сердечно поздравляю тебя и Штрасмана . . . Можешь мне поверить, что, хотя я лично при этом ничего не имею, я радуюсь чудесной находке".

Естественная озабоченность Лизе Мейтнер по поводу возможного опровержения прежней работы была неправильно понята Ганом как возражение против публикации новых результатов без ее согласия. С обеих сторон были произнесены горькие слова, так что Фриш, оказавшийся в Копенгагене, дружески вмешался, чтобы внести ясность. "Если опровержение последует только со стороны Гана и Штрасмана, – писал он, – то люди скажут, что, вот, трое творили неладное, а теперь, после ухода одного, двое других все привели в порядок! . . Если же учесть возможность того, что многие прежние результаты не будут затронуты опровержением, то многие расценят опровержение лишь как новую ошибку . . . То, что тете Лизе несколько грустно не участвовать в новой работе, понятно без слов, но это огорчение уже через день было вытеснено радостью по поводу вашего прекрасного открытия".

Фриш и Лизе Мейтнер выступили в английском журнале "Nature" с совместной заметкой, в которой расщепление ядра назвали "fission" (деление), и это стало затем общепринятым. В письме, написанном по-немецки, оно определялось как "разделение ядра на два примерно одинаковых осколка, причем каждый содержит большее или меньшее число нейтронов". Для ясности заметим, что объяснение при этом получали лишь продукты реакции, ранее включавшиеся в ряды как радий, актиний и торий; что же касается трансурановых элементов, то вопрос о них по-прежнему оставался открытым.

Ответ Гана от 5 января звучит в высшей степени неожиданно: "Сегодня я больше не уверен, даже снова боюсь за барий; не радий ли был все-таки получен? Никак не могу поверить в это". К Фришу он еще раз обращается с вопросом о реальности трансурановых элементов, на что тот отвечает ему 10 января: "Я накопил уже столько аргументов против трансурановых элементов, что мне трудно согласиться с их оживлением. Не могут ли и они оказаться легкими элементами?". Но уже в тот же день Ган снова успокоился, так как другой изомер радия был однозначно определен как барий.

"Трансурановые элементы, судя по всему, могут остаться на своих местах!.. Впрочем, мы предполагаем еще изучить осадки с рутением, родием и палладием". Это – первое указание на новую проверку реальности трансурановых элементов. "А вот и нечто другое, – продолжает Ган в письме, – наш радий из тория – тоже, кажется, барий. Опыт, поставленный нами сегодня (10.01.1939), подтверждает это. Во всяком случае, сегодня я уже убежден. Нужны несколько более быстрые нейтроны, чтобы взорвать ядра тория".

Активность (и, значит, количество) бария, полученного при обстреле тория быстрыми нейтронами, была крайне малой; ее удалось измерить лишь только потому, что у Гана имелся необходимый для этого измерения чистейший образец тория, приготовленный им в процессе длительных утомительных опытов, путем многократного очищения от продуктов распада, излучение которых исказило бы изучаемое явление. Это была заслуженная награда за прежнюю "бесцельную работу"!

Лизе Мейтнер ответила 14 января: "То, что и в ряду тория – радий есть барий, этого следовало ожидать". Она сообщила также, что у них с Фришем готовы две заметки в "Nature". В связи с первой из них она писала 18 января, возвращаясь к прежним соображениям, что "отщепление одной или нескольких α-частиц (от урана под действием нейтронов) энергетически невозможно, тогда как распад на два легких ядра из-за глубокого спада кривой дефекта масс в области от $Z = 40$ до $Z = 60$ энергетически возможен и может быть также понят с точки зрения капельной модели ядра"; энергия осколков должна при этом достигать 200 МэВ. Это следствие того, что дефект массы атома урана существенно меньше, чем дефект массы атомов средней части периодической системы. Если, таким образом, подобный переход происходит, то разница дефектов масс проявляется в виде выхода ядерной энергии.

В качестве возможных пар деления, порядковые номера которых в сумме дают 92, в заметке Фриша и Мейтнер предполагались барий (56) и криптон (36), а также стронций (38) и ксенон (54). Сообщалось также об успешном опыте Фриша с атомами отдачи. В этом опыте взрывной характер деления атома урана был ясен из того, что два продукта деле-

ния разлетались в противоположные стороны с очень большой скоростью. Это было установлено по производимой ими ионизации в воздухе в условиях, когда все ионизирующие заряженные частицы меньшей скорости, создававшие меньше 500 тысяч ионов, устранялись с помощью внешнего поля.

22 января Ган получил копии заметок. Его реакция на них была очень специфична: выходит, все наши трудоемкие опыты "после убедительного опыта Отто-Роберта не нужны". Лизе Мейтнер ответила 25 января: "Вовсе нет, без Вашего прекрасного результата о барии вместо радия мы никогда бы не пришли к нашим выводам ... Конечно, публикуйте ваши результаты о стронции и иттрии ... Опыты с атомами отдачи доказывают лишь факт взрыва, но не указывают, на что делится ядро; это могут решить только химики".

Это письмо Мейтнер "пересеклось" с письмом Гана, тоже от 25 января, уже явно оптимистически "благодаря многим новым результатам": в барии уже нельзя более сомневаться, доказано образование "гипотетического криптона" при облучении урана нейтронами, среди продуктов деления найдены также стронций, иттрий, рубидий. В своем ответе на следующий день Лизе Мейтнер писала: "Все сделанное Вами в последнее время мне представляется фантастическим. Добрая половина элементов периодической системы встречается среди этих осколков урана, и Вы в последние месяцы заслужили много первых наград".

Отдельные данные, сообщенные Ганом в последних письмах, получили дальнейшее обоснование в еще более обстоятельной второй статье Гана и Штрасмана "Доказательство возникновения активных изотопов бария из урана и тория при облучении их нейтронами; доказательство новых активных осколков, возникающих при делении урана" (датировано 28 января 1939 г., появилось в " Naturwissenschaften" от 10 февраля, с. 89 – 95).

Окончательные результаты этих потребовавших много времени опытов сняли последние сомнения, но с типичной для Гана добросовестностью он все еще проводил различие между "Сильным доводом в пользу бария" и "доказательством в пользу бария", и новые результаты сформулированы в статье существенно осторожнее, чем в предшествующем письме. Следовательно, и эта важнейшая работа несет отпечаток тех действительно громадных трудностей, которые приходилось преодолевать исследователям. При делении урана возникают четыре разных радиоактивных изотопа бария, которые затем превращаются в другие элементы; поэтому в исследуемом препарате наряду с первичными продуктами деления всегда имеются вторичные продукты распада. В то время как один изотоп превращался в стабильный лантан, другой изотоп бария согласно предварительному радиохимическому анализу давал β-радиоактивный изотоп лантана, который, как казалось, превращался в β-радиоактивный изотоп церия (лантан и церий в периодической системе следуют за барием), но однозначных заключений о природе вторичных продуктов получить не удалось.

То же самое имело место при определении природы новых первичных продуктов деления. Первоначальное допущение о делении ядер урана согласно атомным массам (уран-239 → барий*-138 + мазурий*-101) Ган теперь отбросил, так как мазурий не был обнаружен (значок * означает β-радиоактивный элемент). Непосредственная проверка предположения Фриша и Мейтнер о делении согласно порядковым номерам (уран-92 → барий*-56 + криптон*-36) вначале была невозможной, поскольку благородный газ не обнаруживает себя химически. Для проверки естественного предположения, что и криптон подобно барию превращается в соседние с ним элементы, были поставлены два опыта. Первый опыт определенно показал, что стронций и иттрий принадлежат ко "второй группе осколков"; если

бы они происходили из криптона*, между последним и стронцием должен был бы находиться еще щелочной металл рубидий*. Второй опыт привел к выводу, что первичный продукт деления есть радиоактивный благородный газ, продуктами распада которого являются щелочной и щелочноземельный металлы; осталось, однако, нерешенным, идет ли речь о переходе криптон* → рубидий* → стронций* или о переходе ксенон* → цезий* → барий*. Следовательно, была допустима и другая схема деления урана. "Дальнейшее тщательное исследование поможет решить, распадается ли ядро урана на барий и криптон или на стронций и ксенон". Это исследование было проведено. Четыре недели спустя (2 марта) последовало экспериментальное доказательство распада урана на различные изотопы ксенона и стронция.

Две следующие работы, датированные 21 и 22 июля, принесли дальнейшее прояснение и сведения о новых продуктах деления. Здесь впервые установлен распад на барий + криптон. Вместе с данными о периодах полураспада β-радиоактивных изотопов схемы реакций имели вид: уран+нейтрон = [криптон (3 ч) → рубидий (17 мин) →стронций (стабилен)] + [барий (14 мин) →лантан (2,5 ч) →церий (?)].

Для другой первичной пары деления ксенон + стронций были выяснены два ряда изотопов ксенона: ксенон (маложивущий) →цезий (6 мин) →барий (86 мин) → →лантан (стабилен) и ксенон (15 мин) →цезий (33 мин) →барий (300 ч) →лантан (36 ч) →церий (?).

Какие трудности пришлось преодолеть на пути к выяснению этих связей, видно уже из того, что в разные ряды входят изотопы одних и тех же химических элементов, различающихся между собой только периодами радиоактивного распада. Были найдены также новые продукты деления – йод, бром, теллур, молибден. Наконец, было установлено совпадение продуктов деления урана и тория благодаря тому, что некоторые препараты тория были облучены быстрыми нейтронами от сильных источников.

Сразу же после первых публикаций Гана и Штрасмана о делении урана опыты с расщеплением ядер были повторены и продолжены во многих институтах мира. Почти всюду имелись более сильные источники нейтронов, чем в институте Гана. В связи с некоторыми публикациями возникали жаркие споры о приоритете, которые, однако, быстро разрешались и забывались. Три факта сегодня не вызывают возражений: 1) никто до Гана и Штрасмана не принимал во внимание такой своеобразной ядерной реакции, как деление ядер; 2) Ган и Штрасман дали окончательное доказательство деления своими радиохимическими методами; 3) Фриш и Мейтнер предложили первое физическое объяснение и дали экспериментальное доказательство взрывного ядерного процесса, связанного с освобождением большого количества энергии. Очень большое значение имело также данное около четверти года спустя группой Жолио окончательное доказательство того факта, впервые замеченного Ганом, Штрасманом и др., что процессы деления стимулируются замедленными свободными нейтронами.

Мнения о существовании трансурановых элементов, выраженные в письмах и в журнальных публикациях, разделились: должны они умереть или остаться? Ган и Мейтнер склонялись то к одному, то к другому мнению. Неужели четырехлетняя сверх всякой меры напряженная работа должна оказаться безрезультатной? Отчасти себе в утешение, отчасти из чувства великодушия Ган и Штрасман писали в своей работе, что без многолетней практики работы с "трансурановыми элементами" совместно с Мейтнер деление урана нельзя было бы обнаружить. Но вопрос имел и оборотную сторону. Дело в том, что "курьезий" Кюри и Савича, послуживший поводом для новых опытов Гана, Мейтнер и Штрасмана

и обладавший свойствами лантана, не заставил их отказаться от трансурановой гипотезы и подумать о другом механизме его возникновения; лишь Ган и Штрасман указали на то, что он является продуктом деления урана или распада бария.

Самым существенным аргументом против трансурановых элементов стал результат исключительно красивого опыта Лизе Мейтнер с атомами отдачи. Она поместила препарат из урана и нейтронов в фольгу таким образом, что до фольги долетали, в ней застревали и накапливались только те β-радиоактивные осколки, которые согласно опыту Фриша имели громадную энергию; после химического растворения фольги было получено вещество, β-излучение которого в точности соответствовало β-излучению, ранее приписанному смеси долгоживущих трансурановых элементов.

Только третья схема реакций еще не получила объяснения. Деление урана носило "усиленный" характер, т.е. происходило на замедленных нейтронах, эта же схема реализовалась лишь при определенной энергии нейтронов, что было установлено еще в работе Мейтнер, Гана и Штрасмана 1937 г. Здесь, таким образом, имел место резонансный процесс. β-Излучатель с периодом полураспада 23 мин вполне уверенно был определен как изотоп урана. Его дочерний продукт из-за малой интенсивности нельзя было, однако, установить однозначно, а химическая природа последующих продуктов не могла быть выяснена из-за их быстрого распада. Сделанное еще Ферми и всеми затем принятое, но оказавшееся ложным предположение, что они тоже являются изотопами урана, было причиной того, что наблюдаемые β-излучатели классифицировались как дочерние продукты этих изотопов урана. Отсюда и возникло представление о трансурановых элементах, так как предполагалась возможность лишь β-излучения.

Лизе Мейтнер в своих письмах продолжала придерживаться мнения, что вещество с 23-минутным периодом полураспада действительно является материнским веществом трансурановых элементов, как это и было потом доказано. Из него возникает новый элемент 93, нептуний, который превращается в элемент 94, плутоний; это – первые члены истинного ряда трансурановых элементов; из-за слабости нейтронных препаратов Далемского института их нельзя было получить в достаточных количествах. Полная ясность появилась лишь после открытия того факта, что естественный уран содержит наряду с прочими изотоп с массовым числом 235, который делится, и изотоп с массовым числом 238, из которого с помощью указанного резонансного процесса могут быть получены трансурановые элементы. В первый период рассматривался лишь уран-238. В письме Фриша Гану от 6 июня 1939 г. читаем: "... Я поговорю с профессором Бором о важности предлагаемой Вами проверки гипотезы об уране-235. Я слышал, в Америке хотят провести частичное разделение этих двух изотопов, что очень облегчило бы проверку...". Именно Нильс Бор выступил с гипотезой о том, что деление ядер урана медленными нейтронами происходит только в случае урана-235.

Как раз в это время началось обсуждение возможности взрывной цепной реакции при делении урана освобождающимися нейтронами и технического использования ядерной энергии. Интересно, что Бор еще в своем письме Лизе Мейтнер от 12 июля 1939 г. утверждал, что в силу указанного резонансного процесса нейтроны деления окажутся поглощенными ураном-238 и, следовательно, цепная реакция быстро прервется! Не будем, однако, продолжать обсуждение этих вопросов, так как они уже выходят из области деятельности Гана.

Вскоре после этого началась война; в круг научных проблем попали вопросы технического, а также военного применения деления ядер. По-

следние работы в Германии сразу же были засекречены, но кроме них развернулись и работы по строительству, как теперь выражаются, уранового реактора для применения ядерной энергии в технических целях. В этих работах Ган не принимал участия. С сотрудниками своего института он продолжал неустанно трудиться над прояснением картины деления урана и тория и распутыванием рядов радиоактивных превращений продуктов деления. О каждом успехе этой работы сообщалось в научных журналах. К весне 1945 г. радиохимическими и физическими способами были определены 25 элементов и почти 100 их изотопов.

Сделанное в Далемском институте можно по достоинству оценить лишь путем сравнения с результатами американских работ, впервые опубликованными полтора года спустя после окончания войны. В распоряжении американских ученых находились сильнейшие источники нейтронов, значительные людские и финансовые ресурсы, а также подробно описанные методы и результаты рабочей группы Гана. Тем не менее им удалось обнаружить лишь немногим больше, именно 36 элементов и 170 их изотопов, но зато они получили настоящие трансурановые элементы, первый из которых, элемент 93, почти полностью был выделен Куртом Штарке в Далемском институте; об этом, однако, до конца войны не было сделано публикации.

Вынужденное военным поражением Германии прекращение этих работ стало для Гана окончанием всей его почти 40-летней исследовательской деятельности. В 1905 г. в "Proceedings" Лондонского Королевского общества появилось его первое сообщение об открытии радиотория; в 1944 г. в "Трудах Прусской академии наук" была напечатана его последняя написанная вместе с Фрицем Штрасманом статья об экспериментальной работе "О химическом отделении элементов и изотопов, возникающих при делении урана". Наблюденное в 1904 г. при выделении радия побочное явление направляло его исследование радиоактивных элементов, а в 1938 г. ошибочное "обнаружение" радия уже несравнимо более совершенными методами привело его к открытию деления урана. Другое чудесное свойство урана, как известно, позволило Беккерелю в 1896 г. открыть радиоактивность, а несколько позже супругам Кюри — открыть радий.

ДОПОЛНЕНИЯ К СТАТЬЕ В. ГЕРЛАХА

Д.Д. Иваненко

Лизе Мейтнер. Осенью 1934 г. О. Ган и Л. Мейтнер посетили Советский Союз и приняли участие в Ленинградской конференции, посвященной 100-летию со дня рождения Д.И. Менделеева. Поездка эта, как писал Ган, была очень поучительной; на него большое впечатление произвели ансамбли Ленинграда, Красная площадь в Москве с непрерывным потоком людей у Мавзолея В.И. Ленина. По возвращении Лизе Мейтнер, "крайне возбужденная", как она затем вспоминала, опытами Ферми по радиоактивности, вызванной нейтронами, и предполагаемым образованием трансурановых элементов, убедила Гана заняться этими проблемами и тем самым возобновить их плодотворное сотрудничество, начатое в 1907 г. и прерванное в 1922 г. (в свое время, как известно, приведшее к важным открытиям в области радиоактивных элементов, в том числе к открытию протактиния). Позднее к этим исследованиям был привлечен также Фриц Штрасман, "особенно ценный сотрудник" (по словам Мейтнер), и напряженная работа этой группы привела в конце 1938 г. к эпохальному открытию деления урана.

Отметим, что Менделеевская конференция, открывшаяся в Таврическом дворце и завершившаяся поездкой в Петергоф, привлекла многих авторитетных ученых, в ней участвовали также супруги Ноддак (открывшие рений) и прибывший из Германии бывший петербургский академик — один из первых кураторов журнала "Успехи физических наук" П. Вальден (в своем докладе недостаточно тактично и вопреки историческому значению излишне часто упоминавший Лотара Мейера наряду с именем Д.И. Менделеева) и др. Никто не мог предвидеть, что через четыре года возникнет спор о приоритете открытия деления ядра урана между берлинской группой Гана и Идой Ноддак, усомнившейся в образовании трансурановых элементов в опытах Ферми и высказавшей гипотезу о возможности образования при обстреле урана нейтронами ядер средней массы. Эта гипотеза, по существу шедшая в правильном направлении, не была, однако, подкреплена расчетами и экспериментами и не привлекла к себе серьезного внимания (как отмечают в своих статьях в настоящем сборнике В. Герлах и Э. Амальди; см. также статью Б.М. Кедрова), но, во всяком случае, опубликованная в конце 1934 г. статья Ноддак могла, на наш взгляд, повлиять на окончательное разъяснение результатов опытов Гана и Штрасмана как деления ядер, сделанное в январе 1939 г. Мейтнер и Фришем.

Как руководитель семинара по ядерной физике при Ленинградском физико-техническом институте, я пригласил во время конференции Лизе Мейтнер на специально организованное заседание; запомнилось большое впечатление, которое произвела активность, своеобразная резкость Мейтнер при обсуждении ряда актуальных проблем, в том числе теории β-распада Ферми, нашей с И.Е. Таммом полевой теории ядерных сил и т.д. Как известно, некоторые физики прямо-таки боялись полемизировать на семинарах с "фрау профессор". Ф. Штрасман вспоминает в своей недавно опубликованной книге (Strassman F. Kernspaltung. Mainz: Univ., 1978), как "Лизхен" Мейтнер предложила в 1936 г. "бросить в корзинку" его результаты, которые предварительно уже указывали на следы бария; Штрасман вспоминает и другой эпизод, когда Мейтнер заявила Гану во время одной из дискуссий: "Генхен, иди к себе в кабинет, в физике этого вопроса ты ничего не понимаешь". Имея в виду общий стиль мышления Мейтнер, в свое время слушавшей лекции Больцмана и работавшей ассистенткой у Планка, и ее интерес к β-распаду и γ-излучению в 20–30-х годах, Штрасман считает Мейтнер физиком, Гана относит к химикам (образование он получил у химика-органика профессора Цинке в Марбурге), себя же Штрасман относит к химикам-аналитикам (он учился в Ганновере у профессора Брауне); эти характеристики трех ученых существенны и для понимания процесса сделанного ими великого открытия деления урана.

Гораздо позднее, в 1958 г., нам пришлось снова встретиться с Мейтнер на весьма представительной конференции, созванной в ГДР по случаю 100-летия со дня рождения Макса Планка (Берлин–Лейпциг; заседания состоялись также в Западном Берлине). Доклад Мейтнер в физическом обществе ГДР был посвящен философским воззрениям Планка, его взглядам на взаимоотношения науки и религии. (Возникало впечатление, что и самой Мейтнер на была чужда некоторая близость к религии, с ударением на этическую сторону, что отвечало довольно широко распространенным среди немецких ученых традициям; это было характерно и для Гейзенберга, выступившего, например, в дни Планковской конференции в одной из протестантских общин близ Берлина с докладом о взаимоотношениях религии и физики в ядерную эпоху, о чем была довольно подробная информация в газетах. В краткой автобиографии, составленной в связи с оформлением профессуры в Берлинском университете в 20-х годах, Мейтнер прямо написала о себе как о "протестантке".) Во время доклада Гейзенберга о единой спинорной нелинейной теории материи на физической конференции в рамках Планковского юбилея во вновь построенном вместо старого, разрушенного бомбежкой институте в Лейпциге патриархам немецкой науки Мейтнер и Лауэ были предоставлены кресла впереди амфитеатра в переполненной аудитории, в первых рядах которой можно было видеть Дирака, Инфельда, Ромпе, Вижье, Тоннела, советских и других физиков.

Вместе с великим химиком Марией Склодовской-Кюри и ее дочерью Ирен Жолио-Кюри Лизе Мейтнер принадлежала к этой удивительной триаде женщин физико-химиков, внесших огромный вклад в открытие и исследование радиоактивности и атомного ядра. Всякому, кому пришлось встречаться с этим замечательным

ученым, становилось понятным утверждение Фрица Штрасмана в его книге воспоминаний: "Лизе Мейтнер являлась идейным лидером нашей команды, поэтому она принадлежала к нашей группе, если даже и не присутствовала при самом открытии деления ядер".

В своей речи при установлении мемориальной доски в память открытия деления урана Ганом и Штрасманом в декабре 1938 г. на здании бывшего Института химии (ныне корпуса им. Отто Гана Западно-Берлинского университета) Макс фон Лауэ, подчеркнув довольно уникальное в истории науки многолетнее плодотворное содружество Гана и Мейтнер, отметил как большую трагедию вынужденный отъезд Мейтнер из Германии всего за полгода до решающего этапа экспериментов. Поясним, что работавшая в Берлине Л. Мейтнер, бывшая австрийской подданной, после оккупации Австрии нацистами в марте 1938 г. оказалась под угрозой применения к ней антисемитских законов. Несмотря на запрещение выезда, ей удалось по приглашению Дебая при помощи Костера, специально прибывшего в Берлин, приехать поездом в Голландию без визы на выезд; после кратковременного пребывания в Копенгагене она поселилась в Швеции и продолжала работу в Стокгольме в Институте Зигбана (в этот период она вела интенсивную переписку с Ганом). Ее соображения, как повторно отмечает Штрасман, играли большую роль в окончательных экспериментах. Нобелевской премии за открытие деления ядер урана был удостоен один Ган, но почетную премию имени Энрико Ферми (США) получили все три участника группы: Ган, Мейтнер, Штрасман. Как и Ган, Лизе Мейтнер состояла почетным членом ряда академий и университетов.

Фриц Штрасман. Что касается Ф. Штрасмана, то, как он сам отмечал, политическая обстановка нацистской Германии все более отделяла его от коллег; о дальнейших работах по делению ядер технического и военного направления он был частично осведомлен из редких бесед с Ганом и в конце концов получил информацию только из послевоенных, частью популярных книг и статей. В 1946–1970 гг. Штрасман был профессором университета и директором Химического института в Майнце. В конце января 1980 г. завершился его жизненный путь.

Интерес ученых Германии к поэзии, так же как и интерес к музыке, домашнее музицирование, традиционное среди немецких ученых, были характерны и для Мейтнер, ее племянника Фриша, учителя Штрасмана Брауне, который в студенческие годы в Цюрихе играл в квартете с участием Эйнштейна. Известны домашние концерты Планка (рояль), Эйнштейна (скрипка) и Гана (пение), прекрасная игра на рояле Гейзенберга. В своих воспоминаниях Штрасман сожалеет, что с 1974 г. он вынужден был прекратить игру на скрипке, но, насколько позволяло ему здоровье, продолжал посещать концерты.

Много ценной информации содержится в письмах Штрасмана советскому писателю С.А. Снегову, книгами которого, посвященными "ядерной эпопее", очень интересовался Штрасман.

Подчеркивая в своих воспоминаниях роль химического аналитического анализа продуктов реакций нейтронов с ураном, Штрасман благодарит своего учителя в Высшей школе Ганновера профессора Брауне, где он стал химиком-аналитиком. Глубокие познания Штрасмана в области химии нередко удивляли его старшего коллегу Гана. В этой связи для истории науки ценным является заявление Штрасмана о том, что, вопреки колебаниям Гана, которые проявились и в тексте знаменитой приоритетной статьи об открытии бария в продуктах деления (написанной лично Ганом), сам он, Штрасман, в некотором смысле наиболее ответственный за конкретный результат, не сомневался в наличии именно изотопов бария и предпочел бы другие, более определенные формулировки.

Отто Фриш. Интересны воспоминания Отто Роберта Фриша, посвященные проделанной им совместно с Лизе Мейтнер окончательной расшифровке экспериментов Гана–Штрасмана. Как и Мейтнер, Отто Фриш (1904–1979) окончил Венский университет (1926), затем работал в Берлине, Гамбурге (там он вместе со Штерном впервые измерил магнитный момент протона), с приходом нацистов переехал в Англию, несколько лет работал в Копенгагене, во время войны – в Лос-Аламосе (США), потом возвратился в Кембридж, где был профессором Тринити-Колледж и куда в последние годы своей жизни приехала из Швеции Мейтнер.

В самом конце 1938 г. Фриш встретился с Мейтнер в одном из отелей близ Гетеборга на юге Швеции, куда их пригласили коллеги на рождественский ужин; Мейтнер, только что получившая письмо Гана от 19 декабря относительно обнаружения бария в продуктах бомбардировки урана нейтронами, и Фриш вспомнили боровскую (Уилера–Френкеля) аналогию ядра с каплей жидкости и, отправляясь от гипотезы деления ядра урана на два осколка, произвели расчет ожидаемой энергии осколков по дефекту массы и сравнению поверхностной и кулоновской электростатической энергий отталкивания. Было получено совпадение результатов обоих расчетов, дававших значение энергии около 200 МэВ. Нильс Бор, которого Фриш встретил через несколько дней в Копенгагене (в начале января перед его отъездом в Америку), сразу согласился с физической интерпретацией Мейтнер–Фриша химических экспериментов Гана–Штрасмана, назвав себя "глупцом", не сумевшим предсказать возможность деления ядер!

Текст срочной публикации совместной статьи Фриш согласовал с Мейтнер по телефону. Дискуссия с Плачеком (как обычно, скептически настроенным и не верившим в самую возможность деления ядра урана наряду с обычным α-распадом) побудила Фриша поставить оказавшийся классическим по простоте идеи эксперимент для наблюдения осколков в ионизационной камере. Из сохранившегося лабораторного журнала Фриша видно, что начатые во второй половине дня 13 января и продолжавшиеся до 6 ч утра 14 января опыты действительно показали наличие импульсов от осколков деления примерно ожидавшейся амплитуды и частоты ($1-2$ мин$^{-1}$ в условиях опыта); 16 января (день приезда Бора в Нью-Йорк) были посланы в "Nature" (Англия) два письма: одно – написанное совместно с Мейтнер – о делении ядер, другое – от имени Фриша – с описанием его экспериментов (опубликованы соответственно 11 и 18 февраля 1939 г.). В марте Мейтнер и Фриш продолжили исследование деления ядер, ведя при этом интенсивную переписку с Ганом, о которой довольно подробно вспоминает в своей статье В. Герлах.

Джон А. Уилер. Перейдем к воспоминаниям американских физиков, включившихся в исследование деления ядра в начале 1939 г.; при этом обратимся к сборнику, содержащему материалы 3-й Американской конференции по истории ядерной физики*. В своем интересном обширном докладе "О некоторых встречах и эпизодах из истории ядерной физики", являющемся по существу автобиографическим очерком, Дж. Уилер большое внимание уделил атомному ядру, трудностям старой модели, своему восприятию (с некоторыми колебаниями) протон-нейтронной модели, разработанной им совместно с Бором теории деления и вместе с тем описывает ряд любопытных эпизодов. Он вспоминает, в частности, как в понедельник 16 января 1939 г. он вместе с супругами Ферми встречал в порту Нью-Йорка пароход шведско-американской линии, на котором прибыли из Европы Нильс Бор с сыном Эриком и его сотрудник – известный теоретик Леон Розенфельд.

После кратковременного пребывания в Нью-Йорке Нильс Бор направился на три месяца в Принстон, где он должен был читать лекции о квантовой теории измерений. Уилер вместе с Розенфельдом поехали поездом в Принстон, где по понедельникам вечером проходили семинары, посвященные новейшим проблемам физики. Доклад Розенфельда об открытии Ганом и Штрасманом изотопов бария при бомбардировке урана нейтронами, о чем в Америке еще не было известно, и объяснение этого эффекта как деления ядер вызвали большое возбуждение аудитории. Оказалось, однако, что Бор был недоволен "разглашением" этих сведений Розенфельдом, он считал, что необходимо было умолчать о европейских идеях, защищая приоритет толкования деления ядра-капли Мейтнер и Фриша, работа которых появилась в печати только 11 февраля. Бор хотел также подождать появления результатов экспериментов Фриша с ионизационной камерой, начавшихся перед самым его отъездом (и опубликованных позднее, 25 февраля). По этим причинам Нильс Бор ничего не рассказал об открытии деления ни супругам Ферми, ни своим коллегам из Колумбийского университета в Нью-Йорке!

---

*Nuclear Physics in Retrospect. Proc. of a Symp. on the 1930/ Ed. by R.H. Stuewer. Minneapolis (USA): Univ. of Minnesota, 1979.

Все же в Принстоне Бор и Уилер вскоре приступили к разработке полной теории деления ядра-капли, и их, ставшая классической, статья была послана в печать 28 июня 1939 г. (опубликована в "Physical Review", 1939, vol. 56, p. 426–450). Напомним, что в Ленинграде Я.И. Френкель, также исходя из картины деформаций ядра-капли, построил основы теории деления, указал значение параметра $Z^2/A \approx 40$ и послал Бору письмо с сообщением о своих результатах. Статья Френкеля появилась в советском журнале и в "Physical Review" (1939, vol. 55, p. 987) даже несколько раньше работы Бора и Уилера, которые сослались в своей статье на письмо советского автора.

Уилер вспоминает, что трактовка деформаций ядра-капли была близка по духу как Бору по его ранним еще "доквантовым" работам, так и ему самому. В библиотеке университета были быстро найдены соответствующие труды лорда Рэлея и вскоре была построена теория с учетом членов третьего порядка, обобщающих чисто параболическую форму слишком упрощенного ядерного потенциала (как это имело место в аналогичной задаче у Рэлея). Френкель, а также Бор и Уилер коротко касаются возможности спонтанного деления ядер, открытого в 1940 г. Г.Н. Флеровым и К.А. Петржаком в лаборатории И.В. Курчатова в ЛФТИ (см. их статью в настоящем сборнике).

Уилер довольно подробно разбирает как в статье, так и в ответах на вопрос Бете в дискуссии предпосылки появления гипотезы Бора о том, что медленные нейтроны вызывают деление в более редком легком изотопе урана ^{235}U. Многое здесь было неясно, и скептически, как обычно, настроенный Плачек даже заключил пари с Уилером (из расчета 1 пенс против 18,36 долл. – с очевидным использованием отношения масс протона и электрона). После того как Нир и Даннинг через год подтвердили прямыми опытами гипотезу о роли изотопа урана ^{235}U, Уилер получил по телеграфу от проигравшего Плачека денежный перевод на 1 пенс с лаконичным текстом: "Поздравляю". В основном дело заключалось в том, что для медленных нейтронов потенциальный барьер изотопа урана ^{238}U был слишком высоким.

Альфред Нир. Нир, крупный специалист по масс-спектрометрии, поделился на конференции интересными сведениями о своем решающем эксперименте с разделением изотопов урана, проделанном в университете в Миннеаполисе (шт. Миннесота), где и проходила данная конференция в 1977 г. Будучи занят другими, казавшимися ему тогда более важными (!) работами, он не обратил должного внимания на первое предложение Ферми, сделанное еще в апреле 1939 г., и занялся этим вопросом только после октябрьского письма Ферми, т.е. почти через год. Изотопы урана были разделены им 29 февраля 1940 г., и он в 6 ч вечера этого же дня еще успел перед закрытием местной почты послать заказным авиаписьмом ничтожные порции разделенных изотопов, приклеенных на листок бумаги, своему коллеге Даннингу в Колумбийский университет. Получив на следующий день столь драгоценное письмо, Даннинг с сотрудниками, обладавшие источником нейтронов, незамедлительно принялись за работу и смогли сообщить Ниру о результате, разбудив его на другой день утром телефонным звонком: действительно, мишень, обозначенная как ^{235}U, приводила к делению медленными нейтронами.

Остается повторить восклицание Уилера "Замечательно!" после этой на самом деле интереснейшей информации, еще раз подчеркивающей необходимость своевременных контактов теоретиков (в данном случае Бора, Уилера, Ферми) и экспериментаторов, обладающих установками разного типа (Нира, Даннинга).

Уилер глубоко сожалел, что он лично, находясь с самого начала буквально в центре исследований теории деления, не включился полностью в реализацию цепной реакции и ее технические приложения уже с февраля 1939 г., а присоединился к исследованиям только в феврале 1942 г. Как вспоминает Уилер, в то время немногие понимали огромную важность указанных работ, которые медленно развертывались в США на начальной стадии. Целые месяцы требовались на получение нескольких тонн графита и многие месяцы затрачивались на изыскание необходимых средств. Впрочем, в нацистской Германии, к счастью, исследования также шли очень медленно. Дальнейшее же бурное развитие работ, связанных с делением урана, в США хорошо известно.

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

К.А. Петржак, Г.Н. Флеров

Годы, последовавшие за одним из крупнейших событий в физике XX в. – открытием в 1932 г. Дж. Чадвиком нейтрона, ознаменованы каскадом пионерских работ по изучению взаимодействия вновь обнаруженной частицы с ядрами. Исследования широко развертываются в ряде стран: в 1934 г. Ферми с сотрудниками открывают искусственную радиоактивность, возбуждаемую нейтронами, в 1936 г. И.В. Курчатов – явление ядерной изомерии, в конце 1938 г. О. Ган и Ф. Штрасман – расщепление ядер урана. В ходе интенсивных экспериментальных исследований, которые проводились в Ленинграде под руководством И.В. Курчатова, в 1940 г. было обнаружено самопроизвольное, или спонтанное, деление ядер урана.

За десятилетия, прошедшие с тех пор, изучение спонтанного деления стало важным разделом науки об атомном ядре. Сегодня интерес к спонтанному делению обусловлен тем, что оно является новым видом радиоактивного распада, при котором происходит коренная перестройка ядерной системы и полное изменение начальной формы ядра. О явлениях подобного масштаба в ядрах даже в настоящее время известно сравнительно мало. В особенности мало сведений имеется о динамике крупномасштабных изменений формы ядра, в частности о связи или взаимодействии между когерентным движением многих нуклонов ядра и движением отдельных его частиц. Эта проблема – одна из центральных в ядерной физике, поэтому исследования механизма спонтанного деления – наиболее простого примера крупномасштабного ядерного превращения – оказываются на переднем крае физики атомного ядра.

Кроме того, именно спонтанное деление определяет границы периодической системы элементов Д.И. Менделеева. Действительно, если для урана спонтанное деление составляет ничтожно малую (10^{-7}) долю полной вероятности его радиоактивного распада, то по мере продвижения в область все более далеких трансурановых элементов оно начинает конкурировать с α-распадом. Для многих ядер с $Z \geqslant 100$ спонтанное деление превращается в основной вид распада. Поэтому при рассмотрении проблемы границ периодической системы элементов и стабильности атомных ядер мы прежде всего имеем в виду вероятность спонтанного деления. Без преувеличения можно сказать, что облик окружающего нас мира, вероятно, был бы существенно иным, если бы спонтанное деление не предопределяло предел числа элементов в природе. Таким образом, вопрос о спонтанном делении тяжелых ядер тесно соприкасается с некоторыми задачами химии, геофизики и астрофизики.

В этой работе мы хотели бы рассказать об истории открытия спонтанного деления, коснуться современного состояния проблемы и ее ближайших перспектив. Читатель заметит, что в ряде разделов речь пойдет, преимущественно, об отечественных исследованиях и часто не приводятся подробные рассуждения, а лишь намечается их нить.

Исторический очерк. В 1934 г. Э. Ферми с сотрудниками, пытаясь получить трансурановые элементы бомбардировкой урана нейтронами, об-

наружили набор неизвестных радиоактивных ядер, происхождение которых они приписывали различным изотопам радия и гипотетическим трансурановым элементам. Пионерские работы группы Ферми, положившие начало исследованиям по синтезу и изучению свойств трансурановых элементов, явились в те годы толчком к своеобразной "золотой лихорадке" в ядерной физике, которая привела в 1939 г. О. Гана, Ф. Штрасмана и Л. Мейтнер к открытию и объяснению фундаментального явления – деления ядер [1, 2].

В классических работах Н. Бора, Дж.А. Уилера [3] и Я.И. Френкеля [4] была развита первая теория процесса деления, основанная на капельной модели. Бор и Уилер указали также на возможность самопроизвольного деления, однако вероятность такого процесса по их оценке была ничтожно мала: время жизни ядер урана по отношению к спонтанному делению имело астрономическое значение – 10^{22} лет. Тогда же В. Либби из Калифорнийского университета предпринял попытку обнаружить самопроизвольное деление ядер урана и тория [5]. Первая серия его опытов заключалась в поиске радиоактивных осколков в естественном уране, вторая – в попытке детектирования вторичных нейтронов, образующихся при делении. Обе серии опытов привели к отрицательным результатам. Чувствительность аппаратуры оказалась недостаточной, и нижняя граница времени жизни ядер урана и тория относительно спонтанного деления была оценена значением 10^{14} лет.

К тому времени научные интересы И.В. Курчатова были уже всецело связаны с физикой атомного ядра. В Ленинграде в Физико-техническом и Радиевом институтах он сформировал и возглавил коллективы молодых ученых, занимавшихся исследованиями в этой области, а в Педагогическом институте готовил кадры новых специалистов на кафедре, которой заведовал. Сразу же после получения первых известий об опытах О.Гана и Ф. Штрасмана эти силы были направлены на исследование процесса деления. И.В. Курчатов пришел к выводу о чрезвычайной важности и перспективности изучения этого явления для ядерной физики и для возможных практических его приложений.

Одна из серьезных проблем, стоявших перед И.В. Курчатовым, заключалась в том, что уровень имевшейся в его распоряжении экспериментальной аппаратуры заметно уступал уровню техники, используемой в зарубежных лабораториях. Вместе с тем, на существенное продвижение в изучении такого сложного и многогранного явления, как деление, на выход на "мировую арену" можно было рассчитывать только в том случае, если удастся создать методики, чувствительность которых превосходила бы чувствительность методик, имевшихся к тому времени. Поэтому вопросы качественного усовершенствования экспериментальной техники были выдвинуты И.В. Курчатовым на первый план.

События быстро развивались. Большое энерговыделение, наличие "свободных" нейтронов, высвобождающихся в каждом акте, давали основание полагать, что, начавшись, процесс деления ядер урана мог бы продолжаться, самоподдерживаясь, с выделением избыточной энергии. Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон первыми разработали метод расчета цепной ядерной реакции. Начали вырисовываться пока еще далекие, но

захватывающие перспективы практического использования внутриядерной энергии.

На этом пути перед И.В. Курчатовым возникло противоречие: расчеты показывали, что для осуществления цепной реакции нужны медленные нейтроны, а при делении вылетают быстрые. Правда, было известно, как замедлять нейтроны, однако медленные нейтроны делили только ядра ^{235}U, который содержался в естественном уране в ничтожных количествах. Вставал вопрос, нельзя ли, не замедляя нейтроны, делить ими ядра ^{238}U? И.В. Курчатов предложил облучать быстрыми нейтронами естественную смесь изотопов, чтобы попытаться вызвать в ней цепную реакцию.

Перед авторами этой статьи, тогда еще совсем молодыми исследователями, И.В. Курчатов поставил серьезную задачу – определить с высокой точностью порог деления естественной смеси изотопов урана. Регистрировать осколки деления решено было ионизационной камерой: определенный опыт работы с этими приборами у нас к тому времени уже имелся. В нашем распоряжении были два нейтронных источника с различной энергией – фотонейтронный (около 50 кэВ) и радий-торий-бериллиевый (800 кэВ). Используя эту энергетическую "вилку", мы и хотели "прощупать", как ведет себя сечение деления ядер естественного урана в зависимости от энергии нейтронов. Интенсивность фотонейтронного источника была незначительной, и это означало, что потребуется максимально повысить чувствительность нашей ионизационной камеры.

В результате многочисленных экспериментов удалось создать многослойную камеру с рабочей площадью пластин около 1000 $см^2$, на поверхности которых поместилось урана в 100 раз больше, чем в ранее использовавшихся камерах. При этом все приходилось изготавливать и налаживать собственноручно: камеру, специальный усилитель к ней, настроенный на импульсы от осколков деления, другую регистрирующую аппаратуру. Много времени ушло на борьбу с шумами, микрофонным эффектом и тому подобными явлениями – усилитель был настолько чувствителен, что рабочие измерения могли проводиться только по ночам.

В фоновых опытах наблюдались какие-то отсчеты – около шести в час, от которых не удавалось избавиться и которые мы не могли объяснить несовершенством аппаратуры. Число самопроизвольных импульсов было невелико, и если они были действительно связаны со спонтанным делением урана, то вполне понятно, почему ранее, в камерах обычного типа, они не обнаруживались. Когда мы сообщили о поразительных итогах измерений Игорю Васильевичу, он воскликнул: "Если это действительно спонтанное деление, то ... то нужно бросить все и заниматься только этим! Такая ситуация бывает у экспериментаторов один раз в жизни, да и то не у всех!"

Под руководством И.В. Курчатова была составлена детальная программа исследований и контрольных измерений. Изготовили новую многослойную камеру, чувствительность которой превосходила чувствительность предыдущей еще в 3 раза. Для того чтобы исключить влияние побочных источников нейтронов и возможных электрических помех от трамваев и других установок, мы переехали из Радиевого института в Физико-технический – на тогдашнюю окраину, где измерения были продолжены.

Каждый из контрольных опытов последовательно "отсекал" возможность происхождения "спонтанных" импульсов за счет радиотехнических помех, многократных наложений импульсов от α-частиц и т.п. Сравнение амплитудных распределений "спонтанных" импульсов и импульсов от осколков вынужденного деления показало их идентичность и еще более убедило нас в том, что мы наблюдаем действительно осколки спонтанного деления. Надо сказать, немалая доля трудностей была вызвана еще и тем, что даже о вынужденном делении в то время знали очень мало. Конечно, это не могло не привести к значительному увеличению числа контрольных экспериментов, которые необходимо было проделать.

Хотя предварительные оценки показывали, что вклад в наблюдаемый эффект за счет деления урана космическим излучением крайне мал, необходимо было проверить это экспериментально. Здесь сказалась еще одна черта, характерная для И.В. Курчатова, – умение быстро изменять ход работы, перенося ее в новые условия: дальнейшие опыты стали проводиться в Москве, на одной из станций метро, на глубине 50 м, где интенсивность космического излучения уменьшалась примерно в 40 раз. Оказалось, что эффект под землей не отличался по величине от наблюдаемого в лаборатории. Опытами в московском метро был дан ответ и нашим оппонентам (кстати, тогда довольно многочисленным), утверждавшим, что эффект полностью обязан делению под действием космического излучения.

Полученные результаты были обсуждены на ученых советах Радиевого и Физико-технического институтов; директор Радиевого института академик В.Г. Хлопин доложил результаты работы на заседании Президиума Академии наук. Одновременно директор Физико-технического института академик А.Ф. Иоффе послал каблограмму, содержавшую результаты открытия, для опубликования в журнале "Physical Review" [6]. Текст ее приведен ниже.

Spontaneous Fission of Uranium

With 15 plates ionization chambers adjusted for detection of uranium fission products we observed 6 pulses per hour which we ascribe to spontaneous fission of uranium. A series of control experiments seem to exclude other possible explanations. Energy of pulses and absorption properties coincide with fission products of uranium bombarded by neutrons. No' pulses were found with UX and Th. Mean lifetime of uranium follows ten to sixteen or seventeen years.

Physico Technical Institute (F). Flerov
Radium Institute (P). Petrjak
Leningrad, USSR.
June 14, 1940 (by cable).

Знаменательно, что в том же 58-м томе "Physical Review" за 1940 г. была помещена небольшая заметка Л. Альвареца [7], в которой автор сообщал об ускорении на циклотроне Калифорнийского университета в Беркли многозарядных ионов углерода до энергии 50 МэВ с интенсив-

ностью всего несколько частиц в секунду. Могли ли мы тогда думать, что научные направления, начало которым положили эти короткие сообщения, окажутся со временем неразрывно связанными?

Сегодня, спустя несколько десятков лет, можно задаться вопросом – чем был обусловлен успех проведенных в Ленинграде опытов? Во-первых, деление ядер было только что открыто, и всегда, когда в науке намечаются новые "точки роста", можно достичь существенно новых результатов. Во-вторых, нам в огромной степени способствовали творческая атмосфера тех лет (как много нам давали одни только незабываемые "ядерные семинары" в Физико-техническом институте!) и замечательные ученые и наставники, оказывавшие нам всемерную бескорыстную поддержку, – А.Ф. Иоффе, В.Г. Хлопин, И.В. Курчатов ... Немаловажным было и то, что нам удалось качественно повысить чувствительность методики, позволившей детектировать весьма редкие события [8]. Опыт регистрации редких событий, приобретенный в ходе этой работы, очень пригодился нам в наших дальнейших исследованиях.

Хотя И.В. Курчатов был научным руководителем всего цикла исследований, он, представляя работу к публикации, оставил в числе ее авторов только наши фамилии. Отмечая его неоценимый вклад, мы писали в одной из первых статей: "Приносим искреннюю благодарность за руководство работой профессору И.В. Курчатову, наметившему все контрольные эксперименты и принимавшему самое непосредственное участие в обсуждении результатов исследований".

Изучение спонтанного деления урана продолжалось. Изготавливалась и вводилась в действие установка для исследования нейтронов спонтанного деления, планировались другие работы.

Начавшаяся война прервала наши исследования, выдвинув на первый план решение вопросов, имевших государственное значение. На протяжении более 10 лет исключительно напряженной работы делалось то, что находилось в своеобразном противоречии с прежними занятиями спонтанным делением: создавались условия, при которых ядра под действием нейтронов делились бы как можно быстрее. Более того, спонтанное деление представляло здесь заметную опасность: примесь спонтанно делящихся ядер могла явиться источником непредсказуемой цепной реакции.

В 1943 г. Г. Позе, регистрируя нейтроны, которые сопровождают спонтанное деление ядер урана, подтвердил наши результаты [9]. Хотелось бы отметить следующее обстоятельство: работая в фашистской Германии во время войны с СССР, Г.Позе в своей публикации счел необходимым в очень доброжелательной форме сослаться на публикации советских ученых, что, на наш взгляд, свидетельствовало о его научной честности и объективности.

В 1944 г. М.И. Певзнер и один из авторов статьи (Г.Н. Флеров), значительно увеличив чувствительность методики, выделили радиоактивные изотопы иода радиохимически. Тем самым было доказано присутствие осколков спонтанного деления в естественной смеси изотопов урана, т.е. проделано то, что ранее не удалось В.Либби.

Возобновление фундаментальных исследований по физике ядра в 50-х годах позволило продолжить изучение спонтанного деления по

двум направлениям, которые развивались в тесной связи, обогащая друг друга.

Первое направление касалось подробного исследования механизма спонтанного деления и включало как определение вероятности спонтанного деления ядер различных трансурановых элементов, так и изучение характеристик процесса, относящихся к данному спонтанно делящемуся ядру [10]. Шло планомерное накопление экспериментального материала, необходимого для широких обобщений: устанавливалась глобальная картина устойчивости тяжелых ядер к спонтанному делению.

В 60-е годы наступил качественно новый этап в изучении механизма спонтанного деления: атомная промышленность начала поставлять для исследователей реальное массовое количество трансурановых элементов. Появилась возможность детального измерения характеристик процесса – энергетических распределений осколков, выходов осколков различной массы, нейтронов и γ-квантов, сопровождающих деление, и т.д. На основании этих данных был сделан ряд принципиальных выводов о механизме деления. Так, в Радиевом институте впервые было экспериментально обнаружено, что в процессе деления на стадии формирования осколков существенную роль играют квантовые эффекты [11]. Позднее влияние квантовых оболочечных эффектов на жесткость ядер-осколков по отношению к деформации при формировании конфигурации делящейся системы в момент разрыва было установлено в ряде других научных центров (см., например, [12]).

Однако постепенно становилось ясно, что для изучения столь сложного явления явно недостаточно измерять какой-либо один параметр, характеризующий процесс деления данного ядра. Прогресс в изучении такой проблемы, как, например, динамика деления – механизм движения системы к ее разрыву на два осколка, связывается с начатыми в конце 60-х годов многопараметровыми исследованиями, включающими одновременное измерение трех, четырех и даже пяти характеристик процесса. Многопараметровые исследования требовали, с одной стороны, создания очень сложных экспериментальных установок, а с другой – применения современной вычислительной техники для накопления и обработки информации. Таким образом, переход к многопараметровым исследованиям означал по существу качественное изменение уровня эксперимента.

Особое место в исследовании механизма спонтанного деления заняло изучение деления, сопровождающегося вылетом легких заряженных частиц – протонов, тритонов, α-частиц и т.п. Поскольку испускание легких частиц происходит в момент времени, близкий к разделению осколков, этот процесс является своеобразным "микроскопом", посредством которого можно судить о динамических свойствах делящейся системы [13]. Деление с испусканием третьей, легкой частицы – явление маловероятное (например, на 300 случаев двойного деления приходится испускание одной α-частицы, а вероятность эмиссии других частиц еще меньше), поэтому его изучение потребовало создания сложных экспериментальных установок, предназначенных для регистрации очень редких событий. При исследовании состава легких частиц неожиданно выяснилось, что в процессе тройного деления испускаются ядра с большим избытком нейтронов (например, изотопы гелия от ^{5}He до ^{8}He), изучение структуры которых представляет особый интерес для физики ядра.

Подводя некоторый итог сказанному, отметим, что достигнутый к настоящему времени значительный прогресс в понимании механизма спонтанного деления прежде всего связан с экспериментальным и теоретическим выяснением роли квантовых оболочечных эффектов при эволюции ядра от основного состояния к седловой точке (так в физике деления принято называть состояние неустойчивого равновесия системы, после которого наступают необратимые изменения формы ядра, с неизбежностью приводящие к разрыву). Однако следующая стадия – движение ядра от седловой точки к разрыву – является в экспериментальном и теоретическом отношении гораздо менее изученной. На этой стадии в области предельных деформаций происходит формирование энергетических и массовых распределений осколков деления. Изучению именно этой стадии посвящают свои усилия специалисты ряда ведущих лабораторий, занятых изучением деления ядер. О некоторых достижениях в этой важной, но вместе с тем весьма сложной области исследований мы расскажем в следующем разделе.

Другое направление в изучении спонтанного деления связано с выяснением его роли как одного из решающих факторов в проблеме стабильности тяжелых ядер и, следовательно, в вопросе о границах периодической системы элементов. К началу этих исследований насчитывалось уже восемь трансурановых элементов, включая фермий ($Z = 100$), полученных путем многократного захвата нейтронов в нейтронных потоках большой плотности.

Прогресс на пути искусственного синтеза еще более далеких трансурановых элементов мог быть достигнут лишь при использовании ядерных реакций, вызываемых тяжелыми ионами. Такие реакции позволили бы "скачком" увеличить атомный номер синтезируемых элементов сразу на несколько единиц. Задача заключалась в доказательстве принципиальной возможности получения достаточно интенсивных пучков ионов, масса которых в 10–20 раз превышает массу протона.

Существенный шаг на этом пути был сделан в начале 50-х годов, когда Дж. Фремлин и его коллеги на циклотроне Бирмингемского университета ускорили ионы углерода, азота и кислорода с интенсивностью до 10^{10} $с^{-1}$. В этих опытах процесс ускорения происходил в два этапа: в источнике ввиду его малой мощности образовывались лишь малозарядные ионы, которые, сталкиваясь с атомами остаточного газа в камере циклотрона, скачком увеличивали свой заряд – перезаряжались – и уже затем набирали достаточно большую энергию, необходимую для инициирования ядерных реакций.

Метод двухкаскадного ускорения сыграл большую роль и послужил основой для создания целой серии ускорителей тяжелых ионов во многих лабораториях мира. Одним из первых среди них был линейный ускоритель HILAC в Беркли (США), введенный в строй в 1957 г. С тех пор при сохранении принципиальной схемы ("предускоритель" – перезарядка ионов – основной ускоритель) метод двухкаскадного ускорения претерпел существенное развитие и усовершенствование. В настоящее время наиболее совершенным ускорителем подобного типа является линейный ускоритель UNILAC в Дармштадте (ФРГ).

Мы полагали, что наряду с этим возможен и другой подход к проблеме получения пучков тяжелых ионов – метод прямого ускорения, в котором многозарядные ионы получаются непосредственно из ионного источника и далее могут быть ускорены сразу до конечной энергии. В этом слу-

чае наиболее эффективным ускорителем является циклотрон, где конечная энергия пропорциональна квадрату заряда иона, а не его первой степени, как это имеет место в линейном ускорителе. Это направление развития техники ускорения тяжелых ионов было выбрано в начале 50-х годов в Москве в Институте атомной энергии и нашло горячее одобрение и поддержку его директора И.В. Курчатова.

Здесь в коллективе учеников и сотрудников Л.А. Арцимовича был разработан и создан мощный источник многозарядных ионов плазменного типа. Уже к середине 50-х годов на 150-сантиметровом циклотроне, построенном в Институте атомной энергии, были получены моноэнергетические пучки ядер углерода, азота и кислорода необходимой энергии, а к концу 50-х годов завершен первый цикл исследований по выяснению главных особенностей взаимодействия многозарядных ионов с ядрами [14]. Первые же работы цикла показали исключительную перспективность использования тяжелых ионов для искусственного синтеза новых трансурановых элементов, и в 1956 г. начались эксперименты, нацеленные на получение неизвестного тогда элемента с атомным номером 102.

Успешно развивавшееся новое направление в физике ядра продолжало пользоваться неизменным вниманием и поддержкой И.В. Курчатова, по предложению которого было принято решение о существенном расширении исследований с тяжелыми ионами. В 1957 г. в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне была создана Лаборатория ядерных реакций (ЛЯР).

Был разработан проект классического циклотрона с полюсами диаметром 310 см, и в 1960 г. установка вступила в строй действующих. По интенсивности и ассортименту ускоряемых частиц она и по сей день остается одной из лучших в мире. В результате появилась возможность перейти к систематическим фундаментальным исследованиям, направленным на синтез новых трансфермиевых элементов, находящихся на границе ядерной стабильности.

На базе многочисленных методических разработок и исследований механизма ядерных реакций между сложными ядрами в 1964–1970 гг. в Лаборатории были синтезированы новые трансфермиевые элементы с атомными номерами 102, 103, 104 и 105, изучены их физические и отчасти химические свойства [15, 16]. Элемент 104, открытый в 1964 г., был назван "курчатовий". В этом выразилось чувство глубокого уважения авторов открытия к своему учителю – академику Игорю Васильевичу Курчатову, одному из корифеев советской ядерной физики, выдающемуся организатору научных исследований.

Для идентификации элементов 102 и 103 преимущественно использовалось детектирование α-распада новых ядер. Для элементов 104 и 105 в Дубне был развит и применен другой подход к идентификации, основанный на регистрации их спонтанного деления. Это было связано со следующими обстоятельствами. Во-первых, если для ядер с $Z < 100$ спонтанное деление является довольно редким видом распада, то в области $Z \geqslant 100$ оно превращается в основной. Во-вторых, идентификация новых нуклидов по их спонтанному делению имеет очевидные преимущества: осколки деления регистрируются с наивысшей чувствительностью благодаря

их большой энергии и сравнительно малому набору известных спонтанно делящихся излучателей. Тем самым решается существенная проблема – проблема фона, возникающая всякий раз, когда приходится детектировать редкие акты распада, на которые накладывается большое число побочных событий. В-третьих, изучение спонтанного деления далеких трансурановых элементов имеет большую самостоятельную ценность. Если к тому же учесть, что такой подход позволял исследовать спонтанное деление весьма экзотических по своему нуклонному составу ядер, то можно было ожидать появления и новых закономерностей в механизме деления, и новых эффектов.

Несколько забегая вперед, отметим, что преимущественная ориентация на спонтанное деление оказалась правильной и плодотворной – были действительно обнаружены качественно новые явления и закономерности, связанные с делением тяжелых ядер.

Наиболее полно возможности спонтанного деления как метода идентификации новых трансфермиевых элементов проявились при синтезе элементов 106 и 107, осуществленном в 1974–1976 гг.

Продвижение по пути синтеза новых элементов с $Z > 105$ традиционным способом – облучением мишеней из тяжелых трансурановых элементов (Cm, Cf) сравнительно легкими ионами (O, Ne) – значительно затруднялось тем, что при использовании мишеней, которые сами имеют высокую осколочную активность, резко возрастает вероятность образования спонтанно делящихся изотопов фермия в результате реакций передачи нуклонов. Оба эти фактора приводят к образованию большого осколочного фона. К тому же составные ядра, получаемые в таких комбинациях, обладают энергией возбуждения около 40–50 МэВ, и в основное состояние путем последовательного испускания нейтронов может перейти лишь 10^{-9} – 10^{-10} их часть. В результате образование таким способом каждого последующего нового элемента является все более и более редким процессом.

Следуя по пути ускорения все более тяжелых частиц и использования нерадиоактивных мишеней, группа сотрудников ЛЯР во главе с Ю.Ц. Оганесяном разработала новый метод синтеза трансфермиевых элементов, основанный на образовании слабовозбужденных составных ядер при бомбардировке мишеней из свинца ускоренными ионами аргона, титана, хрома и т.п. [17]. Данный метод свободен от многих трудностей, возникающих при традиционном подходе к синтезу новых элементов и благодаря отсутствию фона отличается очень высокой чувствительностью при детектировании спонтанного деления. Использование такого метода и привело к открытию элементов с порядковыми номерами 106 и 107 [18, 19].

В последние годы разработанный в Дубне новый метод синтеза трансфермиевых элементов развивается также в Дармштадте на ускорителе UNILAC, где были подтверждены и дополнены результаты, полученные в Дубне. В частности, при облучении мишени из ^{209}Bi ионами ^{54}Cr был синтезирован нуклид $^{262}107$ – новый изотоп элемента 107, ранее полученного в Дубне. Примечательно, что изотопы этого элемента, синтезированные в Дубне и Дармштадте, преимущественно испытывают α-распад, имея при этом параметр делимости $Z^2/A \approx 44$ (согласно положениям капельной модели, сформулированным Н. Бором, Дж.А. Уилером и Я.И. Френке-

лем, такое ядро должно быть крайне неустойчивым относительно спонтанного деления).

Дальнейшие перспективы связываются с использованием реакций полного слияния тяжелого ядра-мишени с ускоренными ионами типа ^{48}Ca, представляющими исключительные возможности для искусственного синтеза элементов. Структура ядра ^{48}Ca такова, что поверх заполненного дважды магического остова ^{40}Ca имеется восемь нейтронов. Его перестройка при слиянии с другим ядром требует значительных энергетических затрат, что приводит к малой энергии возбуждения получающейся составной системы, а "лишние" нейтроны оказываются существенными для максимального продвижения в область больших Z и N.

Несмотря на столь очевидные достоинства, ионы ^{48}Ca до 1976 г. нигде не ускорялись, поскольку содержание ^{48}Ca в естественной смеси изотопов кальция очень мало (0,18%), а его выделение – задача довольно сложная и дорогостоящая. Кроме того, кальций как химический элемент не имеет подходящих газообразных соединений, что исключает возможность его использования в ионных источниках обычного типа с рабочим веществом в виде газа.

Эта сложная научно-техническая задача была решена в ЛЯР на ускорителе У-300, что позволило впервые получить пучок ускоренных ионов ^{48}Ca с интенсивностью около 10^{12} $с^{-1}$ и энергией 260 МэВ.

Новым важным шагом явился пуск в конце 1978 г. в ЛЯР ОИЯИ нового ускорителя тяжелых ионов – 4-метрового изохронного циклотрона У-400. Интенсивность пучка ионов ^{48}Ca на У-400 будет, по крайней мере, в 10 раз превосходить те, которые имели место до сих пор, и это обеспечит существенное увеличение чувствительности в экспериментах по синтезу новых элементов. Кроме того, станет возможным значительно увеличить быстродействие аппаратуры: с помощью современных методик, разрабатываемых для экспериментов на У-400, можно попытаться получить трансфермиевые элементы с временем жизни до 10^{-9} с.

Вместе с тем вся история развития исследований спонтанного деления ядер представляет яркий пример того, как результаты вначале чисто фундаментальных исследований приобретают со временем все большее прикладное значение.

Именно акты спонтанного деления в образце урана являются источником, возбуждающим цепную реакцию; спонтанное деление стало своеобразным ключом к практическому освоению внутриядерной энергии. Нейтроны, которые сопровождают спонтанное деление ядер изотопа калифорния ^{252}Cf, накапливающегося в атомных реакторах, позволяют использовать этот нуклид в качестве чрезвычайно компактного и в то же время очень мощного нейтронного источника для исследований в геологии, медицине, биологии и т.д.

Однако есть и другие, менее прямые и очевидные аспекты практического применения достижений в изучении спонтанного деления ядер. Фундаментальные исследования в области естественных наук связаны, как правило, с предельно сложными экспериментальными проблемами и приводят к разработке и созданию уникальных методик и установок, обладающих самостоятельной практической ценностью. Опыт, накопленный при проведении фундаментальных исследований, часто оказывается определяющим при решении многих актуальных прикладных задач.

Так, в Радиевом институте им. В.Г. Хлопина успешно проводится большой цикл тонких экспериментальных исследований по прецизионному измерению ряда ядерно-физических характеристик спонтанно делящегося ядра ^{252}Cf, например средне-

го числа нейтронов на акт распада и формы их энергетического спектра [20, 21]. Эти характеристики стали важными опорными параметрами для создания системы ядерно-физических данных (ядерно-физических констант – ЯФК), используемой при проектировании реакторов – размножителей на быстрых нейтронах. Дело в том, что неопределенность в значениях этих опорных параметров существенно сказывается на стоимости топливного цикла реактора, что и приводит к необходимости их очень точного определения. Требуемая точность здесь необычно высока и, например, для величины $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) – среднего числа нейтронов на акт спонтанного деления ^{252}Cf – составляет десятые доли процента.

Рассматривая проблему в целом, следует отметить, что широкое развитие атомной энергетики выдвинуло перед специалистами в области ядерной физики весьма сложную задачу – разработку системы ЯФК, которые должны быть известны с очень высокой точностью, причем к этой точности предъявляются все большие требования. Некоторые ЯФК для основных делящихся нуклидов и материалов, применяемых при строительстве реакторов, которые экспериментально измерены в Радиевом институте им. В.Г. Хлопина, по своей точности и достоверности превосходят результаты, полученные в ведущих лабораториях мира, и используются в качестве всесоюзных и мировых стандартов [22, 23].

Вместе с тем исследования границ периодической системы элементов Д.И. Менделеева стимулировали развитие методов и техники ускорения тяжелых ионов и положили начало новому направлению в изучении атомного ядра – физике тяжелых ионов. В свою очередь, интенсивные пучки ускоренных тяжелых ионов открывают уникальные возможности для решения многих актуальных прикладных задач [24].

Из всего многообразия практического применения тяжелых ионов, включающего биологию, медицину, возможности получения вещества с высокой плотностью, при больших давлениях и температурах и так далее, нужно особо отметить так называемые ядерные фильтры [25]. Эти фильтры, получаемые при облучении тонких пленок пучком тяжелых ионов, обладают большим и при этом дозированным числом отверстий, которые в отличие от обычных фильтров имеют строго определенный, заранее задаваемый размер. В настоящее время ядерные фильтры с успехом используются в электронике, при очистке различных газообразных и жидких материалов, в пищевой промышленности, медицине, при решении экологических проблем. Возможности дальнейшего расширения применения ядерных фильтров представляются практически неисчерпаемыми. Пучки ускоренных тяжелых ионов начинают широко использоваться в радиационном металловедении, позволяя моделировать радиационные повреждения, вызываемые быстрыми нейтронами в конструкционных материалах атомных реакторов. Процесс поверхностного разрушения, который в самых мощных реакторах длится несколько лет, с помощью тяжелых ионов может быть воспроизведен за несколько часов.

Некоторые результаты изучения спонтанного деления. За 40 лет, прошедших со времени открытия спонтанного деления, в трансурановой области синтезировано более 100 нуклидов. Примерно 50 ядер из 100 испытывают спонтанное деление. Для большинства ядер периоды спонтанного деления определены достаточно точно, для некоторых получены лишь нижние границы периодов. Для многих ядер из этой области экспериментально определены также характеристики барьеров деления.

Первые попытки систематизации периодов спонтанного деления, позволившие выяснить глобальную картину устойчивости тяжелых ядер по отношению к такому виду распада, относятся к началу 50-х годов [26]. Тогда было установлено, что периоды спонтанного деления четно-четных ядер уменьшаются примерно экспоненциально с ростом параметра делимости Z^2/A. Это качественно согласовывалось с предсказаниями классической модели, в которой проводится аналогия между ядром и кап-

лей равномерно заряженной жидкости и поведение ядра при деформации определяется конкуренцией двух сил классического происхождения: дальнодействующих сил кулоновского отталкивания и короткодействующих ядерных сил, рассматриваемых как силы поверхностного натяжения. В тяжелых ядрах эти две силы, имеющие противоположный знак, почти скомпенсированы: несмотря на то что каждая из них очень велика, разностный эффект, который и определяет высоту барьера деления, препятствующего самопроизвольной деформации и развалу ядра на два осколка, составляет для тяжелых ядер, например для урана, лишь 5–6 МэВ. Тем не менее в области урана барьер такой высоты приводит к тому, что время жизни ядра относительно спонтанного деления имеет значение порядка 10^{16} лет. По мере перехода в область более тяжелых ядер кулоновские силы увеличиваются гораздо быстрее сил поверхностного натяжения, высота барьера деления уменьшается и при $(Z^2/A) = (Z^2/A)_{\text{крит}} \approx 46 \div 48$ барьер исчезает (рис. 1). Ядро оказывается абсолютно неустойчивым относительно бесконечно малых самопроизвольных изменений формы и должно испытывать спонтанное деление за время порядка 10^{-21} с.

Казалось бы, получается довольно простая картина: периоды спонтанного деления всех трансурановых элементов T_{SF} заключены в интервале от измеренного в 1940 г. периода спонтанного деления ^{238}U (10^{16} лет) до периода 10^{-21} с, соответствующего времени жизни абсолютно неустойчивой ядерной системы, при этом все другие точки должны были бы располагаться на экспоненциальной кривой, проведенной между крайними значениями. Таким образом, измерение 1940 г. в совокупности с вычислениями Бора и Уилера задали крупномасштабную "калибровку" устойчивости ядер по отношению к спонтанному делению.

Однако появление новых данных о периодах спонтанного деления трансурановых, а затем и трансфермиевых элементов потребовало существенного уточнения простой капельной модели. Из зависимости, приведенной на рис. 1, следует, что имеются существенные эффекты, не объяснимые в рамках классической модели. Во-первых, это большие ($10^3 - 10^6$) коэффициенты запрета для изотопов с нечетным числом нуклонов. Так, T_{SF} для ^{238}Pu составляет $4{,}9 \cdot 10^{10}$ лет, а для ^{239}Pu – $5{,}5 \cdot 10^{15}$ лет, для ^{256}Fm – $2 \cdot 10^{-4}$ года (1,7 ч), для ^{257}Fm – 10^2 лет: добавление всего одного нуклона к четно-четному остову приводит к резкому возрастанию стабильности системы. Во-вторых, в модели жидкой капли барьеры деления, а следовательно, и T_{SF} для изотопов одного элемента должны монотонно возрастать с увеличением A, т.е. с уменьшением Z^2/A. Однако у кривых, соединяющих значения периодов спонтанного деления разных изотопов одного элемента, имеются, как правило, максимумы.

По мере увеличения числа протонов в ядре зависимость периода полураспада от числа нейтронов N для изотопов данного элемента становится все более сильной и, например, для изотопов фермия или элемента с $Z = 102$ изменение числа нейтронов на две единицы может приводить к уменьшению стабильности по отношению к спонтанному делению в $10^4 - 10^7$ раз.

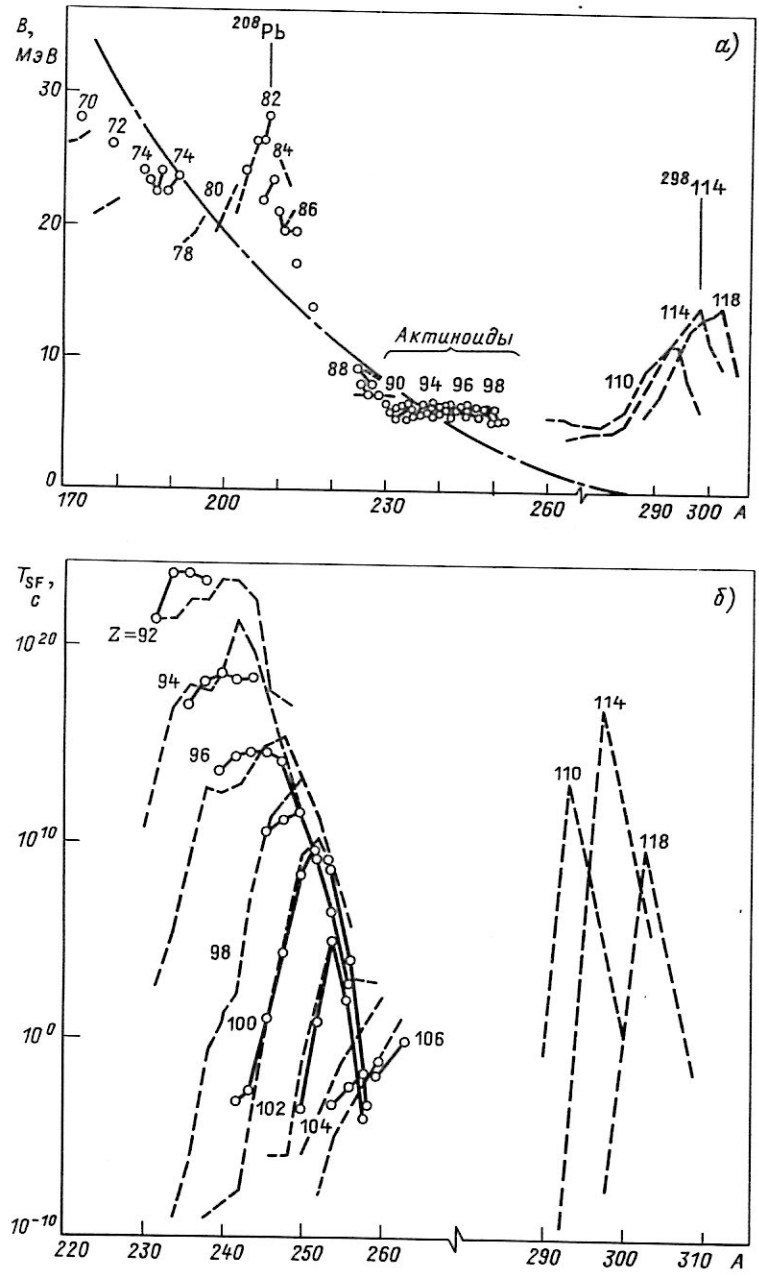


Рис. 1. Зависимость барьера деления (*а*) и периода полураспада (*б*) тяжелых ядер относительно спонтанного деления от массового числа

В 1964 г. в ЛЯР произошло событие, существенно изменившее представления о пределе стабильности атомных ядер: был синтезирован элемент с порядковым номером 104 – курчатовий, время жизни которого относительно спонтанного деления оказалось на много порядков больше, чем это следовало из прежней систематики.

Характер изменения стабильности четно-четных изотопов курчатовия в зависимости от числа нейтронов также кардинально отличается от аналогичных зависимостей для калифорния, фермия и элемента с порядковым номером 102. Ю.Ц. Оганесян с сотрудниками обнаружили [27], что эта зависимость для изотопов курчатовия свидетельствует о монотонном увеличении времени жизни четно-четных ядер курчатовия с увеличением их массы без каких-либо существенных вариаций в области $N = 152$, там, где для более легких ядер эти вариации огромны.

Таким образом, порядковому номеру 104 соответствует неожиданный скачок в ядерных свойствах, приводящий к повышенной стабильности ядра.

Из всех этих фактов можно сделать вывод, что модель жидкой капли соответствует лишь грубой усредненной картине и существенную роль в процессе деления играет внутренняя структура ядра.

В 1962 г. в Дубне в ходе экспериментов по синтезу нового элемента с порядковым номером 104 обнаружили, что ядро ^{242}Am испытывает спонтанное деление с периодом полураспада около 0,014 с [28]. Этот период нельзя было отнести ни к вынужденному делению (время жизни такой системы меньше 10^{-16} с), ни к самопроизвольному делению из основного состояния.

Исследования, проведенные в Дубне и других ведущих лабораториях мира, показали, что наличие у ядра двух периодов полураспада по отношению к спонтанному делению – не единичное явление.

К настоящему времени идентифицировано более 30 таких ядер в области от урана до берклия с "аномальными" периодами полураспада 10^{-11} – 10^{-2} с, полученных как в реакциях с тяжелыми ионами, так и при облучении тяжелых ядер нейтронами различной энергии (вплоть до тепловых), γ-квантами и легкими заряженными частицами [29].

О Бор и один из авторов [30] предложили интерпретировать это интересное явление как деление из изомерного состояния, деформация которого существенно превышает равновесную, т.е. как изомерию формы.

Открытие деления из изомерного состояния стимулировало возникновение нового теоретического подхода [31, 32] как к проблеме устойчивости тяжелых ядер, так и к модели оболочек в целом, что, в свою очередь, позволило придать гипотезе об изомерии формы более конкретное содержание. Это было сделано В.М. Струтинским.

Оказалось, что оболочечная структура ядра – группирование одночастичных уровней, приводящее к возникновению больших неоднородностей в спектре энергетических состояний, оказывает большое влияние практически на все аспекты процесса деления.

В частности, если в капельной модели потенциальная энергия ядра представляла собой простую функцию деформации с одним максиму-

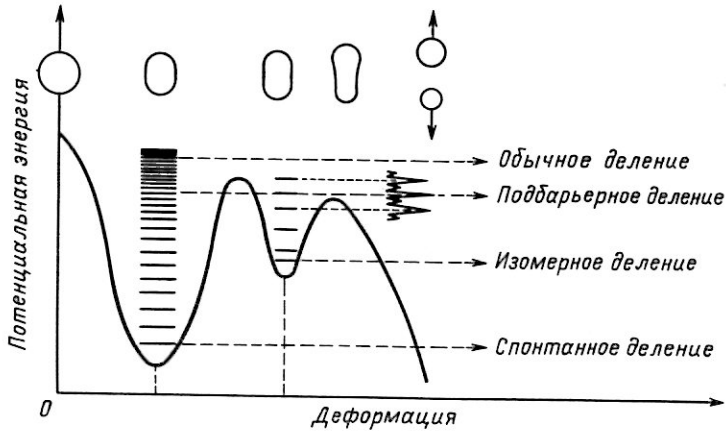


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии тяжелых ядер от деформации

мом, то учет оболочечной структуры приводит к появлению в наиболее интересной области ядер двугорбого барьера деления (рис. 2): ядро по мере движения к разрыву периодически меняет свои свойства и при деформациях, заметно превышающих равновесную, в нем происходит формирование новых больших оболочек, существенно стабилизирующих систему. Потенциальная энергия ядра имеет здесь второй минимум, и, если ядро в процессе деления попадает в такую "яму" и его энергия меньше, чем высота окружающих минимум барьеров, оно захватывается. Далее возможно либо деление из второй ямы, вероятность которого определяется высотой и формой второго барьера (это и есть спонтанное деление из изомерного состояния, экспериментально обнаруженное в 1962 г.), либо радиационный переход из изомерного состояния в основное путем туннельного перехода под первым барьером.

Таким образом, наряду с "жидкокапельной" составляющей барьера модель, предложенная В.М. Струтинским, включает также оболочечную составляющую. Оболочечная составляющая барьера деления максимальна для сферических и околомагических ядер. Так, в районе магических чисел $Z \approx 114$ и $N = 184$ многочисленные расчеты по методу В.М. Струтинского предсказали существование новой области ядер, для которых барьер деления имеет высоту от 8 до 14 МэВ, т.е. ядер, обладающих повышенной стабильностью относительно спонтанного деления (см., например, [33, 34]). Аналогичное предсказание было сделано и ранее, например, в работах В. Майерса и В. Святецкого [35]. Экстраполяция их расчетов, основанных на попытке объединения модели жидкой капли с моделью независимых частиц, в область сверхтяжелых ядер показала, что вблизи предполагаемых магических чисел $Z = 126$ и $N = 184$ учет оболочечной поправки приводит к возникновению барьера деления высотой около 9 МэВ.

Следует, однако, оговорить, что ошибки, связанные с экстраполяцией параметров одночастичного потенциала в область сверхтяжелых ядер,

могут быть весьма велики и это существенно отражается на точности расчета потенциальной энергии ядра как функции его деформации и, в частности, при определении высоты и формы барьера деления.

Подводя некоторый итог сказанному, можно отметить, что теория оболочечной поправки, подтвержденная к настоящему времени рядом прямых экспериментов, оказала заметное влияние на физику деления атомных ядер. В частности, в рамках этой теории получено естественное объяснение большой совокупности уже имеющихся экспериментальных фактов. Прежде всего это относится к некоторым важным и интересным физическим эффектам (таким, например, как образование спонтанно делящихся изомеров), проявляющимся на первой стадии деления, при движении ядра от основного состояния к седловой точке. В настоящее время не вызывает сомнений то положение, что поведение ядра на этой стадии процесса почти полностью задается видом поверхности потенциальной энергии, т.е. статическими эффектами, достаточно хорошо описываемыми в рамках теории.

После того как система за счет туннельного эффекта преодолевает область барьера, она оказывается на следующей стадии процесса: хотя силы, препятствующие ее разделению, уже отсутствуют, нарождающиеся осколки сильно перекрываются и взаимодействуют друг с другом. Наступает следующий, динамический этап процесса деления. Скорость, связанная с коллективным движением системы, направленным к ее разрыву, становится положительной, за счет чего возможно появление реальных нуклонных возбуждений в системе. Коллективная энергия, сосредоточенная сначала на "делительной" степени свободы, может здесь рассеиваться (диссипировать), распределяться по внутренним степеням свободы ядра.

Какой же вывод о динамическом этапе процесса следует из теории? Все теоретические модели, включающие в рассмотрение эту стадию деления, различаются в зависимости от предположения о степени связи коллективного движения ядра и движений отдельных нуклонов, т.е. в зависимости от предположения об адиабатичности по отношению к одночастичным степеням свободы. Примером адиабатического подхода может служить динамическая модель Р. Никса и В. Святецкого [36], в которой из-за слабости связи коллективных и одночастичных степеней свободы последние успевают перестраиваться при каждой новой деформации, при этом уменьшение полной потенциальной энергии ядра за седловой точкой реализуется в коллективных степенях свободы в виде кинетической энергии относительно движения будущих осколков.

В случае сильной связи одночастичных и коллективных степеней свободы имеют место процессы неадиабатического "перемешивания" энергии между различными степенями свободы (типа вязкого нагрева). Заметим, что в ядерных системах конечного размера понятие вязкости вводится для того, чтобы характеризовать интенсивность обмена энергией между коллективными и одночастичными движениями. Если такие процессы обмена будут определяющими при спуске с седловой точки, то справедливым приближением будет статистическая модель Фонга [37].

Различие между этими двумя подходами проявляется в том, что при адиабатическом спуске с седловой точки движение системы вдоль делительной степени свободы происходит все быстрее по мере разделения ядра: уменьшение потенциальной энергии реализуется в кинетической энергии будущих осколков. Неадиабатический спуск приводит к появлению нуклонных одночастичных возбуждений, и движение по делительной степени свободы замедляется, при этом механизм диссипации энергии может быть различным [38, 39]: либо имеет место взаимодействие

нуклонов с движущейся "стенкой" ядра (однотельная диссипация), либо нуклоны взаимодействуют между собой (двухтельная диссипация), однако в любом случае в статистическом варианте теории деления осколки к моменту разрыва системы обладают определенной энергией возбуждения.

Экспериментальное изучение динамики деления представляет задачу чрезвычайной сложности. Эволюция системы от седловой точки к разрыву остается, в некотором смысле, "вещью в себе" — основные характеристики явления могут быть измерены лишь на "асимптотике", после того как осколки рассеялись друг на друге и испустили в процессе девозбуждения нейтроны и γ-кванты. Отсюда и возникает необходимость постановки многопараметровых корреляционных экспериментов, позволяющих делать определенные количественные заключения о важных характеристиках деления, таких, например, как энергия возбуждения осколков, которая несет существенную информацию о способах распределения энергии между различными степенями свободы в делящемся ядре.

В силу ряда экспериментальных трудностей подобные опыты пока уникальны, и тем более ценной представляется полученная в них информация. Так, в работе [40] с помощью высокоэффективного сцинтилляционного детектора нейтронов были исследованы распределения числа нейтронов, испускаемых индивидуальными осколками спонтанного деления ^{252}Cf. На основе этих данных была проведена оценка энергии, представляющей собой разность между полным энерговыделением в акте деления и потенциальной энергией системы в точке разрыва. Оказалось, что максимальное значение разности составляет около 7 МэВ, и это значение дает верхний предел как для предразрывной кинетической энергии осколков, так и для диссипированной энергии, которая уже в точке разрыва принадлежит внутренним степеням свободы системы. К аналогичным заключениям в последнее время привели и многопараметровые исследования механизма тройного деления [41]. Из этих данных может быть сделан тот существенный вывод, что реальный процесс движения системы за седловой точкой не соответствует ни одному из экстремальных случаев, рассматриваемых в теории: он характеризуется чертами как динамической модели жидкой капли без трения, так и статистической модели Фонга, соответствующей очень большой вязкости.

Итак, изучение динамических аспектов механизма спонтанного деления уже принесло важную информацию о сложных процессах движения ядерной материи в делящемся ядре. Можно полагать, что прогресс в решении одной из самых актуальных задач физики атомного ядра — динамики крупномасштабных изменений его формы — будет в значительной степени связан с успехом в экспериментальном и теоретическом исследованиях спонтанного деления тяжелых ядер. Мы думаем, что уже ближайшие годы будут ознаменованы качественным изменением уровня экспериментов, увеличением их числа и расширением круга исследуемых ядер, и это должно привести к принципиальному уточнению теории, к существенному развитию и обобщению наших представлений об атомном ядре.

Вместе с тем дальнейшее продвижение в изучении динамики деления играет важную роль в проблеме сверхтяжелых элементов. Расчет перио-

дов спонтанного деления тяжелых и сверхтяжелых ядер представляет динамическую задачу чрезвычайной сложности. Потенциальная энергия ядра, вычисленная как функция его формы, еще не определяет динамики движения делящейся системы к точке разрыва. Знание потенциальной энергии позволяет вычислять силы, действующие в системе, однако дальнейшее решение полной динамической задачи требует определения таких свойств делящегося ядра, как его инерция, диссипация коллективной энергии по другим степеням свободы. Таким образом, появляется, например, необходимость ввести эффективные массовые параметры, на которые оболочечная структура ядра оказывает влияние не в меньшей степени, чем на саму потенциальную энергию.

Однако вычисление эффективных массовых параметров представляет задачу принципиально менее определенную, чем вычисление потенциальной энергии, поскольку ее решение требует введения дополнительных предположений о динамике деления, справедливость которых, как мы уже смогли убедиться, не всегда оправдана.

Используя теоретические значения барьеров деления (или поверхностей потенциальной энергии в более реальном многомерном случае) и вводя определенные предположения о значении эффективной массы и ее зависимости от формы ядра, в настоящее время можно получить удовлетворительное теоретическое описание систематики экспериментальных значений T_{SF} – в среднем с точностью до множителя порядка 50. Важно, что при этом в расчетах удается воспроизвести все главные "нерегулярности" в систематике T_{SF}, в частности резкое изменение характера стабильности четно-четных изотопов курчатовия, о котором говорилось выше. Вместе с тем чувствительность к деталям расчета такова, что каждая из неопределенностей – 1 МэВ в высоте, 5% в ширине барьера или 10% в значении массового параметра – приводит к изменению T_{SF} примерно в 100 раз [42].

Поэтому пока нельзя ожидать уменьшения неопределенности расчета периодов спонтанного деления сверхтяжелых ядер, которая сейчас составляет $10^{\pm 10}$ лет.

Ядра сверхтяжелых элементов. Предсказание возможного существования новой области в периодической системе элементов Д.И. Менделеева – области сверхтяжелых элементов (СТЭ) – является для науки об атомном ядре одним из самых существенных следствий экспериментального и теоретического исследований процесса спонтанного деления. Сумма наших знаний об атомном ядре, полученная на протяжении последних четырех десятилетий, делает это предсказание достаточно надежным и, что важно, не зависящим от выбора того или иного конкретного варианта оболочечной модели. Ответ на вопрос о существовании СТЭ означал бы, пожалуй, наиболее критическую проверку самой концепции об оболочечной структуре ядра – основной ядерной модели, успешно выдерживавшей до сих пор многие испытания при объяснении свойств известных атомных ядер.

Более конкретно устойчивость самых тяжелых ядер определяется главным образом их спонтанным делением, и поэтому необходимым условием существования таких ядер является наличие у них барьеров относительно

деления. Для ядер от урана до фермия оболочечная составляющая в барьере деления, хотя и приводит к некоторым интереснейшим физическим явлениям, все же не оказывает критического влияния на их стабильность и проявляется в суперпозиции с жидкокапельной составляющей барьера. В области СТЭ капельная составляющая барьера полностью исчезает, и стабильность сверхтяжелых ядер определяется проницаемостью чисто оболочечного барьера.

Вместе с тем если для принципиального существования ядер СТЭ достаточно наличия барьера, то для экспериментальной проверки такого предсказания требуется знание времени жизни ядер СТЭ относительно спонтанного деления, так как при любой конкретной постановке эксперимента по их поиску невозможно охватить весь диапазон времен жизни – от 10^{10} лет до 10^{-10} с. Выбор методики эксперимента существенно зависит от того, в каком интервале времен жизни проводится исследование.

Как уже говорилось, неопределенность теоретического расчета T_{SF} слишком велика – не менее 8–10 порядков. Эта неопределенность априори не исключает ни одной из возможностей получения или обнаружения СТЭ, и в качестве направлений экспериментального решения проблемы можно выбрать как поиск СТЭ в природе (на Земле, в объектах космического происхождения, в составе космического излучения и т.д.), так и искусственное получение элементов на ускорителях (в ядерных реакциях между сложными ядрами).

Сделаем несколько замечаний относительно поиска СТЭ. Очевидно, что поиск СТЭ в земных объектах может привести к успеху только при счастливом стечении двух обстоятельств. С одной стороны, должен существовать эффективный механизм нуклеосинтеза, с достаточной вероятностью приводящий к образованию атомных ядер СТЭ. С другой стороны, нужно, чтобы существовал хотя бы один нуклид, принадлежащий к новой области стабильности, который имел бы время жизни, сравнимое со временем жизни Земли, – $4{,}5 \cdot 10^9$ лет.

Если речь идет о присутствии СТЭ в объектах внеземного происхождения – в метеоритах, космическом излучении и т.п., то такие поиски могут привести к успеху даже в том случае, если время жизни ядер СТЭ существенно меньше 10^{10} лет: такие объекты могут оказаться значительно "моложе" земных образцов ($10^7 - 10^8$ лет).

Уже долгое время в качестве возможного источника образования СТЭ в процессах нуклеосинтеза во Вселенной рассматриваются взрывы сверхновых звезд, во время которых имеет место так называемый *r*-процесс – процесс быстрого многократного захвата нейтронов ядрами. Хотя оценки вероятности и распространенности СТЭ, получающихся в результате *r*-процесса, весьма противоречивы (так, примерно с равной вероятностью можно предсказать выход СТЭ от одной десятой выхода урана до исчезающе малых значений [43]), принципиальная возможность подобного их образования остается. Обсуждаются также другие источники и механизмы образования СТЭ в звездах, например в процессах, протекающих в нейтронных звездах (пульсарах).

Более чем десятилетняя история поисков СТЭ, характеризуемая периодами резкого увеличения и уменьшения активности исследований, показа-

ла, что эта задача является исключительно сложной и требует приложения значительных усилий: поскольку до настоящего времени СТЭ не были надежно обнаружены, это может означать, что их концентрация крайне низка. Большинство ученых, которых вначале привлекала возможность обнаружить новый остров стабильных элементов, сделав одну-две попытки, оставили эту проблему. Лишь очень немногие группы систематически занимаются этой задачей и применяют все более чувствительные и универсальные методы.

Сделав небольшое введение в проблему поиска СТЭ в природе, не будем останавливаться на подробном изложении результатов конкретных работ – об этом уже сообщалось неоднократно (см., например, [44]). Вместо этого на примере исследований, проводившихся на протяжении последних 10 лет в ЛЯР, покажем два возможных и, на наш взгляд, удачных подхода к проблеме: речь идет о поиске ядер СТЭ в галактическом космическом излучении и поиске спонтанно делящихся ядер СТЭ в метеоритах и земных образцах.

В работах по поиску СТЭ в галактическом космическом излучении, проводимых В.П. Перелыгиным и другими [45], используется свойство силикатных минералов, в частности оливинов, из метеоритов регистрировать и сохранять в течение десятков и даже сотен миллионов лет следы от остановки атомных ядер. Простые оценки показывают, что в 1 $см^3$ оливинов за такое время должны накопиться сотни и даже тысячи следов ядер группы урана–тория. Применяя подходящий раствор для травления оливинов и обеспечивая условия для проникновения этого раствора к зонам скрытых дефектов, вызванных прохождением тяжелых ядер, можно получить видимые треки, длина которых непосредственно зависит от заряда соответствующих ядер.

За короткий срок был просмотрен объем кристаллов оливина, обеспечивший измерение 2500 треков ядер с $Z \geqslant 70$. В спектре длин следов этих ядер выделяется группа 180–230 мкм, обусловленная ядрами урана–тория (около 180 треков), при этом обнаружен трек длиной около 370 мкм, форма которого аналогична форме треков уран-ториевой группы. Такая длина трека соответствует ядру с $Z \approx 110$. Другой очень длинный трек не дает такой степени уверенности, поскольку не весь укладывается в объеме кристалла – неизвестная его часть осталась за пределами природного детектора. Однако измеренная часть трека позволяет утверждать, что он оставлен ядром с $Z > 98$.

Отметим, что объем данных, полученных в результате этого цикла исследований, по крайней мере, в 20 раз превышает объем данных, полученных ранее с помощью высотных зондов и космических аппаратов с большими поверхностями, на которых нанесены фотоэмульсии, при этом объем просмотренных оливинов сравнительно легко можно увеличить на порядок. Это позволит окончательно установить, присутствуют ли ядра СТЭ в галактическом космическом излучении, и получить о них более достоверную и детальную информацию.

Приступая к работам по поиску СТЭ в земной коре и в метеоритах, в ЛЯР понимали, что решение этой проблемы требует создания чрезвычайно чувствительных методик, которые позволяли бы обнаружить но-

вые элементы при исключительно низкой концентрации ($10^{-13} - 10^{-14}$ г СТЭ на 1 г вещества или менее). Большая чувствительность в сочетании с универсальностью делают метод обнаружения СТЭ, основанный на прямой регистрации актов спонтанного деления, предпочтительным, по крайней мере на первом этапе поисков. Высокая чувствительность этого метода обусловлена тем, что в природе существует только один спонтанно делящийся излучатель — уран. Поэтому в первом приближении задача поисков сводится к регистрации редких актов спонтанного деления и к выяснению их связи с распадом урана или другими возможными источниками фона. Здесь за основу были взяты большие пропорциональные счетчики осколков деления и детекторы, регистрирующие нейтронную "вспышку", которая возникает в акте спонтанного деления ядер СТЭ [46].

Большие пропорциональные счетчики (длиной до 2 м) должны были регистрировать высокоэнергетические осколки спонтанного деления ядер СТЭ, обладая собственным фоном не выше 1 имп./год. При содержании урана в исследуемом образце около 10^{-6} г/г сравнительно легко мог быть достигнут предел обнаружения СТЭ, соответствующий концентрации 10^{-13} г/г.

Еще большая чувствительность была получена с помощью нейтронных детекторов на основе пропорциональных счетчиков с ^{3}He, что позволяет без разрушения работать с большими природными образцами (массой до 100 кг). Для исключения фона, вызываемого космическим излучением, все измерения проводились в соляной шахте на глубине 1100 м водного эквивалента с дополнительным подавлением фона от космических мюонов с помощью системы счетчиков Гейгера–Мюллера. Уровень собственного фона системы составил меньше одного события в год. Имея образец массой около 20 кг и зарегистрировав 10–20 событий в год, можно было обнаружить СТЭ при концентрации 10^{-15} г/г. На протяжении многих лет эта чувствительность является рекордной. (Напомним, что подобную по своему принципу методику использовали ранее В. Либби и Г. Позе для обнаружения спонтанного деления ядер урана. Чувствительность за четыре десятилетия повысилась в 10^7 раз.)

В итоге длительных многомесячных измерений образцов метеоритов "Ефремовка", "Алленде" и "Саратов" был обнаружен эффект множественного испускания нейтронов, для объяснения которого необходимо допустить присутствие в образцах следов нового долгоживущего спонтанно делящегося нуклида, принадлежащего, наиболее вероятно, к области СТЭ: наблюдавшаяся скорость счета составляла в среднем одно событие за 5 дней для образцов массой 10 кг, что в 10–30 раз выше, чем можно объяснить содержанием в этих метеоритах урана ($2 \cdot 10^{-8}$ г/г), а также другими источниками фона.

Трудно думать, однако, что СТЭ могут присутствовать только в метеоритах, скорее всего, это лишь вопрос их концентрации. Поэтому совершенно не исключено, что перспективными для поиска СТЭ могут оказаться и другие объекты, в частности, имеющие земное происхождение, такие, как железомарганцевые конкреции, геотермальные воды п-ва Челекен (район Южного Каспия), базальты Кольского п-ва и т.п.

Одним из первых объектов земного происхождения, где усиленно проводились поиски СТЭ, явились геотермальные воды Челекена, работа с которыми в ЛЯР была начата несколько лет назад. Воду геотермального источника пропускали через большую колонку с анионообменной смолой. Затем смытую минеральную фракцию помещали в чувствительный объем нейтронного детектора. Длительные опыты показали, что в геотермальных водах Челекена также имеются ультрамалые, но вместе с тем вполне измеримые количества нового спонтанно делящегося излучателя, принадлежащего, как мы надеемся, к области СТЭ.

Безусловно, главные задачи будущих исследований в этой области связаны с разработкой эффективных методов концентрирования и выделения СТЭ, с тем чтобы получить условные массовые количества этих элементов порядка сотых долей микрограмма.

Многолетние поиски СТЭ, проводившиеся в образцах земного и космического происхождения различными методами в разных лабораториях мира, до последнего времени не приводили к явному успеху. Несмотря на неоднократные заявления об открытии СТЭ, все они оказывались при более тщательном рассмотрении преждевременными. Однако на основании самых последних результатов [46] нам представляется, что вопрос о существовании СТЭ в природе далеко не исчерпан и поиск более перспективных природных объектов в сочетании с непрерывным увеличением чувствительности экспериментальных методов позволяет надеяться на успешное окончательное решение этой важнейшей проблемы.

Важность выделения СТЭ из природных образцов трудно переоценить. Подобно тому как уран явился исходным материалом для получения 15 новых искусственных трансурановых элементов, один долгоживущий сверхтяжелый нуклид мог бы послужить великолепной стартовой площадкой для расширения области СТЭ. Используя ускорители легких частиц, которые уже сейчас дают пучки дейтронов и α-частиц интенсивностью десятки миллиампер, можно продвигаться по острову стабильности в сторону дальнейшего увеличения атомного номера Z сверхтяжелых ядер. Использование мощных потоков γ-квантов, которые достигаются в современных микротронах и других установках, позволило бы получать ядра с меньшими Z. Особенно привлекательной представляется возможность облучения сверхтяжелых ядер тяжелыми ионами для того, чтобы попытаться проникнуть в область ядер с $Z \approx 126$, которая в настоящее время при использовании любых существующих мишеней, по-видимому, практически недоступна. Реализация этих возможностей означала бы существенное расширение "географии" ядер, расположенных за классическим (жидкокапельным) пределом устойчивости относительно спонтанного деления.

Вместе с тем в вопросе поиска СТЭ в природе ядерная физика находит еще одну точку соприкосновения с астрофизическими задачами. Намечается любопытная обратная связь: проблема устойчивости тяжелых ядер, поставленная открытием спонтанного деления, развивавшаяся далее в "недрах" ядерной физики и повлекшая предсказание существования СТЭ, может найти свое решение на астрофизическом уровне. В таком случае она, обогатив наши представления о нуклеосинтезе во Вселенной,

вернется вновь в ядерную физику и даст новую информацию о структуре ядра.

Другим направлением, разумеется, является искусственный синтез СТЭ в реакциях между сложными ядрами. Несмотря на то что многочисленные усилия, затраченные на искусственный синтез СТЭ в ядерных реакциях, пока не привели к желаемому результату (были получены лишь верхние границы сечения образования СТЭ), важность решения этой проблемы настолько велика, что она продолжает оставаться необычайно актуальной, и физики ведущих ядерно-физических лабораторий мира настойчиво пытаются отыскать новые пути к достижению острова СТЭ. Здесь существуют два различных подхода к проблеме.

Один из них состоит в использовании реакций между предельно тяжелыми ядрами, таких, как Xe + U, U + U или U + Cm. Большой цикл подобных экспериментов был выполнен в Дубне в 1972 и 1973 гг., когда циклотроны У-300 и У-200 были переведены в режим совместной работы и на ускорителе У-300 – У-200 были впервые получены пучки ионов ксенона с энергией около 1 ГэВ. В последующие годы этот подход развивался в Дармштадте (ФРГ), где исследовались реакции U + U и U + Cm [47].

Согласно принятой в настоящее время точке зрения облучение мишени из ^{238}U ускоренными ионами ^{238}U приводит к образованию гигантской гантелеобразной промежуточной системы с $Z = 184$, обладающей сравнительно большим в ядерном масштабе временем жизни менее или порядка 10^{-21} с. В принципе этого времени достаточно для того, чтобы в процессе своеобразной ядерной диффузии в зоне перекрытия сталкивающихся ядер произошло перемещение от одного ядра к другому нескольких десятков нуклонов, прежде чем образовавшаяся составная система вновь распадется на две части. На процесс передачи большого числа нуклонов и возлагались надежды в этом подходе.

Здесь для интенсификации диффузии нуклонов приходится "нагревать" ядерную систему, увеличивая кинетическую энергию налетающего ядра. Это приводит к тому, что продукты реакции оказываются также сильно "нагретыми". Высоковозбужденные нуклиды испытывают преимущественно мгновенное деление, а не "охлаждение" путем испарения нескольких нейтронов.

Тяжелые и сверхтяжелые ядра, если они и образуются в процессе столкновения, "выживают" очень редко – в одном случае из 10^6 или еще реже. Важным результатом этих исследований явилось выяснение картины взаимодействия двух очень тяжелых ядер, например ядер урана с ядрами урана. Однако для синтеза СТЭ подход, основанный на использовании реакций между предельно сложными ядрами, себя не оправдал.

Более перспективный путь к синтезу СТЭ состоит в использовании реакций полного слияния тяжелого ядра-мишени (^{244}Pu, ^{248}Cm, ^{249}Cf) с ускоренными ионами ^{48}Ca [48] (о замечательных свойствах этих частиц уже упоминалось в одном из предыдущих разделов). Если кинетическую энергию ионов ^{48}Ca выбрать близкой к кулоновскому барьеру системы ядро–мишень, то энергия возбуждения составного ядра ^{292}114, которое образуется, например, в реакции ^{244}Pu + ^{48}Ca, окажется небольшой – ядро будет почти "холодным", поскольку перестройка системы сталкивающихся ядер в новую, соответствующую составному ядру, требует значительных энергетических затрат.

Вместе с тем предварительные оценки показывают, что сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами типа ^{48}Ca будут малыми,

это требует значительного повышения чувствительности и экспрессности методов регистрации. Существенное увеличение интенсивности пучков ионов ^{48}Ca на изохронном циклотроне У-400 по сравнению с интенсивностью на ускорителях предыдущего поколения в сочетании с повышением быстродействия аппаратуры позволяет надеяться на успех в экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер с $Z = 110 \div 118$ и $N = 174 \div 178$.

Следует отметить, что область сверхтяжелых ядер, которые планируют синтезировать на ускорителях тяжелых ионов в реакциях полного слияния, расположена на "отрогах" острова стабильности: ни в одной мыслимой комбинации ион–мишень невозможно получить ядро, достаточно близкое по числу нейтронов N к магическому числу 184. Поэтому возникает вопрос о том, как далеко "простираются" оболочечные эффекты, предопределяющие в области СТЭ наличие барьера относительно спонтанного деления, при значительном отходе от магического числа по N (а также по Z). Одним из возможных подходов к решению этого вопроса станут опыты по изучению запаздывающего деления – нового вида радиоактивного распада, открытого в Лаборатории ядерных реакций в 1966 г. и связанного с делением из возбужденных состояний, заселяемых при α-распаде или электронном захвате. Такие опыты, проводимые для ядер в районе известной нейтронной оболочки $N = 126$ или протонной оболочки $Z = 82$, позволят, в принципе, получать сведения о барьерах деления нейтронодефицитных околомагических ядер и тем самым в определенной степени моделировать ситуацию, которая имеет место при синтезе СТЭ в реакциях полного слияния [49].

Заключение. За время, прошедшее с тех пор, когда впервые наблюдалось спонтанное деление, проделана очень большая работа по изучению этого явления. В ходе исследований, проникнутых благодатным влиянием научной школы ленинградских Физико-технического и Радиевого институтов, стиля и методов научной деятельности И.В. Курчатова, не только получена новая экспериментальная информация, но и сделан ряд открытий, каждое из которых позволило взглянуть на проблему с новой, подчас неожиданной стороны и существенно повлияло на наши представления о механизме деления и структуре атомного ядра в целом. Уже достаточно говорилось о том, какие результаты были получены при синтезе новых элементов и исследовании самого механизма спонтанного деления, оказавшегося значительно более сложным, чем представлялось в далекие предвоенные годы.

Вместе с тем чрезвычайно чувствительные методики регистрации редких событий, развитые в ходе исследований по спонтанному делению, оказываются очень полезными при решении других фундаментальных проблем. Так, одним из авторов этой статьи совместно с И.Е. Стариком и И.Н. Семенюшкиным были впервые проведены детальные измерения относительной распространенности ^{235}U и ^{238}U в метеоритах и земных образцах [50]. Важным результатом этих работ, существенно дополняющим и уточняющим картину происхождения Солнечной системы, стал вывод о том, что тела Солнечной системы (по крайней мере, метеориты и Земля) образовались по космологическим масштабам времени одновременно. Позднее исследования образцов лунного грунта, доставленных экспедицией "Аполло-11", позволили распространить этот вывод также на Луну.

В опытах по поиску СТЭ в космическом излучении попутно был оценен верхний предел плотности потока гипотетических магнитных монополей Дирака в га-

лактическом космическом излучении – 10^{-19} см$^{-2}$. с$^{-1}$. стер$^{-1}$. Применение нейтронных детекторов, разработанных для обнаружения СТЭ по спонтанному делению и оперирующих большими массами образцов, окажется, возможно, весьма эффективным способом поиска другого вида распада – распада протона, обусловленного конечным временем его жизни. Эта проблема приобрела в последнее время чрезвычайную остроту в связи с предсказаниями и необходимостью экспериментальной проверки теорий "великого объединения" – единых теорий слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий [51, 52]. Оценки показывают, что с помощью нейтронных детекторов вполне реально ставить эксперименты по наблюдению распада протона с чувствительностью, соответствующей пределу периода полураспада (10^{31} лет). Такие опыты рассчитаны на регистрацию нейтронной "вспышки", характеризуемой большой множественностью нейтронов (10–20) и с необходимостью возникающей на конечной стадии снятия возбуждения в случае, если вероятность распада нуклона на мезоны достаточно велика.

Завершая этот краткий и поэтому неполный обзор, позволим себе отступить от принятого характера изложения и уделим несколько строк некоторым субъективным моментам.

Итак, конец 1939 г., Ленинград, Радиевый институт. В опытах по измерению порога деления естественного урана обнаруживается побочный эффект, связанный с повышенным уровнем фона. Исследования природы этого эффекта, проводимые под взыскательным руководством И.В. Курчатова, потребовали многомесячной (и, честно говоря, изнурительной) работы, когда эффект то появлялся, то исчезал, когда мы неделями не приходили домой, когда явление изучалось все в новых и в новых условиях и измерения последовательно переносились из Радиевого института в Физико-технический, а оттуда – в шахту московского метро ... С трудом сдерживая волнение, раскрывали мы тогда номера поступавших зарубежных журналов – вдруг спонтанное деление урана уже обнаружено? А было и такое: казалось бы, все уже выяснено и доказано, уже послана А.Ф. Иоффе заметка в "Physical Review", и вдруг эффект полностью пропадает ...

Занимаясь всем этим, преодолевая все новые и новые препятствия, борясь с досадными мелочами, разрастающимися порой до серьезных проблем (как, например, быстро перевезти громоздкую установку в Москву?), мы еще и очень верили – наблюдаемый эффект есть действительно спонтанное деление ядер урана!

Перенесемся в 70-е годы, в соляную шахту, где расположены установки по поиску СТЭ. "Эффект множественного испускания нейтронов из образцов таков, что наблюдаемая скорость счета составляла в среднем одно событие за пять дней", – так писали в соответствующих статьях. Но ведь это – в среднем ... То установка десять дней "безмолвствует", то приходят сразу два импульса за сутки и начинаются волнения и хлопоты. Слово "статистика" заменяется "садистикой" ... И опять – помимо необходимых экспериментальных навыков, помимо умения работать в очень трудных условиях, и работать многомесячно, помимо понимания теории, предсказавшей существование острова повышенной стабильности ядер, – нужна очень большая вера в то, что сверхтяжелые элементы найти можно и нужно, вера в реальность успешного решения и этой "сверхзадачи"!

Или, скажем, абсолютные измерения ядерно-физических констант.

Специалисты в области физики ядра хорошо представляют всю сложность проведения абсолютных прецизионных измерений и масштаб возникающих здесь проблем. В то время как погрешность 5–10% достигается сравнительно легко, дальнейшее ее уменьшение связано с экспоненциальным нарастанием числа экспериментальных трудностей и ранее не учитываемых факторов. Если же речь идет об абсолютных измерениях с погрешностью менее 1%, то и десятая доля процента дается воистину "потом и кровью". И здесь не обойтись без "сверхзадачи", без ясного понимания того, что в результатах этих чрезвычайно трудоемких и кропотливых исследований остро нуждается наша атомная энергетика.

Наконец, последняя и, как нам представляется, очень существенная параллель. Много ли мы знали во время опытов по спонтанному делению о делении вынужденном? Разумеется, нет – все было еще впереди. Вряд ли сейчас мы представляем возможные свойства сверхтяжелых элементов лучше. Поэтому, несмотря на громадные усилия, которые уже затрачены на пути синтеза и поиска сверхтяжелых элементов, еще больше предстоит сделать. Однако даже при самом неблагоприятном стечении обстоятельств твердо можно рассчитывать на следующее. Концентрация значительных сил на научном направлении, связанном с постановкой предельно сложной задачи, в сочетании с обостренным вниманием к новым, иногда даже побочным эффектам, с постоянным совершенствованием экспериментальных методик и увеличением их чувствительности приводит, как правило, к тому, что на путях решения главной проблемы, даже если не получен окончательный ответ на основные вопросы, открываются новые закономерности и непредсказанные эффекты. Яркий, на наш взгляд, пример тому – вся 40-летняя история работ по спонтанному делению тяжелых ядер.

Исследования по проблеме спонтанного деления – радиоактивности нового вида, становление которых неразрывно связано с работами по нейтронной физике, проводимыми в предвоенные годы, и с именем И.В. Курчатова, быстро развиваются. В этой статье мы попытались расставить основные вехи на 40-летнем пути исследований, пройденном нами и многими другими физиками, наметить его ближайшие перспективы. Быть может, уже через несколько лет мы с улыбкой отнесемся к нашей сегодняшней оценке того, в каком направлении и как именно пойдет дальнейшее развитие исследований. Несомненно одно: место, занимаемое спонтанным делением, не только в ядерной физике, но и в смежных с нею областях знаний, является залогом неослабевающего интереса к этому явлению. Существование острова стабильности сверхтяжелых ядер – новой области элементов в периодической системе элементов Д.И. Менделеева и другие фундаментальные аспекты ядерной физики во многом зависят от того, насколько подвержены спонтанному делению ядра с $Z \approx 110$, которые сейчас становятся предметом экспериментальных исследований.

Пытаясь осмыслить проблему спонтанного деления в целом – ее прошлое, настоящее и ближайшие перспективы, оценивая вклад в исследования теории и эксперимента, соизмеряя затраченные усилия с достигнутыми результатами, мы видим, что все фундаментальные открытия порождают

новые проблемы. На пути к их решению развиваются новые теории, новые методы исследований, и это основной путь, который позволяет все более глубоко постигать законы природы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hahn O., Strassman F.** – Naturwissenschaften, 1939, Bd 27, H. 11, S. 89.
2. **Meitner L., Frisch O.** – Nature, 1939, vol. 141, p. 239.
3. **Bohr N., Wheeler J.** – Phys. Rev., 1939, vol. 56, p. 426.
4. **Френкель Я.И.** – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1939, т. 9, с. 641.
5. **Libby W.** – Phys. Rev., 1939, vol. 56, p. 1269.
6. **Flerov G.N., Petrjak K.A.** – Ibid., 1940, vol. 58, p. 89.
7. **Alwarez L.W.** – Ibid., p. 192.
8. **Петржак К.А., Флеров Г.Н.** – Докл. АН СССР, 1940, т. 28, с. 500; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1940, т. 10, с. 1013; J. Phys., 1940, vol. 3, p. 275.
9. **Pose H.** – Z. Phys., 1943, Bd 121, S. 292.
10. **Петржак К.А.** – Атомная энергия, 1963, т. 15, с. 158; **Петржак К.А., Флеров Г.Н.** – Успехи физ. наук, 1961, т. 73, с. 655.
11. **Протопопов А.Н., Баранов И.А., Селицкий Ю.А., Эйсмонт В.П.** – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1959, т. 36, с. 1932.
12. **Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J.** – Phys. Rev., 1962, vol. 126, p. 2110; **Boldeman J.W., De Musgrove A.R., Walsh R.L.** – Austral. J. Phys., 1971, vol. 24, p. 821.
13. **Petrjak K.A.** – In: Proc. of the VII Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei (November 21–25, 1977). Gaussig (DDR), 1978, p. 106.
14. **Флеров Г.Н.** – В кн.: Труды 2-й Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Т. 1. М.: Госатомиздат, 1959, с. 272.
15. **Флеров Г.Н., Друин В.А., Плеве А.А.** – Успехи физ. наук, 1970, т. 100, с. 45.
16. **Флеров Г.Н., Звара И.** Сообщение ОИЯИ Д7-6013. Дубна, 1971.
17. **Oganessian Yu.Ts., Demin A.G., Iljinov A.S., Tretyakova S.P.** – Nucl. Phys., 1975, vol. A239, p. 353.
18. **Оганесян Ю.Ц., Третьяков Ю.П., Ильинов А.С.** и др. – Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 580.
19. **Oganessian Yu.Ts., Demin A.G., Danilov N.A.** e.a. – Nucl. Phys., 1976, vol. A 273, p. 505.
20. **Петржак К.А., Александров Б.М., Королев Е.В.** и др. – В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюз. конф. (Киев, 1980). Ч. 4. М.: Наука, 1980, с. 119.
21. **Blinov M.V., Vitenko V.A., Touse V.T.** – In: Proc. of Intern. Special. Symp. on the Neutron Standards and Applications. Gaithersburg (USA), 1977, p. 194.
22. **Petrzhak K.A., Adamov V.M., Alkhazov I.D.** e.a. – Ibid., p. 318.
23. **Arlt R., Grimm W., Josch M.** – In: Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology. Knoxville (USA), 1979, p. 990.
24. **Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Ц.** – Вестник АН СССР, 1980, № 12, с. 28.
25. **Флеров Г.Н.** Препринт ОИЯИ Р7-7551. Дубна, 1973.
26. **Whitehouse W., Galbraith W.** – Nature, 1952, vol. 169, p. 494; **Seaborg G.T.** – Phys. Rev., 1952, vol. 85, p. 157.
27. **Oganessian Yu.Ts., Iljinov A.S., Demin A.G.** e.a. – Nucl. Phys., 1975, vol. A239, p. 157.
28. **Петржак К.А., Флеров Г.Н.** – Атомная энергия, 1978, т. 44, с. 22.
29. **Linn J.E., Bjornholm S.** – Rev. Mod. Phys., 1980, vol. 52, p. 725.
30. **Флеров Г.Н., Друин В.А.** – В кн.: Структура сложных ядер. М.: Атомиздат, 1966, с. 249.
31. **Strutinsky V.M.** – Nucl. Phys., 1967, vol. A95, p. 420; 1968, vol. A122, p.1.
32. **Brack M., Damgaard J., Jensen A.S., Pauli H.C.** e.a. – Rev. Mod. Phys., 1972, vol. 44, p. 320.
33. **Музычка Ю.А., Пашкевич В.В., Струтинский В.М.** Препринт ОИЯИ Р7-3733. Дубна, 1968.

34. Nilsson S.G., Tsang C.F., Sobiczewski A. e.a. – Nucl. Phys., 1969, vol. A131, p. 1; Nix J.R. – Ann. Rev. Nucl. Sci., 1972, vol. 22, p. 65.
35. Myers W.D., Swiatecki W.J. – Nucl. Phys., 1966, vol. 81, p. 1.
36. Nix J.R., Swiatecki W.J. – Ibid., 1965, vol. 71, p. 1.
37. Fong P. Statistical Theory of Nuclear Fission. N.Y.: Gordon and Breach, 1969.
38. Sierk A.J., Koonin S.E., Nix J.R. – Phys. Rev., 1978, vol. C17, p. 646.
39. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. – Phys. Rev., 1976, vol. C13, p. 2385.
40. Nifenecker H., Signarbieux C., Babinet R., Poitou J. – In: Proc. of Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission (Rochester). Vol. 2. Vienna: IAEA, 1974, p. 117.
41. Guet C., Signarbieux C., Perrin P. e.a. – Nucl. Phys., 1979, vol. A314, p. 1.
42. Sobiczewski A. – Phys. Scripta, 1974, vol. 10A, p. 47.
43. Schramm D.N., Norman E.B. Nuclei Far from Stability. CERN 76-13. Geneva, 1976, p. 570.
44. Herrmann G. – In: Intern. Rev. of Sci. Ser. 2 – Inorganic Chemistry. Vol. 8 – Radiochemistry. Baltimore: Univ. Park Press, 1975, p. 22.
45. Perelygin V.P., Stetsenko S.G., Lhagvasuren D. e.a. – In: Proc. of 15th Cosmic Ray Conf. Vol. 1: Plovdiv, 1977, p. 262.
46. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. – Pure and Applied Chemistry (IUPAC), 1981, vol. 53, p. 909.
47. Herrmann G. – Ibid., p. 949.
48. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. – Ibid., p. 925.
49. Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц., Кузнецов В.И. Препринт ОИЯИ Е7-80-719. Дубна, 1980.
50. Бак М.А., Петржак К.А., Семенюшкин И.Н. – Геохимия, 1956, т. 2, с. 27; Старик И.Е., Петржак К.А., Бак М.А. и др. – Метеоритика, 1958, т. XVI, с. 125.
51. Salam Abdus. Gauge Unification of Fundamental Forces: Nobel Lecture. December 8, 1978 (Салам А. – Успехи физ. наук, 1980, т. 32, с. 229).
52. Goldhaber M., Langacker P., Slansky R. LA-UR-80-356, Los Alamos (USA), 1980.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Третья часть сборника посвящена современным исследованиям ядра и элементарных частиц, далеко продвинувшимся за 50 лет. О структуре нейтрона, в частности о поисках с помощью прецизионных экспериментов электрического дипольного момента, наличие которого связано с проблемой несохранения четности, рассказано в статье В.М. Лобашева. Сложность трактовки системы многих протонов и нейтронов в атомном ядре заставила строить приближенные модели, позволяющие наиболее удачно описывать те или иные свойства ядер; речь идет прежде всего о капельной модели ядра или модели ядра как системы, в которой нуклоны распределяются по оболочкам подобно электронам в атомах, приводя, в частности, к особо стабильным "магическим" ядрам, соответствующим благородным газам с их заполненными оболочками электронов в атомах. Важным проблемам структуры ядер посвящена статья А.С. Давыдова и Г.Ф. Филиппова.

Новейшая физика элементарных частиц, отпочковавшаяся от теории ядра, рассматривает ныне целые семейства частиц – барионов, мезонов, лептонов, сначала открытых в космическом излучении, а затем особенно успешно исследовавшихся с помощью ускорителей разных типов. Проблемы теории элементарных частиц, их построения из субчастиц – кварков, роль важных, ранее неизвестных характеристик типа странности, цвета, прелести и других анализируются в статье С.С. Герштейна и А.А. Логунова.

Открытие в конце 1938 г. деления ядер, которому уделено внимание в предыдущей, второй части сборника, позволило перейти к широкому использованию ядерной энергии на атомных электростанциях. Различные типы АЭС и перспективы развития ядерной энергетики обсуждаются в статье А.М. Петросьянца, в которой подчеркивается фундаментальное значение для человечества в ближайшие годы этого нового источника энергии.

Сборник завершает статья Б.М. Кедрова, в которой вновь анализируются сложные обстоятельства открытия нейтрона, а затем рассматриваются философские аспекты ядерной физики и ее фундаментальное значение для перехода от прежних, более узких, электромагнитных концепций к современной трактовке физической картины мира. Построение этой более полной и совершенной картины, как подчеркивается в статье, требует объединения напряженных усилий ученых многих стран, что возможно только в условиях использования ядерной энергии исключительно на благо мира.

РАЗВИТИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТРОЕНИИ АТОМНЫХ ЯДЕР ПОСЛЕ ОТКРЫТИЯ НЕЙТРОНА

А.С. Давыдов, Г.Ф. Филиппов

Спустя несколько месяцев после открытия Дж. Чадвиком нейтрона (1932) советский физик Д.Д. Иваненко [1] предложил гипотезу о протон-нейтронном составе ядра. Эта гипотеза была поддержана В. Гейзенбергом [2]. Она сразу же устранила ряд трудностей предшествующей ей гипотезы о протон-электронном строении ядра. Гипотеза о протон-нейтронном составе ядра вскоре получила всеобщее признание и явилась основой, на которой вплоть до настоящего времени развивается теория строения атомных ядер.

Представление о протон-нейтронном составе ядер поставило перед теоретиками и экспериментаторами задачу выяснения особенностей сил, удерживающих протоны и нейтроны в малом объеме ядра. Такие силы, получившие название ядерных сил, не были известны.

Наиболее характерными свойствами ядерных сил являются их чрезвычайно малый радиус действия (около $2 \cdot 10^{-13}$ см) и очень большое значение в пределах радиуса действия. Ядерные силы примерно в 10^6 раз превышают силы электромагнитного взаимодействия. Для отрыва электрона от атома водорода надо затратить энергию около 13,6 эВ, а для отрыва протона от ядра – около 6–8 МэВ. По отношению к ядерному взаимодействию протоны и нейтроны не различаются, поэтому они получили общее название – нуклоны.

На очень малых расстояниях (меньших $0{,}4 \cdot 10^{-13}$ см) сильное притяжение между нуклонами сменяется сильным отталкиванием. Нуклоны имеют спин, равный $(1/2)\,\hbar$. Ядерные взаимодействия между нуклонами зависят от взаимной ориентации их спинов, от ориентации суммарного спина относительно линии, соединяющей нуклоны, и от скорости нуклонов. Такая зависимость получила название спин-орбитальной.

Основную особенность ядерных взаимодействий – их очень малый радиус действия – качественно объяснил японский физик Х. Юкава в 1935 г. на основе представления о том, что эти силы обусловлены виртуальным переносом особой, ранее не известной частицы – мезона. Для объяснения малого радиуса действия ядерных сил необходимо было предположить, что частица, переносящая ядерное взаимодействие, не обладает спином и имеет массу, в сотни раз превышающую массу электрона. В дальнейшем выяснилось, что такими частицами являются открытые в 1947 г. С.Ф. Пауэллом псевдоскалярные π-пезоны с массой, равной 273 массам электрона. Теперь эти частицы называют пионами.

Теория Юкавы базировалась на идее, высказанной в 1934 г. И.Е. Таммом [3, 4] и Д.Д. Иваненко [5]. Эта идея состояла в том, что взаимодействие между ядерными частицами обусловлено виртуальным обменом парами частиц – электроном и нейтрино. Вследствие малой массы электрона эта теория не объяснила основную особенность ядерных (сильных) взаимодействий – их малый радиус действия. Однако идея о переносе вза-

имодействий промежуточными частицами стала основой для всех дальнейших исследований в этой области и прообразом последующих теорий взаимодействий между частицами.

Существенную роль в ядерной физике играют слабые взаимодействия, проявлением которых являются β-распад и захват мюонов. Из-за наличия слабых взаимодействий нестабильные ядра переходят путем последовательных β-распадов в ядра с оптимальным соотношением между числом нейтронов и протонов.

Для описания процессов взаимопревращения протона и нейтрона удобно рассматривать их как два состояния одной частицы – нуклона. В этом случае состояние нуклона в ядре характеризуется пятью степенями свободы, к которым относятся три пространственные $\mathbf{r}$, одна спиновая σ, принимающая два значения: $1/2$ и $-1/2$, и одна изоспиновая τ, также принимающая только два значения: $1/2$ для протона и $-1/2$ для нейтрона.

В соответствии с принципом Паули волновые функции системы нуклонов должны быть антисимметричными относительно одновременной перестановки пяти координат пары нуклонов одного типа. Если пренебречь кулоновским взаимодействием, то волновая функция системы нуклонов должна быть антисимметричной относительно перестановки любой пары нуклонов в ядре – обобщенный принцип Паули.

Итак, атомное ядро следует рассматривать как квантовую систему сильновзаимодействующих ферми-частиц двух типов – протонов и нейтронов, которые могут преобразовываться друг в друга в процессах β-распада. Теоретическое описание таких систем натолкнулось на большие трудности, которые полностью не преодолены и в настоящее время. Первая трудность обусловлена тем, что ядро состоит из сравнительно большого числа нуклонов. Теоретическое изучение движения трех и большего числа взаимодействующих частиц даже в классической физике возможно только приближенными методами. Вторая (и, пожалуй, основная) трудность состояла в том, что, несмотря на большие успехи 50-летнего изучения сильных взаимодействий, мы до сих пор не знаем многих их свойств, особенно на очень малых расстояниях.

Недостаточное знание свойств сильных взаимодействий и отсутствие строгих методов расчета систем, состоящих из десятков и сотен сильновзаимодействующих частиц, заставило теоретиков проводить расчеты не реальных ядер, а некоторых упрощенных систем, получивших название ядерных моделей. Физические представления, используемые при построении модели, базируются на определенных экспериментальных фактах. Разные модели описывают различные свойства ядер и процессы в них. Часто исходные предположения, положенные в основу разных моделей, существенно отличаются друг от друга, а иногда они и прямо противоположны.

Каждая модель ядра имеет свою область применения. Модель тем лучше, чем шире область ее применения и меньше число используемых в ней феноменологических параметров. Успех модели в описании свойств ядер сам по себе еще не гарантирует полную реальность положенной в ее основу физической картины.

Одна из первых моделей ядра – капельная, или гидродинамическая – была предложена в 1936 г. датским физиком Нильсом Бором и независимо советским физиком Я.И. Френкелем. Учитывая экспериментальные данные об одинаковой плотности почти всех ядер, они предположили, что движение нуклонов внутри ядра напоминает движение атомов и молекул в жидкости. Рассматривая ядро как заряженную каплю нуклонной жидкости, они объяснили сферическую форму ядра и ввели представление о возбужденных состояниях ядра, соответствующих колебаниям формы его поверхности относительно равновесной.

В 1939 г. на основе капельной модели Н. Бор (вместе с Дж. А. Уилером) и Я.И. Френкель [6, 7] исследовали устойчивость ядер по отношению к делению. Кулоновские силы отталкивания между протонами, пропорциональные квадрату их числа Z^2, стремятся разорвать ядро. Ядерные силы притяжения, пропорциональные числу нуклонов A в ядре, стремятся удержать их вместе. Было показано, что ядро делится, если отношение Z^2/A приближается к 49. С малой вероятностью деление ядер должно наблюдаться и при значениях Z^2/A, меньших 49. В 1940 г. это заключение было подтверждено экспериментальными исследованиями Г.Н. Флерова и К.А. Петржака [8]. Они показали, что ядра урана и тория ($Z^2/A \approx 36$) спонтанно делятся с периодом полураспада $10^{15}-10^{17}$ лет. В ходе дальнейших исследований выяснилось, что период полураспада определяется не только параметром Z^2/A, но и отношением числа нейтронов к числу протонов в ядре (Г.Т. Сиборг, 1958 г.; Н.Н. Колесников и С.И. Ларин, 1955 г.).

Теоретические исследования Я.И. Френкеля и Н. Бора дали обоснование использованию процесса деления для создания атомной энергетики [9]. В 1940 г. Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон [10] разработали теорию резонансного поглощения нейтронов ядрами урана и предложили идею гомогенного ядерного реактора на тепловых нейтронах. Было показано, что небольшое обогащение природного урана его легкими изотопами может привести к цепной ядерной реакции с лавинно нарастающим числом нейтронов.

Капельная модель объяснила некоторые особенности взаимодействия ядер с быстрыми протонами, нейтронами и α-частицами. Согласно гипотезе Н. Бора сталкивающаяся частица и ядро образуют систему, которую назвали составным ядром, или компаунд-ядром, не распадающуюся в течение времени, значительно превышающего 10^{-22} с (время, необходимое для пролета через ядро не взаимодействующей с ним частицы).

Представление о составном ядре объяснило, почему столкновение нейтрона с ядром обычно заканчивается его захватом с последующим испусканием γ-квантов, протонов или нейтронов меньших энергий. Я.И. Френкель (1936), Л.Д. Ландау (1937) и В. Вейскопф (1937) предложили применять для описания свойств составных ядер методы термодинамики и статистической физики [11]. Эти идеи позволили качественно объяснить увеличение плотности ядерных уровней с ростом энергии возбуждения и рассматривать испускание частиц как процесс испарения. Было введено понятие температуры ядра в качестве характеристики его возбуждения.

Представляя ядро как некоторую бесструктурную каплю ядерного вещества, нельзя было объяснить исключительную устойчивость, относительно большую энергию связи, абсолютную распространенность на Земле и некоторые другие свойства ядер, обладающих так называемыми магическими числами протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82 и 126. К ним, например, относятся ядра $^{4}_{2}He$, $^{16}_{8}O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{208}_{82}P$. Капельная модель не могла объяснить и другие индивидуальные особенности ядер, например скачки кривых, выражающих зависимость энергии испускаемых ядрами α-частиц от числа нуклонов в ядре. Эти скачки свидетельствовали об аномально высокой энергии связи 82-го протона и 126-го нейтрона. В связи с этим В. Эльзассер и К. Гугенгеймер в 1934 г. ввели гипотезу о нуклонных оболочках. Появлению этой гипотезы предшествовал ряд работ, в которых отмечались периодические закономерности свойств ядер (М.А. Левицкая, В.А. Кравцов и др.). Первые теоретические работы по оболочечной модели ядер были проведены Д.Д. Иваненко и Е.Н. Гапоном, Дж. Бартлетом и В. Эльзассером.

Однако только в 1949 г. было дано объяснение магическим числам в работах М. Гепперт-Майер, И.Г.Д. Иенсена и О. Хакселя [13] на основе гипотезы о распределении нейтронов и протонов по независимым энергетическим "оболочкам". Согласно новой гипотезе энергетическое положение оболочек существенно определялось постулированным сильным спин-орбитальным взаимодействием, зависящим от ориентации спинового и орбитальных моментов.

Понятие ядерных оболочек заимствовано из теории атомов. Известно, что многие свойства атомов можно описать, предполагая, что каждый электрон движется в поле ядра и в усредненном поле остальных электронов (самосогласованное поле Хартри–Фока). Энергетические состояния электронов в сферически-симметричном поле образуют группы близко расположенных уровней – оболочек, разделенных большими интервалами. Атомы, у которых электроны полностью заполняют одну или несколько низших оболочек, оказываются наиболее стабильными. К ним относятся атомы инертных газов, имеющих 2, 10, 18, 36, 54 и 86 электронов.

Оболочечная модель ядра также основана на представлении о независимых движениях отдельных нуклонов в усредненном поле окружающих нуклонов. В случае атомов в образовании этого поля преимущественную роль играет притяжение электронов к ядру атома. Из-за большой (по сравнению с массой электронов) массы ядра его положение можно считать фиксированным, а усредненное (среднее) поле – относительно устойчивым. В ядрах такого стабилизирующего центра нет, среднее поле создается только нуклонами.

Представление о приближенно-независимом движении нуклонов внутри ядра базируется на следующем. Во-первых, несмотря на громадную плотность ядерного вещества, объем, приходящийся на один нуклон (около $8 \cdot 10^{-39}$ см^3), почти в 4 раза превосходит объем нуклона ($2{,}6 \cdot 10^{-39}$ см^3). Такая сравнительно небольшая плотность нуклонов внутри ядра обусловлена квантовыми эффектами и обменным характером ядерных сил, благодаря которым силы притяжения не способны "стянуть" нуклоны на расстояния, соответствующие их радиусам. Этим атомные ядра существенно отличаются от атомных и молекулярных кристаллов, в которых среднее расстояние между атомами и молекулами соответствует радиусу действия сил отталкивания.

Во-вторых, в силу принципа Паули в основном состоянии ядра протоны и нейтроны заполняют по одному все состояния с наименьшей энергией. Изменить состояние движения нуклона можно, только переведя его в незанятое состояние, имеющее большую энергию.

При учете кулоновского взаимодействия следует различать протонные и нейтронные оболочки. Кроме энергии и четности состояния движения нуклонов в оболочках характеризуются другими квантовыми числами, которые зависят от симметрии среднего поля. В сферически-симметричном поле эти числа определяют суммарный угловой момент (спин и орбитальное движение) и его проекцию на произвольно выделенное направление. Общий угловой момент всех нуклонов, заполняющих каждую оболочку, равен нулю, поэтому спины основных состояний всех дважды магических ядер равны нулю.

Выражая в оболочечной модели состояния ядра через одночастичные состояния, следует помнить, что они описывают не нуклоны, а квазичастицы. Среднее поле отражает в некотором смысле влияние всех остальных нуклонов на свойства каждой квазичастицы. Таким образом, строго говоря, квазичастицы соответствуют коллективным состояниям.

Если бы все межнуклонные взаимодействия можно было свести к среднему полю, то такие квазичастицы не взаимодействовали бы между собой. Неучитываемая средним полем часть межнуклонного взаимодействия определяет взаимодействие между квазичастицами и называется остаточным взаимодействием. Оно, в частности, ответственно за эффект спаривания нуклонов, при котором нейтроны (протоны) объединяются в пары с суммарным нулевым угловым моментом. Вследствие эффекта спаривания все четно-четные ядра имеют в основном состоянии нулевой спин.

В простейшем варианте оболочечной модели – одночастичной модели – предполагается, что все спаренные нуклоны образуют остов с нулевым угловым моментом. Считается, что свойства ядра определяются последним нечетным нуклоном. Это простое правило позволило качественно объяснить спины, магнитные и электрические моменты многих ядер. Такое объяснение было большим успехом теории ядерных оболочек.

Другим крупным успехом оболочечной модели было объяснение изомерии атомных ядер. Это явление открыли И.В. Курчатов с сотрудниками (1935) [14], показавшие, что время жизни возбужденных состояний некоторых ядер в $10^8 - 10^{15}$ раз превышает обычное время жизни других состояний (порядка 10^{-12} с). Время жизни изомерных ядер измерялось секундами, минутами, а иногда и часами.

Первое теоретическое обоснование явления изомерии атомных ядер дал С.Ф. Вейцзекер (1937) на основе оболочечной модели. Согласно Вейцзекеру причиной длительного существования ядер в возбужденном состоянии является большое различие в моментах количества движения первого возбужденного и основного состояний нечетного ядра. Момент количества движения таких долгоживущих возбужденных состояний отличается от соответствующего значения для основного состояния на несколько единиц. Если эта разность равна J, то вероятность излучения γ-квантов мультипольности 2^J пропорциональна $(R/\lambda)^{2J+1}$, где λ – длина волны излучения; R – радиус ядра. Для энергии перехода порядка 0,1 МэВ и радиуса ядра $6 \cdot 10^{-12}$ см значение R/λ составляет 1/300. Поэтому вероятность мультипольного излучения с $J = 5$ будет меньше вероятности дипольного излучения в 10^{13} раз.

Согласно оболочечной модели первые возбужденные состояния с боль-

шими угловыми моментами должны наблюдаться у ядер с нечетным числом протонов или нейтронов, заключенным в интервалах 39–49 и 63–81. Опыт показывает, что именно среди этих ядер наиболее часто наблюдаются изомерные пары.

В более строгой теории ядерных оболочек учитываются все нуклоны, находящиеся как в неполностью заполненных оболочках, так и в заполненных. В этом случае волновые функции полного состояния ядра изображаются в виде антисимметризованных произведений однонуклонных волновых функций (детерминант Слэтера), которые удовлетворяют системе уравнений типа Хартри–Фока. Эти уравнения должны описывать среднее поле и оболочечные однонуклонные состояния. Практическое осуществление такой программы возможно только для простейших легких ядер. Для средних и тяжелых ядер используют весьма приближенное теоретическое описание.

Наиболее широкое применение получила упрощенная оболочечная модель, в которой постулируется, что в сферически-симметричных ядрах среднее поле с сильной спин-орбитальной связью квадратично зависит от радиуса (осцилляторный потенциал) с одной феноменологической постоянной или задается в виде потенциальной ямы конечной глубины с размытым краем (потенциал Саксона–Вудса). В дальнейшем задача заключается в определении одночастичных состояний в таком феноменологическом поле:

$$V(r) = V_0 / \left(1 + e^{\frac{r-R}{c}}\right),$$

где V_0 – глубина потенциальной ямы; R – ее радиус; c – ширина размытого края.

В первых вариантах теории оболочечной модели остаточное взаимодействие между нуклонами не учитывалось. Вычислялись энергии и волновые функции квазичастиц в среднем феноменологическом поле. Основное состояние ядра определялось как состояние, в котором все квазичастицы заполняют низшие энергетические состояния до некоторой энергии E_F, которую называют энергией Ферми. Состояния с энергией, превышающей E_F, остаются свободными. Возбужденные состояния ядра соответствуют переходу квазичастиц из занятых состояний в свободные.

Количественные расчеты энергетических уровней нуклонов в сферических ядрах на основе оболочечной модели и выбор параметров среднего ядерного потенциала были проведены в работах П.Э. Немировского и Л.А. Слива с сотрудниками.

При теоретическом описании строения и свойств ядер пространственные координаты нуклонов следует отсчитывать от центра инерции ядра. Следовательно, внутреннее состояние A нуклонов ядра будут определять только $3(A-1)$ пространственные координаты, A спиновых и A изоспиновых переменных. В качестве $3(A-1)$ координат, характеризующих внутренние орбитальные движения нуклонов в ядре, обычно используют координаты Якоби.

Оболочечную модель с выделенным движением центра инерции ядра называют трансляционно-инвариантной. В трансляционно-инвариантной тео-

рии уже нельзя говорить о вполне независимом движении отдельных квазичастиц, поэтому сравнительно сложно осуществить антисимметризацию функций относительно перестановки частиц. В связи с этими трудностями обычно в оболочечной модели не исключается движение ядра как целого. Состояния ядра характеризуются A функциями, относящимися к отдельным квазичастицам. Следовательно, внутреннее состояние ядра описывают $3A$ пространственных переменных, из которых три лишние. Такое описание облегчает вычисления, однако оно приводит к появлению ложных (духовых) состояний, исключить которые не всегда просто (см. ниже).

Легче всего выделить движение центра инерции только в специальной оболочечной модели, в которой среднее поле зависит от квадрата радиуса (осцилляторная модель). В этом случае, выделяя координату центра инерции

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^{A} \mathbf{r}_i$$

и переходя к $A-1$ векторам Якоби

$$\mathbf{q}_k = \frac{1}{k} \sum_{s=1}^{k} \mathbf{r}_s - \mathbf{r}_{k+1}, \quad k = 1, 2, ..., A-1,$$

можно факторизовать координатную волновую функцию системы нуклонов, отделив движение центра инерции:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, ..., \mathbf{r}_A) = \Phi(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, ..., \mathbf{q}_{A-1}) e^{-\frac{1}{2}R^2}$$

Такая модель получила название трансляционно-инвариантной модели осцилляторных оболочек. К сожалению, простой осцилляторный потенциал является плохим приближением для описания нуклонов на больших расстояниях от центра инерции ядра.

Успехи оболочечной модели ядра указывали, что представление о малой длине свободного пробега нуклонов в ядре, лежащее в основе капельной модели и модели составного ядра в ядерных реакциях, требует изменения. В экспериментах по рассеянию ядрами нейтронов с энергией до нескольких десятков мегаэлектронвольт наблюдалось аномально большое число быстрых частиц, что также противоречило гипотезе о статистическом распределении возбуждения по всем степеням свободы ядра.

Рассеяние протонов с энергией около 30 МэВ на ядрах свинца, золота, тантала, олова и других элементов показало, что неупругорассеянные протоны не обладают максвелловским распределением скоростей, их угловое распределение имеет резкий максимум в направлении рассеяния вперед и сечение рассеяния примерно на порядок превышает сечение, ожидаемое согласно гипотезе составного ядра.

Процессы, ответственные за появление нуклонов с высокой энергией, были качественно объяснены Н. Остерном, С. Батлером и Г. Мак-Манусом (1953) на основе гипотезы, что падающая частица "вырывает" нуклоны с поверхности ядра, не образуя при этом составное ядро. Эта теория получила название теории прямых, или поверхностных, взаимодействий. Согласно теории прямых взаимодействий положение резких максимумов в обла-

сти малых углов рассеяния определяется орбитальным моментом, передаваемым ядру нейтроном или протоном. В связи с этим эксперименты по угловому распределению продуктов реакции прямого взаимодействия позволяли судить о спине и четности энергетических уровней конечного ядра, если они были известны в его начальном состоянии.

Теория Батлера и сотрудников описывала прямые ядерные реакции в борновском приближении с плоскими волнами. Согласие теоретических вычислений с данными экспериментов в отношении как значений сечения, так и угловых распределений значительно улучшилось при описании волновых функций падающих и вылетающих частиц не плоскими, а искаженными волнами, т.е. при учете взаимодействия ядра с падающей и вылетающей частицами.

Среди модельных представлений о взаимодействии нуклонов со сложными ядрами особое место занимает предложенная в 1954 г. Г. Фешбахом, К. Портером и В. Вейскопфом оптическая модель [15].

В развитие оптической модели значительный вклад внесли работы П.Э. Немировского, В.В. Владимирского, А.Г. Ситенко, Е.В. Инопина, И.С. Шапиро и др.

В оптической модели сильных взаимодействий задача многих тел заменяется более простой задачей изучения движения одного тела в некотором эффективном комплексном потенциальном поле. Свое название оптическая модель получила в связи с тем, что в ней ядро заменяется сферической областью с известным коэффициентом поглощения (мнимая часть потенциала).

В оптической модели взаимодействие нуклона с ядром, естественно, разделяется на упругое рассеяние без образования составного ядра (обусловленное вещественной частью потенциала) и все остальные процессы, протекающие через стадию составного ядра (обусловленные мнимой частью потенциала). Таким образом, оптическая модель позволяет частично примирить противоречащие друг другу концепцию составного ядра и модель оболочек.

Несмотря на грубое приближение, оптическая модель очень хорошо описывает поведение полного нейтронного сечения рассеяния для многих ядер в интервале энергий от нескольких мегаэлектронвольт до 200 МэВ, используя простую потенциальную яму глубины V_0 (или потенциал Саксона–Вудса) и мнимую часть, пропорциональную феноменологическому параметру ζ. Предполагается, что эти параметры не зависят от A, но изменяются с энергией. Их значения определяются (неоднозначно) из сравнения теории с экспериментом.

Оптическая модель применялась и для описания взаимодействия сложных частиц (дейтронов, α-частиц и других) с ядрами. В этом случае, однако, аппроксимация взаимодействия между ними локальным потенциалом связана с отказом от полного учета антисимметрии волновой функции системы относительно перестановки нуклонов в сталкивающихся частицах. Только на основе учета такой симметрии можно объяснить некоторые факты, например эффективное отталкивание двух α-частиц на малых расстояниях.

В последние годы наметился прогресс в построении микроскопической теории ядерных реакций, в которой учитываются принцип Паули и взаимодействие между отдельными нуклонами сближающихся ядер. Хотя основы этой теории были заложены еще Д.А. Уилером (1937), ее практическая реализация оказалась возможной только после появления работ

К. Вильдермуда и Т. Каннелопулоса (1958–1959), Р.Е. Пайерлса и В.Г. Иоккоза (1957), Д'Бринка (1957), В.П. Неудачина, В.В. Балашова, Ю.Ф. Смирнова и Н.П. Юдина (1959–1960). Этот подход в его современной форме получил название метода резонирующих групп, или метода нуклонных ассоциаций [16].

При энергиях относительного движения нейтрона и ядра, меньших 50 МэВ, происходит почти полное поглощение налетающего нейтрона. В этом случае взаимодействие нейтрона и ядра приближенно можно описать моделью черного тела. Поглощение нейтронов ядром вызывает возмущение падающей волны, которое приводит к дополнительному упругому рассеянию, не связанному с образованием составного ядра. Рассеяние нейтронов с длиной волны, малой по сравнению с размерами ядра, аналогично дифракции света на черном шаре, поэтому оно называется дифракционным рассеянием. Первая теория этого явления была развита А.И. Ахиезером и А.Г. Ситенко (1956), а затем развивалась их учениками с учетом частичной прозрачности ядра и других эффектов. Модель дифракционного рассеяния использовалась А.И. Ахиезером и А.Г. Ситенко и для описания взаимодействия дейтронов с ядрами [17].

Существенное значение для исследования структуры атомных ядер имели выполненные независимо А.Г. Ситенко (1957) [18] и Р.Дж. Глаубером (1959) [19] исследования, в которых была развита теория, известная в научной литературе как дифракционный метод Ситенко–Глаубера. Эта теория лежит в основе извлечения информации о структуре ядра и характере сильного взаимодействия из экспериментов на ускорителях при высоких энергиях. Работы А.Г. Ситенко отмечены премией АН УССР им. акад. К.Д. Синельникова.

До 1950 г. в ядерной физике господствовало представление о сферической симметрии равновесной формы ядер. Это представление базировалось на успехе капельной модели ядра. Оболочечная модель ядра также основывалась на гипотезе, что эффективное среднее поле имеет сферическую симметрию; при этом возбужденные состояния ядер можно было подразделить на коллективные, связанные с колебаниями поверхности ядра относительно равновесной сферической формы, и одночастичные, обусловленные изменением состояний отдельных нуклонов в среднем поле.

Согласно одночастичной оболочечной модели квадрупольный электрический момент ядра полностью определяется состоянием движения внешнего нуклона. Следовательно, он не может превышать 10^{-23} см^2 для всех ядер с нечетным числом протонов и должен быть равным нулю для всех ядер с нечетным числом нейтронов. Оказалось, однако, что имеются ядра с нечетным числом нейтронов, у которых квадрупольный электрический момент в десятки раз превышает значение для одного протона. Так, у ядер ^{235}U и ^{233}U с числом нейтронов 143 и 141 квадрупольные моменты соответственно равны $9 \cdot 10^{-21}$ и $14 \cdot 10^{-21}$ см^2. Очень велики значения квадрупольных электрических моментов и у многих ядер с нечетным числом протонов.

Большие значения электрических квадрупольных моментов ядер указывали на то, что распределение электрического заряда в ядре не обладает

сферической симметрией. При практически одинаковой плотности ядерного вещества внутри ядра это возможно в том случае, когда форма ядра не имеет сферической симметрии.

Первое качественное объяснение заметных нарушений сферической симметрии ядер дал в 1950 г. Дж. Рейнвотер [20]. Он предположил, что равновесная форма ядра определяется конкуренцией между нуклонами, входящими в состав заполненных ядерных оболочек, которые стремятся придать ядру сферическую форму, и нуклонами, входящими в состав незаполненных оболочек, которые стремятся придать ему несферическую форму.

Представление о сферической форме ядра, основанное на капельной модели, было столь естественным, что несферические ядра стали называть деформированными. Этой неудачной терминологией, к сожалению, иногда пользуются и теперь. Несферическая форма основного состояния ядра является его внутренним свойством, а не результатом внешнего деформирующего воздействия.

Представления о несферической симметрии атомных ядер были положены в основу так называемой обобщенной модели ядра, представляющей собой синтез оболочечной и капельной моделей. Обобщенная модель, предложенная в 1952 г. Оге Бором [21] и развитая в дальнейшем О. Бором и Б. Моттельсоном (1955) [22], открыла новый этап в теории атомных ядер. За работы, объясняющие вращательные состояния несферических ядер, О. Бор, Б. Моттельсон и Дж. Рейнвотер получили в 1975 г. Нобелевскую премию.

В обобщенной модели О. Бора независимое движение отдельных нуклонов рассматривалось в медленно изменяющемся самосогласованном поле, обусловленном коллективным движением многих нуклонов. В некотором смысле разделение в ядре возбуждений на коллективные и одночастичные напоминает разделение возбуждений в молекулах на электронные и ядерные. Поэтому обобщенную модель иногда называют квазимолекулярной.

Разделение возбуждений на коллективные и одночастичные в ядре основано на использовании адиабатического приближения, согласно которому скорость деформации формы ядра и, следовательно, самосогласованного потенциала, действующего на отдельные нуклоны, значительно меньше скорости движения нуклонов. Поэтому нуклоны успевают приспособить свое движение к мгновенной фиксированной форме ядра.

Вследствие малой сжимаемости ядерного вещества коллективные движения нуклонов сводятся в основном к изменению формы ядра без изменения его объема. В сферических ядрах коллективные возбуждения соответствуют колебаниям поверхности ядра. В несферических ядрах наряду с колебаниями поверхности надо учитывать вращение ядра.

Момент количества движения ядра обусловлен векторной суммой внутреннего момента и момента вращения. В работах О. Бора и Б. Моттельсона предполагалось, что несферические ядра обладают аксиальной симметрией. В этом случае ядро может вращаться только вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии. Если допустить, что при вращении внутреннее состояние не изменяется, то вращательные состояния несферических четно-четных ядер характеризуются значениями спинов 2, 4, 6, 8, 10, ..., а энергии вращательных состояний должны удовлетворять простому правилу интервалов

$$1 : 10/3 : 7 : 12 : 55/3 : 26 : 35 : \ldots$$

Экспериментальные значения вращательной энергии некоторых ядер хорошо удовлетворяли этой закономерности, например в ядре ^{162}Dy для энергии вращательных состояний наблюдались значения

1 : 3,30 : 6,81 : 12,3 : ... ,

а в ядре ^{238}U

1 : 3,31 : 6,93 : 11,6 : 17,7 : 24,6 : ...

В 1958 г. А.С. Давыдов и Г.Ф. Филиппов [23, 24] обобщили теорию Бора и Моттельсона, учтя возможное нарушение аксиальной симметрии у некоторых ядер. В этом случае ядро может совершать более сложные вращательные движения, характеризуемые несколькими вращательными полосами. В теорию был введен дополнительный феноменологический параметр γ (параметр неаксиальности), который определялся из отношения энергий двух первых уровней спина 2 с помощью простой формулы

$$E_{22}/E_{21} = (3+\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)})/(3-\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}).$$

При $\gamma = 0$ теория неаксиальных ядер переходит в теорию Бора–Моттельсона. При $\gamma \neq 0$ наблюдаются отклонения от правила интервалов аксиального ядра уже в первой вращательной полосе, например при $\gamma = 30^\circ$ энергии вращательных состояний соотносятся следующим образом:

1 : 2,67 : 5 : 8 : 11,67 : 16 : ...

Кроме первой вращательной полосы, которая соответствует вращению ядра вокруг оси, перпендикулярной направлению главного момента инерции ядра, теория предсказывала существование вращательных полос, соответствующих более сложным вращениям. В дальнейшем выяснилось, что неаксиальность ядра и, следовательно, параметр γ могут иметь динамический характер. Очень важно, что через значение параметра γ выражались и относительные вероятности квадрупольных электрических переходов между вращательными состояниями.

В 1960 г. А.С. Давыдов и А.А. Чабан [25, 26] развили теорию неаксиальных ядер и создали теорию, учитывающую неадиабатический эффект растяжения ядра при вращении и позволяющую связать свойства деформируемости ядер с энергией продольных колебаний поверхности ядра без привлечения теории возмущений. Эффект неадиабатичности в теории возмущений приводит к выражению в виде ряда поправочных членов

$$E(J) = AJ(J+1) - BJ^2(J+1)^2 + CJ^3(J+1)^3 + ...,$$

который расходится при любых сколь угодно малых значениях B/A и C/A.

Теории коллективных возбужденных состояний, развитые О. Бором и Б. Моттельсоном, А.С. Давыдовым и Г.Ф. Филипповым, А.С. Давыдовым и А.А. Чабаном, относятся к феноменологическим теориям, в которых каждое ядро характеризуется несколькими параметрами. Энергии возбужденных состояний, их мультипольные моменты и вероятности переходов выражаются через эти параметры. Таким образом, оказывается возможным связать результаты многих экспериментов, относящихся к одному ядру.

В феноменологических теориях другого типа, которые часто называют полумикроскопическими, используются феноменологические параметры, характеризующие целую группу ядер, — самосогласованный потенциал, константы спаривания и мультипольных взаимодействий. Такие теории позволяют определить изменение свойств при переходе от одного ядра к другому.

В полумикроскопических теориях используется приближенный метод исследования системы нуклонов, основанный на разделении ядерного гамильтониана на три части: гамильтониан независимых квазичастиц, движущихся в некотором феноменологически определенном среднем поле; гамильтониан остаточного взаимодействия между квазичастицами, которое также выбирается сравнительно произвольно; феноменологический гамильтониан вращения ядра (для несферических ядер).

Если в феноменологических теориях первого типа применялся сравнительно простой математический аппарат, то развитие полумикроскопических теорий ядра характеризовалось широким использованием математических методов теории поля и статистической физики. Большое влияние на развитие теории оказали работы Н.Н. Боголюбова по теории сверхтекучести (1949), Дж. Бардина, Л. Купера, Дж. Шрифера (1957) и Н.Н. Боголюбова (1958) по теории сверхпроводимости, а также Л.Д. Ландау (1958) по теории ферми-жидкости. Использование этих методов позволило наиболее полно учесть остаточное взаимодействие между квазичастицами в ядре, приводящее к парным корреляциям (спариванию).

Эффект спаривания нуклонов, т.е. образования связанных состояний с нулевым угловым моментом, следовал из равенства нулю спинов основных состояний четно-четных ядер. Эффект спаривания квазичастиц лежал в основе теории сверхпроводимости. Н.Н. Боголюбов (1958) первый указал, что спаривание нуклонов в ядре может приводить к сверхтекучести ядерной материи. Вопрос о сверхтекучих состояниях в атомных ядрах рассматривался также О. Бором, Б. Моттельсоном и Д. Пайнсом (1958). Более полно теория парных корреляций сверхпроводящего типа развивалась В.Г. Соловьевым (1958–1959) [27, 28] и независимо С.Т. Беляевым (1959) [29]. Их работы положили начало широкому развитию полумикроскопического метода исследования структуры атомных ядер.

Основой полумикроскопических теорий явилось использование представления о квазичастицах в среднем самосогласованном поле ядра. Классификация состояний квазичастиц в феноменологически введенном среднем поле существенно зависит от его симметрии. При сферической симметрии, которая наблюдается в дважды магических и близких к ним ядрах, состояния квазичастиц характеризуются энергией, четностью, угловым моментом и его проекцией. В ядрах, имеющих аксиальную симметрию, кроме энергии и четности сохраняется только проекция углового момента на ось симметрии. При нарушении аксиальной симметрии не сохраняется и проекция углового момента.

Первые расчеты энергетических состояний квазичастиц в аксиально-симметричном поле были выполнены в 1958 г. С.Г. Нильссоном [30].

Он вычислил энергию квазичастицы, находящейся в потенциальном поле анизотропного осциллятора со спин-орбитальным взаимодействием и взаимодействием, пропорциональным квадрату углового момента частицы, которое приближало осцилляторный потенциал к потенциалу прямоугольной ямы.

Среднее поле ядра выбирают таким, чтобы оно приводило к наблюдаемым экспериментально значениям энергии одночастичных состояний группы ядер, у которых его можно считать одинаковым. Следовательно, оно не является вполне согласованным, так как не учитывается его изменение при изменении числа нуклонов в ядре. Среднее поле выбирают отдельно для протонов и нейтронов, при этом в теорию вводят до 30 феноменологических параметров. Как всегда при введении среднего поля, происходит переход от нуклонов к квазичастицам.

Кроме знания состояний квазичастиц в среднем поле ядра надо ввести в теорию явный вид остаточного взаимодействия между ними. При выборе функциональной зависимости остаточного взаимодействия исходят из предположения, что оно наиболее сильно в состояниях с равным нулю суммарным спином. Предполагая силы короткодействующими, их грубо аппроксимируют δ-функциями. Следовательно, в импульсном пространстве они сводятся к постоянным. Для упрощения расчетов не учитывают парные корреляции между протонами и нейтронами. Для описания свойств ядер атомов редкоземельных элементов и актиноидов приходится вводить дальнодействующее остаточное взаимодействие, аппроксимируя его первыми членами мультиполь-мультипольного и спин-мультипольного взаимодействий.

Математическое исследование системы квазичастиц в среднем поле с остаточным взаимодействием, приводящим к парным корреляциям, сводится к диагонализации соответствующих гамильтонианов в "сверхтекучей модели" ядра. Такая диагонализация дает новые, уже не взаимодействующие между собой квазичастицы. При проведении расчетов используются методы, в которых не учитываются законы сохранения числа нейтронов и протонов. Поэтому приходится вводить два дополнительных условия их сохранения в среднем, что эквивалентно введению химических потенциалов в гамильтониан системы.

В этом случае энергия новых квазичастиц отсчитывается от значений, близких к энергии поверхностей Ферми для протонной и нейтронной систем, и основное состояние ядра трактуется как безквазичастичное. Возбужденные состояния, соответствующие рождению одной квазичастицы, возможны только в системах с нечетным числом либо протонов, либо нейтронов. Наиболее низкие возбужденные состояния четно-четных ядер представляют собой состояния с разорванной парой, т.е. состояния с двумя квазичастицами, соответствующими одночастичным уровням среднего поля. Более высокие возбужденные состояния соответствуют четырем, шести и так далее квазичастицам. Основное и ряд возбужденных состояний нечетных ядер являются одноквазичастичными. Среди более высоких возбужденных состояний имеются трехквазичастичные, пятиквазичастичные и т.д.

Таким образом, учет парных корреляций сверхпроводящего типа приводит к качественному различию в спектрах возбужденных состояний четно-четных и нечетных ядер. Этот важный результат не зависит от выбора потенциала среднего поля.

В связи с тем что состояние всех квазичастиц определяется в среднем поле ядра без выделения движения центра инерции, в теории используются три лишние переменные. Это обстоятельство проявляется в том, что из двухквазичастичных состояний нулевого спина и положительной четности одно является лишним. Оно получило название "духового". Среди четырехквазичастичных состояний имеется много духовых состояний. Исключение духовых состояний значительно усложняет теорию.

Состояние квазичастиц в среднем поле несферических ядер определяется при фиксированной его ориентации в пространстве. Тем самым не принимают во внимание закон сохранения углового момента. Вращение ядра приближенно учитывают введением феноменологического оператора энергии вращения. Однако такой оператор содержит три главных момента инерции ядра, которые сами являются функциями внутренних состояний. Для упрощения эти моменты инерции заменяют постоянными значениями и рассматривают только аксиально-симметричные ядра, которые характеризуются одним моментом инерции.

Выделение оператора вращательной энергии с постоянными значениями моментов инерции возможно только в четно-четных ядрах, в которых минимальная энергия возбуждения квазичастиц из-за эффекта спаривания равна около 2 МэВ, а энергия первых вращательных состояний в десятки и сотни раз меньше. В нечетных ядрах коллективные и одночастичные возбуждения мало различаются по энергии и адиабатические условия выполняются сравнительно плохо. Для нечетно-нечетных ядер адиабатические условия выполняются еще хуже.

Экспериментальные значения моментов инерции аксиально-симметричных ядер показывают, что в момент инерции вносят вклад не все нуклоны, как в твердом теле. Наиболее часто вычисление момента инерции выполняют в рамках модели принудительного вращения, предложенной Д.Р. Инглисом (1954). Вычисление сводится к определению поправки к энергии, обусловленной медленным принудительным вращением ядра с постоянной угловой скоростью. Расчеты этого типа выполнили С.Т. Беляев (1959), А.Б. Мигдал (1959), С.Г. Нильссон и О. Приор (1960) и многие другие. Недостатком метода Инглиса является то, что при введении в оператор энергии члена, описывающего принудительное вращение, теряется инвариантность по отношению к обращению времени.

Как отмечено выше, полумикроскопические теории ядра развиваются при нарушении законов сохранения числа частиц, полного импульса и углового момента системы. Точный учет этих законов сохранения в системе многих частиц (в отличие от систем с малым числом частиц) приводит к значительному усложнению структуры оставшихся независимых переменных. Математическую основу методов, для которых характерно использование в теории многих частиц нарушения некоторых законов сохранения, заложил Н.Н. Боголюбов (1961). Он ввел понятие квазисредних и определил способ работы с ними.

В теориях, базирующихся на учете парных корреляций, возникает также трудность при исследовании роли неспаренных частиц. Одночастичные состояния, занятые нечетными нуклонами, должны исключаться из подсчета возможных двухквазичастичных состояний. Они как бы блокирова-

ны, поэтому соответствующая поправка была названа эффектом блокировки. Эффект блокировки исследовался в работах В.Г. Соловьева (1961), С.Г. Нильссона и О. Приора (1961).

Несмотря на некоторые трудности и приближенный характер полумикроскопической теории, учитывающей парные корреляции сверхпроводящего типа, ее широкое развитие в работах В.Г. Соловьева и его сотрудников (В.К. Лукьянова, Л.А. Малова, И.Н. Михайлова, Н.И. Пятова и других) обеспечило описание очень многих экспериментальных данных. Успех полумикроскопического подхода связан с тем, что задачу многих тел в ядерной физике удалось свести к задаче небольшого числа степеней свободы, допускающей математическое описание.

К полумикроскопическим теориям, основанным на выделении феноменологического среднего поля и остаточного взаимодействия квазичастиц, относится и теория конечных ферми-систем, развитая А.Б. Мигдалом и его сотрудниками (А.И. Ларкиным, Д.Ф. Зарецким, А.А. Лушниковым, Э.Е. Саперштейном и др.) в 1950–1965 гг. [31].

Теория конечных ферми-систем явилась обобщением теории ферми-жидкости, построенной Л.Д. Ландау для исследования слабовозбужденных состояний бесконечной системы сильновзаимодействующих частиц. Л.Д. Ландау показал, что малые возбуждения ведут себя почти как идеальный газ ферми-частиц с эффективной массой, отличающейся от массы составляющих систему частиц. Эти частицы Л.Д. Ландау назвал квазичастицами. Если энергию квазичастиц отсчитывать от химического потенциала, то масса квазичастиц оказывается единственной характеристикой спектра квазичастичных возбуждений.

При переходе к пространственно-ограниченным системам сильновзаимодействующих ферми-частиц, к которым относятся атомные ядра, возникает ряд трудностей, связанных с неоднородной плотностью ядра. В частности, в ряде явлений существенную роль играют периферические области ядра, в которых плотность резко неоднородна.

Существенным успехом теории Мигдала было естественное объяснение оболочечной модели ядра. Было показано, что система сильновзаимодействующих (между собой) нуклонов при малых энергиях возбуждения (менее 40 МэВ) ведет себя как газ квазичастиц, движущихся в эффективном среднем поле. Кроме того, было показано, что существуют две ветви одночастичных возбуждений – нейтронные и протонные.

Использовав определенный вид потенциала среднего поля и выбрав остаточное взаимодействие в виде произведения δ-функций на константы, принимающие разные значения внутри и вне ядра, А.Б. Мигдал с сотрудниками объяснили ряд свойств атомных ядер. При вычислениях они предположили, что параметры остаточного взаимодействия универсальны, т.е. имеют одинаковые значения для всех ядер.

Одним из основных методов изучения атомных и молекулярных ферми-систем является вариационный метод Хартри–Фока, который широко используется и при исследовании свойств атомных ядер. В этом методе функционал энергии системы, образованный из операторов кинетической энергии нуклонов и потенциальной энергии их парных взаимодействий, минимизируется на классе волновых функций независимых нуклонов.

Обычно потенциал парных взаимодействий выбирают таким, чтобы он описывал взаимодействия пар нуклонов до энергии около 40 МэВ. Такой потенциал часто называют реалистическим. Однако из опытов по рассеянию нуклонов потенциал

определяется неоднозначно, и используются разные варианты потенциалов. Часто выбор того или иного варианта продиктован способом математических вычислений.

Нет полной уверенности в том, что при исследовании свойств ядер можно ограничиться учетом только парных взаимодействий. Не исключено, что в ядре могут играть существенную роль и многочастичные силы.

При теоретических исследованиях значительное внимание уделялось изучению свойств малонуклонных ядер как простейших ядерных систем. А.И. Базь, В.И. Гольданский, Я.Б. Зельдович, А.Б. Мигдал и Я.А. Смородинский предсказали некоторые свойства таких ядер.

Многие расчеты свойств более тяжелых ядер на основе использования метода Хартри–Фока с потенциалом межнуклонного взаимодействия, предложенным Скирмом, выполнены Е.В. Инопиным с сотрудниками (Харьков).

Учитывая большую роль парных корреляций в средних и тяжелых ядрах, Н.Н. Боголюбов в 1958 г. предложил новый вариационный принцип, в котором минимизация функционала энергии осуществляется на более широком классе функций. В последний кроме волновых функций отдельных частиц включаются волновые функции пар частиц. Этот метод получил название вариационного метода Хартри–Фока–Боголюбова.

Математические трудности при возрастании числа нуклонов резко увеличиваются; кроме того, в методе Хартри–Фока–Боголюбова довольно трудно выделить коллективные степени свободы, которые играют существенную роль при исследовании возбужденных низкоэнергетических состояний в средних и тяжелых ядрах.

Существенный вклад в последовательную теорию структуры атомных ядер, основанную на реальных взаимодействиях между парами нуклонов, внес в 1966 г. Ю.А. Симонов [32, 33]. Он предложил для описания структуры ядер использовать метод гиперсферических функций, получивший краткое название метода K-гармоник.

Дальнейшему развитию этого метода в значительной мере способствовали А.М. Бадалян, Ф.К. Калоджеро, Е.А. Сурков, А.И. Базь, М.В. Жуков, К.Ф. Демин, Ю.Т. Гринь, В.Д. Эфрос, К.В. Шитикова и др. Ряд теоретических проблем, возникших в связи с развитием метода K-гармоник, решили Я.А. Смородинский, Г.И. Кузнецов и др.

В методе K-гармоник волновая функция системы A парновзаимодействующих частиц, для которых сила взаимодействия определяется потенциальной энергией

$$V = \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, \sigma_i, \sigma_j, \tau_i, \tau_j), \qquad (1)$$

где σ_i, τ_i — спин-изоспиновые переменные нуклона i, после выделения центра инерции $\mathbf{R}$ разлагается по полной системе гиперсферических функций $\tilde{Y}_{Kn}$:

$$\Psi = \sum_{n,K \geqslant K_{\text{мин}}} \Phi_{Kn}(\rho)\, \tilde{Y}^{\cdot}_{Kn}(\Omega), \Omega \equiv ..., \upsilon_i, ... \qquad (2)$$

Коэффициенты разложения Φ_{Kn} зависят от одной переменной — глобального радиуса, или гиперрадиуса:

$$\rho = [\sum_{i=1}^{A} (\mathbf{r}_i - \mathbf{R})^2]^{1/2} \qquad (3)$$

в $3(A-1)$-мерном абстрактном пространстве. Гиперсферические функции являются собственными функциями оператора угловой части кинетической энергии системы A нуклонов.

Выражение (2) представляет собой обобщение представления волновой функции системы двух нуклонов в сферической системе координат:

$$\Psi_{(r,\upsilon,\varphi)} = \sum_{l,m} \Phi_l(r)\, Y_{lm}(\upsilon, \varphi),$$

где $Y_{lm}(\upsilon, \varphi)$ – сферические функции орбитального квантового числа l и магнитного числа m. Они являются собственными функциями оператора углового момента в трехмерном пространстве и определяют движение точки на сфере радиусом r в трехмерном пространстве.

Гиперсферические функции $\widetilde{Y}_{Kn}(\Omega)$ системы A нуклонов зависят от $3A-4$ внутренних углов υ_i. Они характеризуют вращения в $3(A-1)$-мерном пространстве. Квантовое число K определяет глобальный момент в $3(A-1)$-мерном пространстве. Индекс n (многомерный) различает состояния с одинаковым глобальным моментом.

В силу принципа Паули в ядрах с A нуклонами значение K не может быть меньше некоторого минимального $K_{\text{мин}}$, которое в ядрах ^{4}He, ^{6}He и ^{16}O равно соответственно 0, 2, 12. При больших значениях A минимальное значение K пропорционально $A^{4/3}$.

Используя условия ортогональности гиперсферических функций, уравнение Шредингера системы A нуклонов с оператором взаимодействия (1) можно преобразовать в бесконечную совокупность дифференциальных уравнений

$$\left\{T(\rho) + V_{Kn;Kn}(\rho) - E\right\}\Phi_{Kn}(\rho) = \sum_{K'n'} V_{Kn;K'n'}(\rho)\,\Phi_{K'n'}(\rho),$$

где $T(\rho)$ – оператор кинетической энергии в переменных ρ. При практических расчетах приходится эту систему бесконечных уравнений обрывать, ограничиваясь учетом только нескольких низших значений K.

Ю.А. Симонов, В.Д. Эфрос и А.М. Горбатов развили специальные методы (методы потенциальных гармоник), позволяющие выделить главные базисные функции путем исследования матричных элементов оператора потенциальной энергии.

Метод K-гармоник выделяет коллективную переменную ρ, которая описывает монопольные колебания. Поэтому использование метода K-гармоник для изучения монопольных колебаний ядер весьма эффективно (К.В. Шитикова, 1978–1980 гг.). Однако, поскольку в методе K-гармоник в явном виде выступает только одна коллективная координата ρ, он неудобен для описания квадрупольных и вращательных состояний несферических ядер.

Прямое использование метода K-гармоник связано с рядом математических трудностей. Необходимость симметризации волновой функции относительно перестановки нуклонов требует знания громоздких преобразований волновых функций при переходе от одного набора координат Якоби к другому. Очень сложны и вычисления матричных элементов потенциальной энергии взаимодействия нуклонов с помощью гиперсферических функций. Поэтому некоторые авторы вводили упрощающие модификации метода. Так, А.И. Базь и М.В. Жуков в 1970 г. [34] предложили

при расчете свойств ядер применять модифицированный метод K-гармоник, позволяющий при расчетах использовать хорошо разработанные методы теории ядерных оболочек. Обобщение метода K-гармоник на случай несферических ядер проведено Ю.Т. Грином (1970).

Для сравнительно простого расчета зависимости энергии связи нуклонов в тяжелых ядрах от состава ядра часто используют метод оболочечных поправок, предложенный В.М. Струтинским в 1966–1968 гг. [35]. В этом методе энергия связи нуклонов в ядре представляется в виде суммы двух слагаемых:

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{кап}} + E_{\text{корр}}.$$

Первое слагаемое вычисляют на основе капельной модели, учитывающей кулоновскую энергию, короткодействующие силы притяжения и поверхностную энергию ядра заданной формы. Второе слагаемое определяется разностью

$$E_{\text{корр}} = E_{\text{обол}} - \langle E_{\text{обол}} \rangle,$$

где $E_{\text{обол}}$ – сумма энергий протонов и нейтронов, которые заполняют первые энергетические уровни одночастичных состояний потенциальной ямы, имеющей форму ядра; $\langle E_{\text{обол}} \rangle$ – среднее значение $E_{\text{обол}}$. При вычислении одночастичных состояний наиболее часто используют потенциал Нильссона. Струтинский производил усреднение, предполагая распределение нуклонов по одночастичным состояниям вблизи поверхности Ферми гауссовым.

В работах М. Брэка с сотрудниками (1973–1974) использовались другие методы усреднения с учетом эффекта спаривания. Было показано, что для тяжелых ядер метод оболочечных поправок Струтинского дает хорошие результаты при вычислении массы ядер, равновесных деформаций, барьеров деления и др.

В.В. Пашкевич и В.М. Струтинский (1969) провели расчеты с использованием одночастичной схемы уровней в эллиптически-деформированном потенциале типа Саксона–Вудса. В 1969 г. В.В. Пашкевич вычислил оболочечные поправки к энергии ядер с различными значениями A и Z, используя несколько вариантов выбора параметров одночастичного потенциала. Вычисления показали наличие сферических оболочек с минимумом энергии при $Z = 82$, $N = 126$. Второй минимум был локализован в области значений $Z \approx 126, N \approx 184$.

В энергетическом спектре одночастичных состояний в некоторых случаях наблюдаются "большие оболочки", содержащие аномально большое число состояний. Наличие таких оболочек связывалось с одновременным вырождением по орбитальному и магнитному квантовым числам в осцилляторном потенциальном поле. В.М. Струтинский объяснил наличие больших оболочек на основе квазиклассического приближения независимо от выбранного потенциала.

Несмотря на большие успехи полумикроскопических теорий ядра, опирающихся на феноменологические данные о среднем поле и остаточном взаимодействии, они еще не позволяли решить главную задачу ядерной физики – описание свойств системы нуклонов на основе данных о

реальных взаимодействиях между нуклонами при малых кинетических энергиях (около 50 МэВ), с которыми движутся нуклоны в ядрах.

Формальное введение в ядерную физику из теории сверхпроводимости остаточных взаимодействий типа спаривания отражало экспериментально установленный факт существенного различия энергетических спектров четно-четных и нечетных ядер. Однако от теории требовалось объяснение этого эффекта на основе реальных нуклон-нуклонных взаимодействий, характеризующих как притяжение, так и сильное отталкивание между нуклонами при их сближении.

Новый математический метод исследования системы трех сильновзаимодействующих частиц развил Л.Д. Фаддеев [36]. Уравнения движения частиц были записаны в интегральной форме. Они эквивалентны уравнению Шредингера с некоторыми асимптотическими условиями, налагаемыми на волновую функцию системы. О.Я. Якубовский обобщил уравнения Фаддеева на случай системы четырех частиц.

А.Г. Ситенко, В.А. Харченко, Н.М. Петров, В.Е. Кузьмичев, В.П. Левашев (1970–1980) [37] нашли численные решения уравнений Фаддеева и Фаддеева–Якубовского для трех- и четырехчастичных систем. Используя возможность аппроксимации нуклон-нуклонного взаимодействия так называемым сепарабельным потенциалом, они вычислили энергию связи и длину рассеяния для систем, состоящих из трех и четырех частиц*. В частности, они установили связь между длиной нейтрон-дейтронного рассеяния и энергией связи тритона.

К сожалению, обобщение метода Фаддеева на системы, состоящие из большого числа нуклонов, встречает серьезные затруднения. Кроме того, в этом методе трудно выделить коллективные слаборелаксирующие степени свободы ядер.

Как показывают исследования в других областях физики, теоретическое описание свойств систем частиц облегчается при установлении иерархии элементарных возбуждений, отличающихся значениями параметра релаксации. Так, введение представления о слаборелаксирующих элементарных возбуждениях (фононах, экситонах, магнонах и других) было решающим для построения теории твердого тела.

Многочисленные экспериментальные данные, полученные при исследовании взаимодействий ионов и других заряженных частиц с ядрами, указывали, что практически у всех средних и тяжелых ядер есть состояния, энергетический спектр которых имеет сравнительно простую вращательно-колебательную структуру. Именно эти состояния возбуждаются с особенно большими вероятностями кулоновским полем частицы, пролетающей мимо ядра. Разрядка таких состояний осуществляется каскадными переходами с испусканием γ-квантов. Приведенные выше факты указывали на то, что вращательно-колебательные состояния ядер представляют особый тип коллективных возбуждений, слабо связанных с другими квазичастичными возбуждениями.

Последовательное описание коллективных степеней свободы в ядре возможно только при строгом учете законов сохранения, обусловленных

---

* В простейшем случае движения в сферически-симметричном поле сепарабельный потенциал соответствует замене слагаемого $V(r)\,\Psi(r)$ в уравнении Шредингера, где $V(r)$ – локальный потенциал, $\Psi(r)$ – волновая функция, слагаемым вида $\int_0^\infty K(r)\,K(r')\,\Psi(r')\,dr'$, т.е. введению нелокального интегрального оператора с факторизованным ядром $K(r)\,K(r')$.

их коллективной природой (поступательное перемещение, монопольные и квадрупольные колебания и вращение). Однако именно эти коллективные степени свободы в теориях, основанных на представлении о феноменологическом потенциале среднего поля, были лишними переменными. Учет таких переменных, необходимый для удовлетворения законам сохранения суммарного импульса, углового момента и числа нуклонов в ядре, значительно усложнял математические вычисления. Предложенный Н.Н. Боголюбовым метод квазисредних позволял упростить исследование внутренних состояний ядра (энергии связи, квазичастичных возбуждений и других) именно за счет отказа от последовательного описания коллективных движений. Поэтому естественно, что эти теории не могут дать удовлетворительного описания коллективных возбуждений.

Как было указано выше, теоретические исследования коллективных возбуждений долгое время проводились на феноменологической основе и сводились (даже в полумикроскопических теориях) к выбору удачных форм гамильтонианов и поиску оптимальной параметризации наблюдаемых энергетических спектров. Только в последние годы наметился значительный прогресс в развитии микроскопической теории коллективных возбуждений.

По-видимому, первые попытки последовательного выделения коллективных степеней свободы в системах трех и четырех взаимодействующих частиц были сделаны в работах В. Зикендрата (1965, 1969), Г.Ф. Филиппова (1967–1968), А.С. Давыдова и Г.Ф. Филиппова (1969) [38] и Я.А. Смородинского (1969). В этих работах предполагалось внутренние степени свободы определять относительно системы координат с осями, направленными вдоль главных моментов инерции систем частиц.

В последующее десятилетие микроскопическая теория коллективных возбуждений, базирующаяся на этой основе, получила дальнейшее существенное развитие. Как показали Г.Ф. Филиппов, В.И. Овчаренко, А.Я. Дзюблик и др. (1972) [39–42], и в системе A нуклонов для введения коллективных переменных целесообразно перейти в собственную неинерциальную систему координат, связанную с ядром.

В качестве этой системы выбирают три главные оси тензора инерции ядра. В этом случае движение центра инерции ядра связывается с перемещением центра внутренней системы координат. Изменения трех углов Эйлера φ, θ, ψ определяют вращение системы главных осей эллипсоида инерции относительно лабораторной системы. Изменения главных значений a, b, c тензора инерции или связанных с ними переменных ρ, β и γ, определяемых равенствами

$$\left.\begin{aligned} &\rho^2 = a^2 + b^2 + c^2; \\ &\beta\rho^2 \cos\gamma = c^2 - \frac{a^2 + b^2}{2}; \quad \beta\rho^2 \sin\gamma = \frac{\sqrt{3}(a^2 - b^2)}{2}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

характеризуют монопольные и квадрупольные движения нуклонов. Движения нуклонов относительно главных осей тензора инерции определяются $3A-9$ внутренними переменными α_i. Три компоненты вектора центра инерции, три угла Эйлера φ, θ, ψ и три переменные a, b, c, через которые выражаются главные значения тензора инерции, вместе с $3A-9$ внутренними переменными α_i составляют полное число $3A$ переменных системы A нуклонов.

Внутренние переменные α_i вводятся так, чтобы при их изменении сохранялись положение центра инерции, ориентация осей эллипсоида инерции и значения его полу-

осей. Г.Ф. Филиппов, В.И. Овчаренко, А.Я. Дзюблик и А.И. Стешенко (1972) показали, что такими переменными могут быть $3A-9$ обобщенных углов Эйлера α_i в $(A-1)$-мерном абстрактном пространстве.

Вследствие выделения девяти коллективных степеней свободы движения отдельных нуклонов во внутренней системе координат взаимосвязаны, т.е. нельзя говорить о состоянии движения отдельного нуклона во внутренней системе координат. Во всех предшествующих теориях связь между координатами нуклонов во внутренней системе (в среднем поле) явно не учитывалась.

Итак, состояния нуклонов во внутренней системе координат описываются полным ортонормированным базисом функций $\chi_\nu^{s[f]}(\alpha_i, \sigma_j, \tau_l)$, зависящих от $3A-9$ обобщенных углов Эйлера, спиновых σ_j и изоспиновых τ_l переменных A нуклонов. В общем случае функция $\chi_\nu^{s[f]}$ является тензором, компоненты которого нумеруются индексом ν.

Функции шести коллективных переменных $a, b, c, \varphi, \theta, \psi$ инвариантны относительно перестановок координат нуклонов. Поэтому для удовлетворения принципу Паули функции $\chi_\nu^{s[f]}$ выбирают в виде суперпозиции обобщенных гиперсферических функций $D_{\nu\mu}^{[f]}$, зависящих от обобщенных углов Эйлера α_i с коэффициентами $F_\mu^{s[f]}(\sigma_j, \tau_l)$, которые в свою очередь зависят от спин-изоспиновых переменных нуклонов. Эти коэффициенты подбирают так, чтобы функции $\chi_\nu^{s[f]}$ меняли знак при перестановке пар нуклонов и соответствовали определенным значениям спина, изоспина и определенной перестановочной симметрии.

Обобщенные гиперсферические функции $D_{\nu\mu}^{[f]}$ являются матричными элементами матрицы неприводимых представлений группы вращений в $(A-1)$-мерном абстрактном пространстве. Верхний индекс $[f] = f_1, f_2, f_3$ соответствует трем целым неотрицательным числам, определяющим неприводимое представление, которому принадлежит функция $D_{\nu\mu}^{[f]}$. Нижними индексами ν и μ обозначены строки и столбцы матрицы неприводимого представления.

Указание неприводимого представления $[f]$ характеризует свойства симметрии функции $\chi_\nu^{s[f]}$ в микроскопической теории коллективных возбуждений по отношению к вращениям в $(A-1)$-мерном абстрактном пространстве. Таким же образом указание неприводимого представления точечной группы симметрии многоатомной молекулы характеризует симметрию ее электронных функций по отношению к вращениям в трехмерном пространстве.

В общем случае структуру индексов $[f]$, ν, μ гиперсферических функций исследовали И.М. Гельфанд и М.Л. Цейтлин (1950). Для ядерных систем эти функции удовлетворяют некоторым ограничениям, которые были найдены Е.Л. Сурковым (1967). Теоретико-групповая алгебраическая структура индексов $[f]$, ν, μ обобщенных гиперсферических функций была установлена в работах В.В. Ванагаса и Р.К. Калинаускаса (1973) и в работах Ю.Ф. Смирнова с сотрудниками (1974).

В системе центра инерции и главных осей эллипсоида инерции волновая функция состояния ядра с определенным угловым моментом J, его проекцией M, спином и другими интегралами движения, которые мы

кратко обозначаем буквой s, разлагается по полной системе базисных функций внутренних состояний

$$\Psi_M^{Js} = \sum_{\nu,\,[f]} Q_{\nu M}^{[f]\,Js}(a, b, c, \varphi, \theta, \psi)\,\chi_\nu^{[f]s}(\alpha_i, \sigma_j, \tau_l). \tag{5}$$

Коэффициентами разложения в (5) являются волновые функции коллективных движений

$$Q_{\nu M}^{[f]\,Js} = \sum_K \Phi_{\nu K}^{[f]\,Js}(a, b, c) D_{KM}^{J}(\varphi, \theta, \psi), \tag{6}$$

где D_{KM}^{J} – обобщенная сферическая функция углов Эйлера φ, θ, ψ.

Используя условия ортогональности и нормировки полной системы функций внутреннего движения $\chi_\nu^{s[f]}$, можно преобразовать уравнение Шредингера с оператором Гамильтона H системы A взаимодействующих посредством реальных сил нуклонов (из которого исключен оператор кинетической энергии движения центра инерции) в бесконечную систему уравнений

$$\sum_{\nu'\,[f']} \langle \chi_\nu^{[f]} | H | \chi_{\nu'}^{[f']} \rangle Q_{\nu'}^{[f']} = E Q_\nu^{[f]} \tag{7}$$

для функций коллективных движений (6). Для упрощения записи в (7) и далее квантовые числа интегралов движения Js опускаются.

Обобщенные углы Эйлера α_i, входящие в функции $\chi_\nu^{[f]}$, определяют в абстрактном пространстве $A-1$ измерения ориентацию некоторой внутренней системы координат, характеризуемой тремя выделенными ортами. При изменении углов α_i эта внутренняя система совершает вращение относительно эллипсоида инерции. Поэтому в операторе кинетической энергии системы нуклонов появляются два оператора угловых моментов; один из них – оператор полного углового момента всего ядра, а второй, который иногда называют квазимоментом, – оператор суммарного орбитального углового момента нуклонов во внутренней системе ядра.

Матричные элементы $\langle \chi_\nu^{[f]} | H | \chi_{\nu'}^{[f']} \rangle$ оператора Гамильтона H, вычисленные на волновых функциях внутренних состояний $\chi_\nu^{[f]}$, определяют гамильтониан коллективных возбуждений. Они зависят от квантовых чисел $[f]$, ν соответствующих состояний внутреннего движения и интегралов движения Js. Разным ядрам и разным внутренним состояниям одного ядра соответствуют, вообще говоря, различные коллективные гамильтонианы. В этом проявляется существенное отличие макроскопической теории коллективных движений от феноменологических теорий, в которых гамильтонианы коллективных движений постулируются.

Практическое использование макроскопической теории коллективных возбуждений оправдывается только в том случае, когда в разложение (5) вносят вклад небольшое число слагаемых и бесконечная система уравнений (7) сводится к небольшому числу уравнений. Такое приближение было названо минимальным.

Существенный прогресс в микроскопическую теорию коллективных возбуждений внес Г.Ф. Филиппов (1978), указавший простой метод на-

хождения квантовых чисел $[f]$, ν функций $\chi_\nu^{[f]}$, которые доминируют в разложении (5). Эти числа, характеризующие неприводимое представление и, следовательно, симметрию волновых функций $\chi_\nu^{[f]}$ относительно операции группы вращения в $(A-1)$-мерном абстрактном пространстве, можно определить из анализа функций в оболочечной модели с потенциалом анизотропного осциллятора Нильссона, наиболее хорошо описывающего в рамках оболочечной модели внутреннее состояние ядра.

В оболочечной модели состояние ядра определяется указанием состояний отдельных нуклонов. В микротеории из-за исключения лишних переменных нельзя говорить о движении отдельного нуклона. Тем не менее, выделяя из функций оболочечной модели функции, инвариантные относительно трансляции ядра и изменений монопольных и квадрупольных степеней свободы, можно было определить симметрию внутренних волновых функций относительно операций группы вращения в $(A-1)$-мерном пространстве и, следовательно, найти соответствующие числа $[f]$, ν для различных состояний внутреннего движения.

Минимальное приближение особенно упрощается, когда основное внутреннее состояние ядра описывается функцией, соответствующей одному неприводимому представлению $[f]$.

Как отмечалось выше, в общем случае соответствующая функция $\chi_\nu^{[f]}$ является тензором. В дважды магических ядрах полный момент и спин основного состояния ядра равны нулю, поэтому этот тензор сводится к скаляру ($f_1 = f_2 = f_3 \equiv f_0$), а система уравнений (7) минимального приближения — к одному уравнению

$$\left\{ \langle \chi_0^{f_0} | H | \chi_0^{f_0} \rangle - E_{Jf_0} \right\} Q_M^{Jf_0} = 0. \tag{8}$$

При этом спектр коллективных возбуждений ядра характеризуется, как и в феноменологической модели, только шестью квантовыми числами по числу степеней свободы эллипсоида инерции a, b, c, φ, θ, ψ. Угловой момент ядра определяется только вращением эллипсоида инерции.

Если внутренняя функция четного ядра принадлежит к неприводимому представлению с $f_1 = f_2 \neq f_3$ или $f_1 \neq f_2 = f_3$, то в полный угловой момент ядра вносит вклад не только вращение эллипсоида инерции, но и угловой момент внутренних движений нуклонов (квазимомент) относительно осей эллипсоида инерции. Когда среди f_1, f_2 и f_3 два имеют одинаковое значение, ориентация тензора $\chi^{[f]}$ внутренних движений относительно эллипсоида инерции характеризуется двумя углами, поэтому спектр коллективных возбуждений ядра определяется двумя дополнительными квантовыми числами наряду с шестью квантовыми числами, характеризующими эллипсоид инерции и его ориентацию.

Когда $f_1 \neq f_2 \neq f_3$, число квантовых чисел, характеризующих коллективные возбуждения, увеличивается до девяти. Таким образом, уже минимальное приближение метода обобщенных гиперсферических функций дает более богатое описание коллективных возбуждений четных несферических ядер, чем феноменологическая теория квадрупольных поверхностных колебаний ядра (теория Бора–Моттельсона).

В случае нечетных и нечетно-нечетных ядер, когда спин ядра s отличен от нуля в основном состоянии, чтобы учесть взаимодействие коллективных и спиновых степеней свободы ядра, необходимо рассматривать весь мультиплет функций $\chi^{Js[f]}_{\nu,s_z}$, различающихся проекцией спина s_z (Г.Ф.Филиппов, В.С. Василевский, Л.Л. Чоповский, 1980 г.).

Функция

$$W(\rho,\beta,\gamma)=\sum_{\nu,M}|Q^{Js[f]}_{\nu M}|^2=\sum_{\nu,K}|\Phi^{Js[f]}_{\nu K}(\rho,\beta,\gamma)|^2$$

характеризует плотность вероятности различных значений ρ, β, γ в состоянии $Js[f]$. В частности, она позволяет вычислить, в какой мере в среднем эллипсоид инерции данного состояния отличается от сферы. Эффективная несферичность ядра определяется выражением

$$\langle\beta^2\rangle=\int W(\rho,\beta,\gamma)\beta^2 dv_{\rho\beta\gamma}, \qquad (9)$$

где

$$dv_{\rho\beta\gamma}\equiv\rho^{3A-4}d\rho\,[1-3\beta^2+2\beta^3\cos(3\gamma)]^{(A-5)/2}\beta^4 d\beta\sin(3\gamma)d\gamma,$$

а эффективная неаксиальность – выражением

$$\langle\beta^2\cos(3\gamma)\rangle=\int W(\rho,\beta,\gamma)\beta^3\cos(3\gamma)dv_{\rho\beta\gamma}. \qquad (10)$$

Использовав выражения (9) и (10), Ю.Ф. Смирнов и Г.Ф. Филиппов (1978) показали, что в основном состоянии дважды магического ядра ^{4}He

$$\beta^2_{эф}\equiv\langle\beta^2\rangle=0{,}455;\quad \beta^3_{эф}\cos(3\gamma_{эф})\equiv\langle\beta^3\cos(3\gamma)\rangle=0{,}245.$$

Из этих равенств следует, что

$$\beta_{эф}=0{,}672;\quad \gamma_{эф}=12^\circ 35'.$$

Таким образом, в среднем в собственной системе координат эллипсоид инерции ядра ^{4}He имеет вытянутую неаксиальную форму. Эта эффективная несферичность ядра обусловлена квантовыми нулевыми колебаниями поверхности ядра относительно сферической формы. Большие амплитуды колебаний обусловлены малостью эффективной массы, участвующей в коллективном движении.

Эффективные значения β и γ для магических ядер ^{16}O и ^{40}Ca оказались равными:

$$\beta_{эф}(^{16}\mathrm{O})=0{,}27;\quad \beta_{эф}(^{40}\mathrm{Ca})=0{,}144;$$

$$\gamma_{эф}(^{16}\mathrm{O})=23^\circ;\quad \gamma_{эф}(^{40}\mathrm{Ca})=27^\circ.$$

С ростом массового числа ядра эффективные значения β уменьшаются, так как увеличивается эффективная масса, участвующая в нулевых колебаниях.

В адиабатическом приближении, т.е. в пренебрежении кинетической энергией коллективных движений, система уравнений (7) в минимальном приближении

$$\sum_{\nu'}\langle\chi^{J}_{\nu}[f]|H|\chi^{J}_{\nu'}[f']\rangle Q^{J}_{\nu'}[f]=E^{J}[f](\rho,\beta,\gamma)Q^{J}_{\nu}[f] \qquad (11)$$

определяет гиперповерхности энергий как функции переменных ρ, β, γ в состоянии $J[f]$.

Для магического ядра O^{16} значение $f_0 = 4$ и система уравнений (11) сводится к одному равенству

$$E^J(\rho, \beta, \gamma) = \langle \chi_0^4, {}^J | H | \chi_0^4, {}^J \rangle.$$

В работе Г.Ф. Филиппова и В.Н. Максименко (1975) были найдены гиперповерхности энергий простейшего немагического ядра ^{6}He в минимальном приближении метода обобщенных гиперсферических функций в состояниях [200] 0. Было показано, что низшая гиперповерхность энергии имеет глубокий минимум, соответствующий аксиально-симметричному эллипсоиду инерции. Два других минимума этой поверхности менее ярко выражены. Один из них соответствует сплюснутому аксиально-симметричному, а второй – сферически-симметричному эллипсоидам инерции.

В тех случаях, когда адиабатическое приближение справедливо и гиперповерхность энергии имеет несколько минимумов, разделенных барьерами, коллективные возбуждения можно классифицировать указанием того, около какого минимума совершаются колебания.

В разных состояниях внутреннего движения ядро может иметь различные равновесные формы. Так, расчеты В.И. Овчаренко, О.П. Павленко и Г.Ф. Филиппова (1978) показали, что в состояниях [400] 0, [400] 2 ядро ^{8}Be вытянуто, а переходя в состояние [400] 4, оно становится сплюснутым.

В феноменологических теориях вращательных состояний четных ядер полный угловой момент J совпадает с угловым моментом вращения ядра, поэтому при учете деформируемости ядра (теория Давыдова–Чабана) возрастание J связано с увеличением интенсивности вращения. Вследствие этого с ростом J возникает растяжение ядра вдоль оси, перпендикулярной оси вращения. При таком растяжении увеличивается момент инерции, что приводит к наблюдаемому у многих несферических ядер сокращению энергетических интервалов между вращательными состояниями и возрастанию приведенных вероятностей $E2$-переходов между ними.

Между тем в некоторых ядрах (^{18}O, ^{18}Ne, ^{20}Ne) вероятности $E2$-переходов в пределах одной вращательной полосы с ростом J не увеличиваются, а уменьшаются. Так, в ядрах ^{18}O и ^{18}Ne значения отношения $B(E2; 2^+ \to 0)/B(E2; 4 \to 2)$ соответственно равны 2,7 и 2,0. Следовательно, в этих ядрах с увеличением углового момента эффективная несферичность уменьшается.

Аналогичный эффект был отмечен Г. Ли и Р. Куссоном (1972) при анализе зависимости ширин возбужденных состояний ядра ^{20}Ne относительно α-распада. На основе хартри-фоковских расчетов авторы пришли к заключению, что уменьшение приведенных вероятностей связано с уменьшением среднего квадратического радиуса ядра.

Г.Ф. Филиппов, А.И. Стешенко, О.П. Павленко (1978) на основе микроскопической модели коллективных движений показали, что уменьшение приведенных вероятностей $E2$-переходов связано главным образом с уменьшением степени несферичности, а не среднего квадратического радиуса ядра. Согласно их расчетам значения $\beta_{эф}$ в ядре ^{20}Ne в состояниях с угловыми моментами $J = 0, 2, 4, 6, 8$ соответственно равны 0,414; 0,410;

0,394; 0,358 и 0,304. Только при $J \geqslant 10$ эффективные значения β увеличиваются с ростом J. Вычисления, проведенные В.И. Овчаренко, И.П. Охрименко, А.И. Стешенко (1980) для ядер ^{18}O и ^{18}Ne и И.П. Охрименко и А.И. Стешенко (1981) для ядра ^{20}Ne, подтвердили это заключение. Так, в случае ядра ^{18}O $\beta_{эф}$ в состояних с моментами 0, 2 и 4 соответственно равны 0,273; 0,269 и 0,257. Только в состояниях с $J \geqslant 6$ $\beta_{эф}$ увеличивается с ростом J.

Микроскопическая теория коллективных движений дает простое качественное объяснение эффекту уменьшения несферичности ядра при увеличении углового момента, который был назван "антирастяжением". Если в основном состоянии отличен от нуля квазимомент j_0 внутренних движений нуклонов относительно эллипсоида инерции, то основное состояние ядра с нулевым угловым моментом соответствует вращению эллипсоида инерции с угловым моментом R, компенсирующим квазимомент: $J = j_0 - R = 0$. Переход в возбужденные состояния с угловыми моментами $J \leqslant j_0$ связан с замедлением вращения эллипсоида инерции, т.е. с ослаблением центробежных сил, вызывающих растяжение. При $J = j_0$ вращение эллипсоида инерции полностью прекратится и угловой момент ядра будет определяться только внутренним движением нуклонов. Дальнейшее увеличение J будет обусловлено и увеличением интенсивности вращения.

В рамках минимального приближения метода обобщенных гиперсферических функций И.П. Охрименко, Г.Ф. Филиппов (1979) и В.С. Василевский, Т.П. Коваленко (1979) выполнили расчеты спектров монопольных и квадрупольных возбуждений легких ядер.

К настоящему времени основные вычисления, в которых используется метод обобщенных гиперсферических функций, выполнялись в рамках минимального приближения. Однако уже в 1979–1980 гг. наметились пути выхода за рамки минимального приближения путем учета различных неприводимых представлений $[f]$ группы $O(A-1)$ симметрии (В.С. Василевский, Г.Ф. Филиппов, Л.Л. Чоповский).

Одним из самых трудных вопросов теории обобщенных гиперсферических функций явилось выяснение сходимости разложения (5) волновых функций системы A нуклонов по базису внутренних волновых функций $\chi_\nu^{[f]}$. В последнее время наметился прогресс и в решении этого вопроса (Г.Ф. Филиппов, 1980 г.). Оказалось, что о характере сходимости ряда (5) можно судить, изучая асимптотическое поведение коэффициентов разложения при больших значениях квантовых чисел, нумерующих базисные функции $\chi_\nu^{[f]}$.

Успехи ускорительной техники значительно стимулировали исследование явлений, возникающих при столкновении ядер. Первая теория возбуждения ядер электрическим полем пролетающей частицы была развита в 1940 г. К.А. Тер-Мартиросяном [43]. Метод возбуждения ядер кулоновским полем пролетающей частицы оказался весьма эффективным при исследовании вращательных состояний несферических ядер.

Возможность ускорения тяжелых ионов до энергий, обеспечивающих преодоление кулоновского отталкивания между ядрами, открыла новый этап в исследовании вращательных состояний ядер с очень большими угловыми моментами.

В результате слипания сталкивающихся ядер образуется метастабильное составное ядро, при этом кинетическая энергия налетающего ядра преобразуется в энергии вращения и внутреннего возбуждения составно-

го ядра. Энергия внутреннего возбуждения (высокая температура ядра) быстро расходуется на испускание нескольких нейтронов и γ-квантов.

Испускаемые составным ядром нейтроны (процесс испарения) имеют малую энергию, поэтому они уносят небольшую долю углового момента. После того как энергия внутреннего возбуждения ядра окажется меньше энергии, необходимой для испарения нейтронов (около 5 МэВ), процесс испускания нейтронов прекращается. Дальнейшее охлаждение ядра происходит за счет испускания γ-квантов, которое носит неупорядоченный статистический характер до тех пор, пока ядро не перейдет в состояние с нулевой температурой, соответствующее так называемой ираст-линии.

Ираст-линия характеризует состояния атомного ядра, энергия возбуждения которых целиком сосредоточена на вращательных степенях свободы. Поэтому она объединяет состояния с низшей внутренней энергией при каждом значении полного спина ядра. Дальнейшее излучение γ-квантов происходит каскадными переходами с уменьшением углового момента вдоль ираст-линии. В четно-четных ядрах такими переходами являются $E2$-переходы.

Теорию высоковозбужденных состояний ядер с большими угловыми моментами над ираст-линией развивал И.Н. Михайлов (1980) на основе модели быстро вращающейся жидкой капли, находящейся в состоянии интенсивного возбуждения поверхностных колебаний. Он показал, что при быстром вращении ядро делается менее жестким по отношению к нарушению аксиальной симметрии, поэтому в возбужденных состояниях ядра большую роль играют так называемые γ-колебания с эффективной потерей аксиальной симметрии.

Значение максимального углового момента $\hbar J_{\text{макс}}$ составного ядра зависит от типа сталкивающихся ядер и энергии их относительного движения. Его можно оценить на основе простого соотношения $J_{\text{макс}} = bp/\hbar$, где p — импульс относительного движения; b — максимальный параметр столкновения.

В реакциях ^{165}Ho $(p, 2n)$ ^{164}Er при энергии 40 МэВ может образоваться составное ядро с максимальным угловым моментом, равным $8\hbar$. В реакциях с кислородом при энергии 100 МэВ могут образовываться ядра с угловым моментом $42\hbar$. Значение $80\hbar$ могут иметь составные ядра, образующиеся в результате столкновения ядер ^{84}Kr при энергии 300 МэВ с ядрами ^{86}Se.

Однако в реальных условиях ядра с очень большими угловыми моментами наблюдать не удается по двум причинам: во-первых, при очень больших угловых моментах ядра разрываются из-за центробежных сил, во-вторых, как указано выше, сразу после образования составного ядра испускание γ-квантов носит неупорядоченный статистический характер до перехода ядра в состояния, соответствующие ираст-линии. В этих состояниях почти вся энергия возбуждения сосредоточена на степенях свободы, связанных с вращением. Таким образом, в состояниях, соответствующих ираст-линии, ядро "холодное", несмотря на то что энергия возбуждения может быть очень большой. Дальнейшее уменьшение энергии происходит путем излучения γ-квантов при последовательном переходе ядра через состояния, соответствующие ираст-линии. При $J < 40$ этим перехо-

дам соответствуют дискретные, доступные измерению каскады γ-квантов.

Наибольшее число экспериментальных данных о больших спиновых состояниях ядер получены в реакциях (α, xn). В состояниях с большими угловыми моментами (спинами) значительно повышается роль кориолисовых и центробежных сил. Исследование поведения ядер при наличии больших и очень больших кориолисовых и центробежных сил представляет большой интерес.

Если из измеренных значений $E(J)$ образовать величину Ω:

$$\hbar\Omega = dE(J)/d(\sqrt{J(J+1)}) \approx (1/2)\,[E(J+1) - E(J-1)],$$

имеющую размерность частоты, и определить момент инерции ядра с помощью выражения

$$\Theta = \hbar^2 J(J+1)/2E(J),$$

то согласно предположению о центробежном растяжении ядра вдоль направлений, перпендикулярных оси вращения, момент инерции должен возрастать пропорционально Ω^2. Однако в 1971 г. А. Джонсон, Г. Райд и С. Хьорс в ядре ^{158}Er обнаружили резкое отклонение от линейной зависимости. При $J = 12$ момент инерции возрастал в 2–3 раза быстрее; он увеличивался так быстро, что вращательная частота уменьшалась при увеличении углового момента. Это явление получило название "обратный загиб" (backbending).

Возникает вопрос, какой перестройкой ядра обусловлено это явление. В настоящее время принято считать, что обратный загиб возникает в результате пересечения двух вращательных полос – вращательной полосы с моментом инерции, соответствующим основному состоянию, и более высоко расположенной вращательной полосы с большим моментом инерции. Однако это представление не объясняет физической природы явления. Необходимо выяснить, какова природа возбуждения второй вращательной полосы, т.е. каковы изменения внутренней структуры ядра, приводящие к значительному увеличению момента инерции.

Для объяснения природы второй полосы предложено три гипотезы. Согласно первой (Г. Вейгманн, Дж. Теоболд, 1972 г.; П. Тибергер, 1972 г.) в состояниях второй вращательной полосы несферичность ядра соответствует второму минимуму потенциальной энергии, при котором ядро имеет большую несферичность.

Вторая гипотеза связывает явление обратного загиба с нарушением спаривания нуклонов, обусловленного кориолисовыми силами при интенсивном вращении. Возможность нарушения спаривания силами Кориолиса отмечали Б. Моттельсон и Дж. Валатин (1960) еще до экспериментального обнаружения обратного загиба. А. Фесслер, В. Грайнер и Р. Шелайн (1965) показали, что обратный загиб можно объяснить пересечением двух вращательных полос – вращательной полосы основного состояния с малым моментом инерции при спаренных нуклонах и полосы с большим моментом инерции при отсутствии спаривания. В этом случае одночастичные угловые моменты выстраиваются параллельно полному угловому моменту. Возрастание полного углового момента увеличивает силы Кориолиса и вызывает фазовый переход от состояния со спариванием к состоянию без спаривания. Спаривание нуклонов, как известно, приводит к уменьшению момента инерции ядра. При увеличении интенсивности вращения происходит фазовый переход из состояния со спариванием в состояния независимых частиц с большим моментом инерции. Такой фазовый переход аналогичен переходу в металлах из сверхпроводящего (электроны спарены) в нормальное состояние при возрастании магнитного поля.

Третья гипотеза, предложенная в 1972 г. Ф. Стивенсоном и Р. Саймоном, объясняет природу второй вращательной полосы эффектом вращательного выстраивания. Кориолисовы силы пропорциональны одночастичному угловому моменту. В ядрах атомов редкоземельных элементов вблизи поверхности Ферми наибольший угловой момент $j_{13/2}$ (соответствующий орбитальному моменту $l = h$) имеют нейтроны. Поэтому Стивенс и Саймон считают, что вторая вращательная полоса соответствует двухквазичастичной полосе, образованной двумя нейтронами с моментом $j_{13/2}$, который направлен вдоль полного углового момента.

Какая из указанных выше гипотез дает объяснение наблюдаемого явления, можно решить только на основании детальных расчетов. А. Фесслер (1976) пытался оценить относительную роль трех гипотез, используя теорию Хартри–Фока–Боголюбова в модели принудительного вращения. Однако введение принудительного вращения лишало теорию инвариантности по отношению к обращению времени. В модели принудительного вращения угловой момент сохраняется только в среднем. В проведенных расчетах только в среднем сохранялось число нейтронов и протонов, предполагалось также, что при возрастании углового момента вращения аксиальная симметрия ядра не нарушается. Все эти упрощения снижали достоверность полученных результатов. На основании проведенных расчетов Фесслер пришел к заключению, что обратный загиб обусловлен только вращательным выстраиванием нейтронов с моментом $j_{13/2}$. Эффект кориолисова антиспаривания в четно-четных ядрах приводил только к линейной зависимости момента инерции от Ω^2.

Возможное изменение роли спаривания нуклонов при возрастании вращательного момента исследовано в работах К. Ниергарда, А. Пашкевича, С. Фрауендорфа (1976) и К. Поморского, З. Шиманского и др. (1976). Расчеты выполнены на основе обобщения капельной модели с оболочечными поправками Струтинского на случай вращательных состояний ядер, не нарушающих аксиальную симметрию. Показано, что спаривание исчезает при $J \geqslant 30$.

Первая попытка вычисления (при учете эффекта спаривания) поверхностей потенциальной энергии в переменных β и γ, т.е. с учетом возможной неаксиальности, для разных значений угловых моментов была предпринята в работе А. Анзари, О. Сивитариса и А. Фесслера (1980). Используя приближение Струтинского и модель принудительного вращения в теории Хартри–Фока–Боголюбова, авторы показали, что в ядре ^{150}Gd эффект спаривания протонов проявляется до $J = 40$. В основном состоянии это ядро сферически-симметрично. При $J \geqslant 20$ оно превращается в сплюснутый эллипсоид вращения с осью симметрии вдоль оси вращения. Минимум энергии в плоскости переменных $\beta \geqslant 0$ и $0 \leqslant \gamma \leqslant 60^\circ$ сравнительно неглубокий. С увеличением углового момента увеличивается значение β_0, соответствующее минимуму энергии вдоль $\gamma = 60^\circ$. Для значений угловых моментов 20, 30 и 40 β_0 принимает соответственно значения 0,05; 0,10 и 0,15.

В последнее десятилетие интенсивно развивались исследования ядерных реакций с тяжелыми ускоренными ионами. В связи с тем что в процессе столкновения происходит кратковременное частичное или полное слияние быстродвижущихся ядер, возник вопрос о возможности существования сверхплотного ядерного вещества.

Исследования возможности существования сверхплотного ядерного вещества в значительной мере стимулировались работами А.Б. Мигдала, выдвинувшего представление о пионной конденсации в ядерном веществе. Уравнения, описывающие взаимодействие нуклонов с пионами и лежа-

щие в основе современной теории ядерных сил, являются нелинейными. В работах А.Б. Мигдала, И.И. Мишустина и других (1974), В. Вейса и Г.Е. Брауна (1974) и в ряде других работ было показано, что при некоторых параметрах взаимодействия возможны состояния ядерного вещества с очень большой плотностью. В таком сверхплотном состоянии увеличение энергии при возрастании плотности нуклонов компенсируется уменьшением полной энергии за счет связи с возрастающей плотностью виртуальных пионов.

По-видимому, в обычных условиях такие состояния не реализуются. Однако не исключено, что они имеют место в некоторых космических объектах. Высказывалось мнение, что такие состояния могут реализоваться при столкновении релятивистских тяжелых ядер. Так, В. Грайнер с сотрудниками (1976) развил теорию ударных волн, которые образуются в момент столкновения ядер, движущихся с релятивистскими скоростями при энергиях более 1 ГэВ на нуклон. Теория основана на гидродинамическом описании, справедливость которого оправдана быстрым усреднением энергии и импульса отдельных нуклонов при наличии пионного конденсата.

Во второй половине 60-х годов выяснилось, что протоны и нейтроны, входящие в состав атомных ядер, обладают пространственными размерами и внутренней структурой. Выяснилось также, что и другие сильновзаимодействующие частицы (пионы, гипероны, J/ψ-частицы и другие), названные адронами, не являются истинно элементарными частицами. Все они обладают возбужденными состояниями и, по-видимому, состоят из других структурных единиц – кварков.

В какой же степени кварковая структура адронов может проявиться в свойствах атомных ядер? Этот вопрос в настоящее время интенсивно изучается. Однако такие исследования еще содержат много произвольных предположений.

Структурные элементы адронов – кварки – не удалось наблюдать в свободном состоянии. Среди большинства исследователей утвердилось мнение, что кварки не могут существовать в свободном состоянии. Однако многие свойства адронов получают удовлетворительное объяснение на основе кварковых представлений. Возможно, что для теоретического описания свойств адронов как составных систем будут полезны методы ядерной физики. Однако обсуждение этого вопроса выходит за рамки нашего обзора и относится к области теории элементарных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Iwanenko D.** The Neutron Hypotesis. – Nature, 1932, vol. 129, p. 798.
2. **Heisenberg W.** Uber den Bau der Atomkerne. – Z. Phys., 1932, Bd 77, S. 7; Bd 78, S. 156; Bd 80, S. 137.
3. **Tamm I.E.** Exchange forces Between Neutrons and Protons and Fermi's Theory. – Nature, 1934, vol. 133, p. 981.
4. **Tamm I.E.** Interaction of Neutrons and Protons. – Ibid., vol. 134, p. 1010.
5. **Iwanenko D.** Interaction of Neutrons and Protons. – Ibid., vol. 133, p. 981.
6. **Френкель Я.** Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1939, т. 9, вып. 6, с. 641.
7. **Bohr N., Wheeler J.A.** Mechanism of Nuclear Fission. – Phys. Rev., 1939, vol. 56, p. 426.

8. **Петржак К.А., Флеров Г.Н.** Спонтанное деление урана. – Докл. АН СССР, 1940, т. 28, вып. 6, с. 500; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1940, т. 40, вып. 9–10, с. 1013.
9. **Курчатов И.В.** Деление тяжелых ядер. – Успехи физ.наук, 1941, т. 25. вып. 2, с. 159.
10. **Зельдович Я.Б., Харитон Ю.Б.** Деление и цепной распад урана. – Там же, 1940, т. 23, вып. 4, с. 329.
11. **Ландау Л.Д.** К статистической теории ядра. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, вып. 7, с. 819.
12. **Iwanenko D., Gapon E.** Zur Bestimmung der Isotopenzahl. – Naturwissenschaften, 1932, Bd 20, N 43, S. 792.
13. **Гепперт-Майер М., Иенсен Г.** Элементарная теория ядерных оболочек: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958, 318 с.
14. **Курчатов И.В., Русинов Л.И.** – В кн.: Изомерия атомных ядер: Юбилейный сборник АН СССР. Ч. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1947, с. 285.
15. **Шапиро И.С.** Оптическая модель в свете современных данных. – Успехи физ.наук, 1961, т. 75, вып. 1, с. 61.
16. **Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.** Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969, 414 с.
17. **Ситенко А.Г.** Взаимодействие дейтронов с ядрами. – Успехи физ. наук, 1959, т. 67, вып. 3, с. 377.
18. **Ситенко А.Г.** Теория ядерных реакций с участием сложных частиц. – Укр. физ. журн., 1959, т. 4, с. 152.
19. **Glauber R.J.** High Energy Collision Theory. – In: Lectures in Theoretical Physics. Vol. 1. N.Y.: Intersci. Publ.,1959, p. 315.
20. **Rainwater J.** – Phys. Rev., 1951, vol. 79, p. 432.
21. **Bohr A.** – Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab., 1952, vol. 26, N 14, p. 1–40.
22. **Bohr A., Mottelson B.** – Ibid., 1953, vol. 27, N 16, p. 1.
23. **Davydov A.S., Filippov G.F.** Rotational States in Even Atomis Nuclei. – Nucl. Phys., 1958, vol. 8, p. 237.
24. **Давыдов А.С.** Возбужденные состояния атомных ядер. М.: Атомиздат, 1967, 258 с.
25. **Davydov A.S., Chaban A.A.** Rotational Vibration Interaction in Non-Axial Even Nuclei. – Nucl. Phys., 1960, vol. 20, p. 499.
26. **Давыдов А.С.** Форма ядра, ее деформируемость и возбужденные состояния атомных ядер. – Успехи физ. наук, 1965, т. 87, вып. 3, с. 599.
27. **Соловьев В.Г.** О взаимодействиях нуклонов, приводящих к появлению сверхтекучего состояния атомного ядра. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, с. 823.
28. **Соловьев В.Г.** Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971, 560 с.
29. **Belyaev S.T.** Effect of Pairing Correlations on Nuclear Properties. – Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1959, vol. 31, N 11, p. 1.
30. **Nulsson S.G.** Boud States of Single Nucleons in Strong Deformed Nuclei. – Ibid., vol. 29, N 16, p. 1.
31. **Мигдал А.Б.** Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1956, 672 с.
32. **Симонов Ю.А.** Задача трех тел. Полная система угловых функций. – Ядерная физика, 1966, т. 3, вып. 4, с. 630.
33. **Симонов Ю.А.** Ядерные волновые функции для произвольного числа нуклонов. – Там же, 1968, т. 7, вып. 6, с. 1210.
34. **Базь А.И., Жуков М.В.** Применение метода *K*-гармоник к расчету свойств ядер. Общие формулы. – Там же, 1970, т. 11, вып. 4, с. 779.
35. **Strutinski V.M.** Shell Effect in Nuclear Masses and Deformation Energies. – Nucl. Phys., 1967, vol. A95, p. 420.
36. **Фаддеев Л.Д.** О дисперсионных соотношениях в нерелятивистской теории рассеяния. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, с. 433; Теория рассеяния для системы из трех частиц. – Там же, 1960, т. 39, с. 1459.
37. **Ситенко А.Г., Харченко В.Ф.** Связанные состояния и рассеяние в системе трех частиц. – Успехи физ. наук, 1971, т. 103, вып. 3, с. 469.

38. **Davydov A.S., Filippov G.F.** Rotational Energy of System of Interacting Particles. – Nucl. Phys., 1969, vol. A133, p. 135.
39. **Дзюблик А.Я., Овчаренко В.И., Стешенко А.И., Филиппов Г.Ф.** Вывод уравнений коллективной модели Бора–Моттельсона на основе гамильтониана многочастичной задачи. – Ядерная физика, 1972, т. 15, вып. 5, с. 869.
40. **Филиппов Г.Ф.** Метод обобщенных гиперсферических функций. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, с. 992.
41. **Овчаренко В.И.** О гамильтониане системы N частиц с выделенным коллективным движением. – Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 924.
42. **Филиппов Г.Ф., Овчаренко В.И., Смирнов Ю.Ф.** Микроскопическая теория коллективных возбуждений атомных ядер. Киев: Наукова думка, 1981, 368 с.
43. **Тер-Мартиросян К.А.** Возбуждение ядер кулоновским полем заряженных частиц. – Журн. эксперим. и теорет. физ., 1952, т. 22, вып. 3, с. 284.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРОНА И УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

В.М. Лобашев

Среди элементарных частиц нейтрон занимает особое место, прежде всего в силу своей нейтральности, относительно большого времени жизни и существования интенсивных источников нейтронов.

Эти свойства особенно важны, когда речь идет о поисках тонких эффектов, связанных с нарушениями симметрий взаимодействия элементарных частиц. Поиск таких нарушений в настоящее время особенно актуален в связи с успехами наиболее перспективных теорий так называемого великого объединения с включением несохранения CP-инвариантности (в дальнейшем для краткости часто будет использоваться термин "CP-нарушение").

Вопрос о сохранении CP-инвариантности возник с особой остротой после обнаружения нарушения P-инвариантности слабых взаимодействий в 1956 г. Предполагаемая более общая инвариантность относительно CPT-преобразования однозначно связывает CP- и T-инвариантность, так что нарушение CP-инвариантности означает также нарушение T-инвариантности (относительно обращения времени).

Статистический электрический дипольный момент (ЭДМ) элементарной частицы может отличаться от нуля только при одновременном нарушении T- и P-инвариантности.

Действительно, для элементарной частицы единственной ориентируемой осью является спин; таким образом, взаимодействие ЭДМ с электрическим полем описывается как $\sigma \cdot \mathbf{E}$. Эта величина при инверсии как пространственных, так и временной координат меняет знак, т.е. она P- и T-неинвариантна.

Для нейтрона с ЭДМ взаимодействие со статическими электрическим и магнитным полями описывается гамильтонианом

$$H = -\mu_n \cdot \mathbf{B} - \mathbf{d}_n \cdot \mathbf{E},$$

где μ_n, $\mathbf{d}_n$ – магнитный и электрический дипольные моменты нейтрона. Таким образом, наблюдаемым эффектом, свидетельствующим о суще-

ствовании ЭДМ, является сдвиг частоты прецессии спина нейтрона в магнитном поле при наложении электрического поля переменного значения или полярности.

Именно такой эксперимент был предложен Рамзеем и Парселлом в 1949 г. [1] и осуществлен в работе [2]. Результат эксперимента показал отсутствие сдвига частоты ЯМР нейтрона при перемене полярности электрического поля, свидетельствующее, что $d_n \leqslant 5 \cdot 10^{-20}$ e см. Сама работа не была опубликована до 1957 г., поскольку сохранение P- и T-инвариантности представлялось единственно возможным, и поэтому результат казался тривиальным. Оживление интереса к проблеме ЭДМ произошло после открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях. Снятие психологического табу на эксперименты по проверке сохранения всех симметрий особенно сказалось на проверке $CP(T)$-инвариантности. ЭДМ нейтрона в этом свете представлялся весьма чувствительным тестом сохранения CP-инвариантности.

Максимальное естественное значение ЭДМ нейтрона может быть порядка er, где e – элементарный заряд, а $r \sim 10^{-13}$ см – характерный размер нейтрона. Несохранение P-четности естественно приписать слабому воздействию адронных составляющих нейтрона. Следует отметить, что в конце 50-х годов существование слабого взаимодействия между адронами без изменения странности еще не было обнаружено, хотя и предполагалось теорией универсального слабого взаимодействия Гелл-Мана, Фейнмана [3]. Амплитуда слабого взаимодействия адронов по отношению к сильному оценивалась как $\dfrac{G^F m_\rho^2}{g/4\pi} \sim 10^{-6}$, где G^F – константа слабого взаимодействия; $g/4\pi$ – константа сильного взаимодействия; m_ρ – характерная масса, например, ρ-мезона.

Таким образом, максимальный ЭДМ составлял $er\dfrac{G^F m_\rho^2}{g/4\pi} \sim 10^{-19}$ e см, и ограничение на ЭДМ, полученное в работе [2], $d_n \leqslant 5 \cdot 10^{-20}$ e см было явно недостаточным для суждения о степени нарушения CP-инвариантности.

Новые эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона были поставлены после открытия несохранения CP-четности в распаде долгоживущих K^0-мезонов [4]. Это открытие оказалось совершенно неожиданным. Относительное значение CP-нарушающей амплитуды $\epsilon = \langle K_L \to 2\pi \rangle / \langle K_S \to 2\pi \rangle = 2{,}27 \cdot 10^{-3}$ оказалось относительно малым, поэтому для выяснения природы обнаруженного нарушения CP-четности было крайне важно проверить сохранение CP-четности в других процессах с погрешностью, меньшей 10^{-3} максимально возможного значения.

Для ЭДМ нейтрона это означало довести чувствительность измерений ЭДМ до уровня $10^{-23} - 10^{-24}$ e см.

Особенностью семейства нейтральных K-мезонов является крайне малая разность масс K_L- и K_S-состояний (имеющих разную CP-четность), которая определяет резонансное усиление смешивания этих двух состояний. Таким образом, можно предполагать [5], что наблюдаемый CP-запрещенный распад $K_L \to 2\pi$ вызван исключительно слабым взаимодействием, нарушающим CP-четность. Это сверхслабое взаимодейст-

вие с константой, пропорциональной $10^{-9}\ G^F$, вызывает переход $K_L \to K_S$ с изменением странности на 2 единицы и последующим распадом $K_S \to 2\pi$. Имеющиеся эксперименты не противоречат этой гипотезе, поэтому выяснить, с чем связано *CP*-несохранение, можно только в результате поиска других *CP*-нарушающих эффектов. Сверхслабое взаимодействие, по-видимому, ненаблюдаемо, помимо распада K_L-мезона.

Для ЭДМ нейтрона сверхслабое взаимодействие может дать $D_n < 10^{-29}$ *e* см [5]. Другие модели *CP*-нарушения, предлагавшиеся в 60-х годах, предсказывали $d_n \sim 10^{-22} \div 10^{-24}$ *e* см, поэтому ближайшей задачей казалось повышение точности измерения ЭДМ нейтрона (доведение погрешности до уровня менее 10^{-24} *e* см), что позволило бы четко исключить все модели *CP*-нарушения, кроме сверхслабого взаимодействия. Оставался, правда, путь поиска эффектов *CP*-нарушения в других явлениях – *T*-нечетных корреляций в слабых распадах, ядерных реакциях, радиационных процессах в ядрах и т.д. В большинстве выполненных экспериментов установлено отсутствие *CP*-нарушения в этих процессах на уровне $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ максимально возможного значения. Проведенный анализ, однако, показал, что наиболее точные из этих экспериментов по чувствительности к *CP*-нарушению не могут конкурировать с оценкой $d_n \leqslant 2 \cdot 10^{-23}$ *e* см, так что наиболее перспективным для поиска *CP*-нарушения оказался ЭДМ нейтрона.

Новая волна интереса к *CP*-несохранению оказалась связанной с успехами калибровочных теорий со спонтанно нарушенной симметрией, способных объединить известные взаимодействия. Механизм спонтанного нарушения симметрии открывает достаточно возможностей для введения *CP*-несохранения. Более того, объединение теории слабого взаимодействия Вейнберга–Салама с теорией сильных взаимодействий – квантовой хромодинамикой приводит к сильному *CP*-нарушению, и проблемой оказывается объяснение малого (10^{-3}) *CP*-нарушения в K_L-распаде.

В настоящий момент имеется два типа моделей *CP*-нарушения. К первому типу относится так называемая модель Кобаяши–Маскава, в которой *CP*-несохранение вводится в массовую матрицу, описывающую смешивание шести кварковых состояний в результате взаимодействия со скалярным хиггсовским полем. Хотя эта модель очень экономна по феноменологии, она не дает естественного объяснения малости наблюдаемого *CP*-нарушения; кроме того, *CP*-нарушение в ней вводится не как результат спонтанного нарушения симметрии относительно *CP*-преобразования. Эта модель предсказывает очень малые значения ЭДМ нейтрона ($d_n < < 10^{-30}$ *e* см) и других *CP*-нарушающих эффектов, кроме K_L-распада. В этом смысле она идентична предсказаниям модели сверхслабого взаимодействия.

Более богат предсказаниями класс моделей, впервые предложенный С. Вейнбергом [6] и развитый впоследствии в работах [7] и [8].

В этих моделях *CP*-несохранение возникает в результате взаимодействия нескольких хиггсовских полей друг с другом и кварками. Оно может возникать и как спонтанное нарушение симметрии первоначально *CP*-инвариантного исходного лагранжиана. Возможны, в принципе, и смешанные варианты, включающие модели обоих типов. Предсказания значения ЭДМ здесь находятся на уровне $10^{-24} - 10^{-25}$ *e* см, хотя в моделях смешанного типа, разумеется, возможен широкий спектр ожидаемых значений.

Таким образом, обнаружение ЭДМ нейтрона на этом уровне может способствовать прояснению фундаментальных черт калибровочных теорий.

Поэтому неудивительно, что эта проблема привлекает пристальное внимание.

Постановка экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона. Как уже отмечалось, нейтрон занимает особое положение как объект для поиска ЭДМ. Известно, что составляющие нейтрона участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях, поэтому поиск ЭДМ будет захватывать проверку T-инвариантности всех известных взаимодействий (исключая гравитационное и сверхслабое). Нейтральность нейтрона позволяет накладывать электрическое поле без какого-либо возмущения его движения, так что эффекты, связанные с ЭДМ нейтрона, проявляются в "голом" виде в отличие от ЭДМ электрона или протона, где приходится наблюдать эффекты, связанные с атомами либо молекулами. Наиболее чувствительным методом измерения ЭДМ нейтрона пока остается предложенная еще в 1950 г. Парселлом и Рамзеем схема [1], основанная на наблюдении магнитного резонанса спина нейтрона в присутствии электрического поля (рис. 1).

По этой схеме пучок тепловых нейтронов поляризуется посредством отражения от намагниченного зеркала и направляется в магниторезонансный спектрометр с раздельными осциллирующими полями [9]. В обычной схеме входная и выходная катушки с осциллирующим полем H_1 помещаются в общее однородное поле H_0 с пролетным промежутком между катушками, в котором создается электрическое поле. Частота осцилляций H_1 соответствует резонансной частоте прецессии спина нейтрона в среднем поле H_0.

Поляризация нейтронов после спектрометра анализируется посредством отражения от намагниченного зеркала, и отраженные нейтроны детектируются.

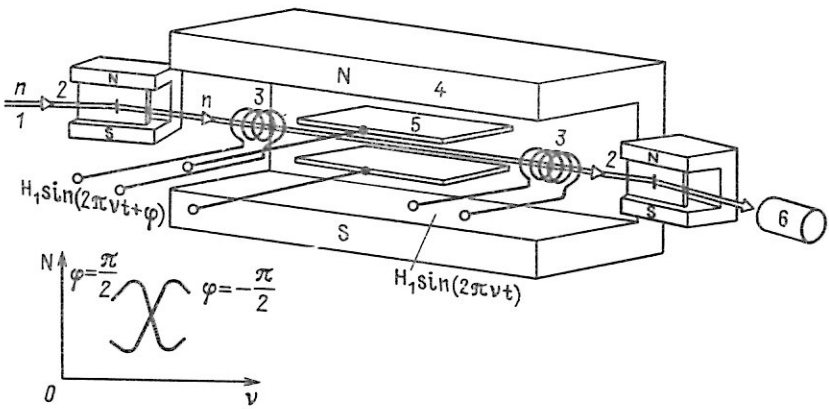


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению электрического дипольного момента нейтрона методом магнитного спинового резонанса:

1 – коллимированный пучок нейтронов; *2* – намагниченные зеркала (Fe, Co) для поляризации и анализа поляризации нейтронов; *3* – катушки, создающие осциллирующее магнитное поле H_1 резонансной частоты; *4* – магнит, создающий постоянное магнитное поле; *5* – пластины электрического конденсатора, создающие постоянное электрическое поле напряженностью E; *6* – детектор нейтронов. Внизу зависимость интенсивности нейтронов от частоты

Форма зависимости интенсивности детектируемых нейтронов от частоты имеет вид, изображенный на рис. 1, и определяется сдвигом фазы между входным и выходным осциллирующим полями. Для измерения сдвига частоты, используется обычно разность фаз $\pm\pi/2$. Знаки плюс и минус соответствуют разным наклонам кривой в точке резонанса, поэтому переключением разности фаз можно, не меняя прочих условий, иметь разные знаки измеряемого эффекта, который представляет собой разность числа регистрируемых нейтронов $\delta = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ при переключении направления электрического поля.

Частота прецессии спина нейтрона в магнитном и электрическом полях определяется выражением

$$h\nu = -2\mu H - 2d_n E.$$

При перемене полярности электрического поля сдвиг частоты

$$\Delta\nu = -4d_n R/h.$$

Ширина резонансной кривой и наклон $\partial N/\partial\nu$ в точке резонанса определяют чувствительность эксперимента и зависят от времени пролета нейтронов между осциллирующими полями, так что полуширина кривой с пиком на резонансе равна

$$\Delta\nu = 1/2\pi\tau,$$

где τ – среднее время пролета нейтрона между осциллирующими полями. Для кривой дисперсного типа ($\Delta\varphi = \pm\pi/2$) в точке резонанса наклон

$$\partial N/\partial\nu = \pi\tau(N^+ + N^-).$$

Таким образом, дипольный момент

$$d_n = -\frac{h(N^+ - N^-)}{4E\,\partial N/\partial\nu} = \frac{h\delta}{4\pi E\tau}.$$

Погрешность определения дипольного момента, очевидно, равна:

$$\delta d_n = h(4\pi\sqrt{N}\tau E)^{-1},$$

где N – полное число зарегистрированных нейтронов за время эксперимента.

Из этого выражения видно, что точность измерения ЭДМ определяется скоростью счета нейтронов, напряженностью приложенного электрического поля и временем пролета нейтронов через магниторезонансный спектрометр.

Эксперименты на пучках тепловых и холодных нейтронов. Начиная с 1965 г. и до последних лет наиболее точные эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона были выполнены группой, возглавляемой Рамзеем, на пучках тепловых и холодных нейтронов [10–13]. Время пролета таких нейтронов через спектрометр составляло около $2\cdot10^{-2}$ с. Напряженность электрического поля в вакуумном промежутке была ограничена значением 100 кВ/см.

В течение более чем десяти лет эта группа, последовательно улучшая чувствительность установки, понизила верхний предел для ЭДМ от $d_n < 5\cdot10^{-22}$ e см (на уровне 90% достоверности) до $d_n < 3\cdot10^{-24}$ e см.

Чтобы помочь читателю представить трудность эксперимента, достаточно сказать, что измеряемый сдвиг частоты для $d_n \sim 10^{-24}$ e см в поле напряженностью 100 кВ/см составляет всего 10^{-4} Гц. Измерение такой малой величины является очень сложной задачей и накладывает высокие требования на качество магниторезонансного спектрометра (стабильность и однородность магнитного поля на длине пролета нейтронов), требует высокой степени поляризации нейтронов, стабильности детектирую-

щей системы. Особую трудность представляет высоковольтное напряжение, переключение которого и случайные пробои вызывают значительные и трудноустранимые ложные эффекты. Кроме того, для нейтрона, движущегося в электрическом поле, возможна имитация искомого эффекта. В системе покоя такого нейтрона электрическое поле создает эффективное магнитное поле, пропорциональное $[\mathbf{E} \times \mathbf{v}/c]$, где $\mathbf{v}$ – скорость нейтрона; c – скорость света. Если $\mathbf{E}$ образует с магнитным полем угол α, то при переключении электрического поля возникает сдвиг частоты резонанса, эквивалентный ЭДМ (в сантиметрах):

$$d_n e = -\mu_n (v/c) \sin\alpha \approx 0{,}7 \cdot 10^{-22}\, e\, v \sin\alpha.$$

Здесь скорость измеряется в м/с.

Для скорости нейтронов 150 м/с [13] $d_n \sim 10^{-24}\, e$ см соответствует $\alpha \sim 10^{-4}$ рад. Это обстоятельство заставляет понижать скорость нейтронов и тщательно юстировать установку.

Основными путями увеличения чувствительности в работах этой группы вначале были понижение скорости нейтронов в пучке, даже за счет интенсивности, улучшение качества магнитной экранировки, юстировка установки и выявление ложных эффектов. На первом этапе использовался пучок тепловых нейтронов реактора LITR Ок-Риджской лаборатории. Нейтроны со скоростью 100 м/с выделялись изогнутым нейтроноводом, и скорость счета в резонансе составляла около $2{,}5 \cdot 10^3$ с$^{-1}$. На этом этапе был достигнут предел $d_n < 10^{-23}\, e$ см.

С переходом на реактор Института Лауэ–Ланжевена в Гренобле, оборудованный холодным жидкодейтериевым источником и системой нейтроноводов для вывода чистого пучка холодных нейтронов, на модифицированной установке была достигнута скорость счета в резонансе $5 \cdot 10^6$ с$^{-1}$.

Казалось бы, статистическая погрешность измерений при прочих неизменных условиях должна была позволить улучшить точность как минимум в 30 раз. В действительности верхний предел измеряемого ЭДМ нейтрона был понижен только в 3 раза, и причиной этому были систематические эффекты, выявившиеся на этой стадии эксперимента. Наиболее серьезным из них оказался v/c-эффект. Для его устранения, т.е. для компенсации возможной непараллельности полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, вся установка периодически поворачивалась на угол 180°, при этом изменялся возможный угол α на угол $-\alpha$, что, конечно, делалось с ограниченной точностью. Другим серьезным эффектом оказались токи утечки между высоковольтными электродами и генерируемые ими в магнитной цепи добавочные магнитные поля, изменяющие знак при изменении полярности высоковольтного напряжения.

Эти и некоторые другие систематические эффекты не позволили авторам работы [13] получить погрешность измерения ЭДМ на уровне $(3–5) \cdot 10^{-25}\, e$ см, который можно было ожидать, исходя из скорости счета нейтронов, а дали результат $d_n = +\ (0{,}4 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-24}\, e$ см, откуда $d_n \leqslant 3 \cdot 10^{-24}\, e$ см на уровне достоверности 90%.

Здесь не обсуждаются другие посвященные поиску ЭДМ нейтрона эксперименты, выполненные в 1967–1970 гг. с ограничением на ЭДМ на уровне $10^{-22}\, e$ см.

Новые пути поиска ЭДМ нейтрона – ультрахолодные нейтроны. Как следует из предыдущего изложения, к 1976 г. эксперименты на пучках нейтронов исчерпали свои возможности. Однако еще раньше были предложены альтернативные методы. Главный шаг в этом направлении был сделан в СССР Ф.Л. Шапиро, который предложил использовать вместо пучка тепловых или холодных нейтронов так называемые ультрахолодные нейтроны (УХН) [14]. Понятие об УХН было введено в 1959 г. Я.Б. Зельдовичем [15], который обратил внимание на то обстоятельство, что нейтроны с очень малой скоростью могут отражаться в результате полного внутреннего отражения от границы вакуум – среда под любым углом, если их скорость удовлетворяет условию

$$v \leqslant (2\hbar/m)\sqrt{\pi N b_{\text{ког}}},$$

где m – масса нейтрона; N – плотность ядер среды; $b_{\text{ког}}$ – когерентная длина рассеяния нейтронов на ядрах. Для большинства ядер $b_{\text{ког}} > 0$, и для сред с высокой ядерной плотностью и высоким $b_{\text{ког}}$ (алмаз, бериллий, никель-58 и т.д.) граничная скорость, при которой нейтроны испытывают полное внутреннее отражение, равна 7–8 м/с. Нейтроны с такой скоростью имеют длину волны 500 Å и при полном внутреннем отражении проникают в глубь среды на расстояние порядка 100 Å. Вследствие малой вероятности неупругого рассеяния или поглощения на таком малом пути нейтрон может испытать большое число соударений со стенкой, прежде чем поглотится или испытает неупругое рассеяние, переводящее его энергию в область тепловой.

Таким образом, такие УХН (эквивалентная температура 10^{-3} К), будучи помещены в сосуд со стенками из соответствующего материала, могут длительно находиться в нем без поглощения.

Именно это свойство УХН по идее Ф.Л. Шапиро представляет особую ценность для экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона. Как указывалось ранее, чувствительность спектрометра определяется временем пребывания в нем нейтрона. Если для тепловых нейтронов это время составляет 10^{-2} с, то для УХН можно добиться времени удержания, сравнимого с временем распада нейтрона, т.е. 10^3 с. Таким образом, при прочих равных условиях (интенсивность, напряженность электрического поля) можно рассчитывать на улучшение чувствительности почти в 10^5 раз по сравнению с пучковыми экспериментами, т.е. на достижение погрешности измерения ЭДМ 10^{-28} e см.

Правда, УХН имеют очень малую интенсивность по сравнению с тепловыми. В максвелловском спектре тепловых нейтронов плотность потока УХН со скоростью $v_{\text{гр}} < 7$ м/с составляет менее 10^{-11} плотности основного потока. Естественным механизмом их генерации является столкновение с полной передачей энергии нейтрона ядру среды или фонону. Возможность охлаждения нейтронного спектра до температур 10^{-3} К, очевидно, исключена из-за отсутствия сред с соответствующей температурой и ненулевой теплоемкостью. Различные способы преобразования теплового спектра посредством доплеровского сдвига скорости нейтронов не увеличивают исходную плотность нейтронов в фазовом пространстве согласно теореме Лиувилля, поэтому методы генерации интенсивных потоков УХН

могут сводиться к улучшению способов собирания и вывода УХН из среды.

УХН можно поляризовать пропусканием через намагниченные ферромагнитные фольги. Регистрация УХН не представляет большого труда вследствие большого сечения захвата. Некоторым загруднением может быть отражение от окна счетчика (например, из алюминия, при $v_{гр}$ = = 3,2 м/с).

Благодаря полному внутреннему отражению от стенок УХН могут направляться по каналам с зеркальными стенками, покрытыми веществами с высоким $v_{гр}$ (^{58}Ni, ^{65}Cu, Be).

Все эти свойства УХН, однако, оказалось не просто реализовать в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона, и с момента появления работы Ф.Л.Шапиро [14] до первого результата, опубликованного в 1978 г. [16], прошло более десяти лет. Демонстрация основного свойства УХН – удерживаться в замкнутых объемах – была выполнена группой Ф.Л. Шапиро уже в 1968 г. [17]. Дальнейшие работы данной группы с УХН были направлены на создание условий для длительного их удержания. В этих экспериментах выяснилась первая трудность – значительно большее поглощение в стенках, чем предполагалось первоначально.

Большое число экспериментов, выполненных в 1968–1972 гг., демонстрировали основные свойства УХН – накопление и удержание в объемах, замедление в гравитационном поле, перетекание подобно идеальному газу и т.д. [18]. В то же время интенсивность источников УХН составляла 10–100 $с^{-1}$, а число отражений от стенок сосуда даже после, казалось бы, тщательной очистки и при разных температурах не превышало $(1–2)\cdot 10^3$ при полном времени удержания 20–50 с в объеме 10–20 л.

На некоторое время утвердился термин "аномальное поглощение УХН", что вызвало ряд гипотез о природе такого поглощения.

Несколько позднее [19] было показано, что вероятным источником поглощения УХН является рассеяние на водороде, находящемся в стенках. Прямое исследование некоторых поверхностей с помощью тяжелых ионов ^{15}N, ^{11}B, резонансно взаимодействующих с протонами при торможении на определенной глубине с испусканием γ-квантов или α-частиц [20], показало, что в поверхностном слое до глубины 100 Å содержание водорода (по-видимому, в виде гидроксила ОН) может достигать один–два атома на один атом вещества стенки, а этого достаточно для объяснения аномального поглощения УХН. Удаление водорода из поверхностного слоя представляет трудную задачу, хорошо известную экспериментаторам в области физики твердого тела.

На фоне этих экспериментов началось создание установок непосредственно для измерения ЭДМ нейтрона. В 1968 г. такая установка начала создаваться в Ленинградском институте ядерной физики (ЛИЯФ) АН СССР им. Б.П. Константинова на реакторе ВВРМ.

Поиск ЭДМ нейтрона с помощью УХН. При создании установки для измерения ЭДМ нейтрона следовало решить ряд проблем, а именно:

1) разработать источники УХН с интенсивностью $10^4–10^5$ $с^{-1}$;

2) разработать методы выведения УХН из реактора, найти материалы, пригодные для нейтроноводов и способные выдерживать большую радиационную нагрузку;

3) разработать методы поляризации и анализа поляризации УХН;

4) модифицировать магниторезонансный спектрометр так, чтобы исключить уменьшение чувствительности в методе раздельных осциллирую-

щих полей Рамзея, которое связано с полной немонохроматичностью УХН, двигающихся в нейтроноводах;

5) создать магнитные экраны, позволяющие получить магнитные поля напряженностью 0,1–0,01 Э с однородностью 10^{-4} и стабильностью лучше 10^{-7} Э/мин;

6) найти полностью немагнитные материалы для камеры спектрометра с большим значением $v_{гр}$ как для электродов, так и для боковых изоляторов с хорошими высоковольтными свойствами;

7) повысить эффективность детекторов УХН;

8) разработать автоматизированный комплекс управления и обработки данных спектрометра, включающий управление увеличением и переключением высоковольтного напряжения;

9) исследовать методы повышения высоковольтной прочности камеры спектрометра для материалов, пригодных для хранения УХН, и методы уменьшения токов утечки;

10) исследовать и устранить возможные влияния пробоев и токов утечки в камере спектрометра на результаты измерения ЭДМ.

При выборе схемы спектрометра был использован так называемый проточный вариант (рис. 2), в котором УХН непрерывно проходят через спектрометр и задерживаются (блуждают) в камере спектрометра в течение времени (5–10 с), определяемого отношением площади входного и выходного отверстия к внутренней поверхности камеры спектрометра, а также объемом камеры.

Этот подход, на первый взгляд, уступает варианту спектрометра с "удержанием" УХН в течение 50–100 с в камере после напуска с закрытием входного отверстия. Детальный анализ, однако, показал, что неразрешенные трудности с длительным хранением УХН, проблемы стабилизации магнитного поля и создания высоковольтного напряжения в условиях замкнутого объема обесценивают в значительной степени вариант с удержанием, во всяком случае, до разрешения указанных проблем.

Так же как и в работах группы Рамзея, увеличение чувствительности эксперимента, которое проходило поэтапно, потребовало несколько лет.

Проблема выведения нейтронов из реактора была решена применением нейтроноводов из полированной нержавеющей стали, устойчивой в условиях облучения [21]. В работах других групп [18] в это время применялись нейтроноводы из полированной меди, не обладающие необходимой стойкостью. Впоследствии были разработаны методы покрытия нейтроноводов изнутри сплавом 90% ^{58}Ni + 10% Mo, имеющим большое значение $v_{гр}$.

Более длительным оказалось развитие источников УХН. УХН теплового спектра нейтронов в реакторе не могут проникнуть внутрь нейтроновода из-за поглощения в стенке. Внутри нейтроновода "холодный хвост" максвелловского спектра должен быть "воссоздан" посредством взаимодействия с материалом конвертора. Им должно быть вещество с $v_{гр} \approx 0$, иначе за пределы конвертора могут выйти только УХН с $v > v_{гр}$.

На первых этапах применялись конверторы на основе водородсодержащих материалов – полиэтилен [17], алюминий и, довольно успешно, гидрид циркония.

В ЛИЯФ АН СССР им. Б.П. Константинова была применена схема вывода УХН в вертикальном направлении через толщу воды бака реактора [22]. Этот вариант позволял использовать наиболее интенсивный поток нейтронов из центральной части активной зоны и применять в качестве конвертора бериллий с $v_{гр} = 6{,}8$ м/с.

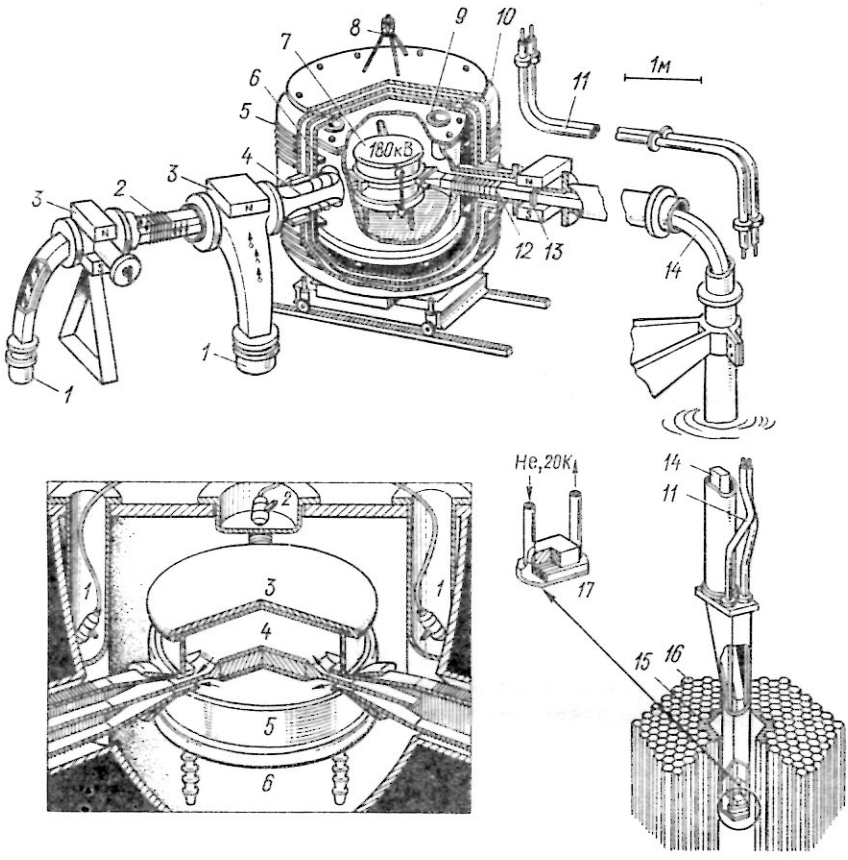


Рис. 2. Общий вид установки для измерения ЭДМ нейтрона с помощью УХН, используемой в ЛИЯФ АН СССР им. Б.П. Константинова:

1 – сдвоенные детекторы нейтронов; *2* – адиабатический флиппер поляризации нейтронов; *3* – магниты, намагничивающие фольги – анализаторы поляризации нейтронов на выходе спектрометра; *4* – система катушек, создающих неоднородное поле на выходе и входе в спектрометр; *5* – катушки размагничивания экранов; *6* – катушки Гельмгольца, создающие постоянное однородное поле H_0; *7* – крышки – электроды камеры для удержания нейтронов; *8* – магнитометр внешнего поля; *9* – магнитометр с оптической накачкой для измерения и стабилизации внутреннего поля спектрометра; *10* – пермаллоевые экраны; *11* – криопроводы, подводящие охлаждающий гелий; *12* – катушки, создающие осциллирующее поле H_1; *13* – фольга – поляризатор нейтронов; *14* – нейтроновод из полированных пластин, изготовленных из нержавеющей стали; *15* – свинцовый экран, защита от излучения активной зоны реактора; *16* – активная зона реактора; *17* – бериллиевый конвертор, охлаждаемый гелием.

На вставке: *1, 2* – магнитометры с оптической накачкой; *3, 6* – электроды – крышки камеры для удержания нейтронов; *4* – центральный электрод под нулевым потенциалом; *5* – кольца-изоляторы – стенки камеры для удержания нейтронов. Стрелками показано направление движения УХН

Бериллий из-за малого сечения захвата является превосходным конвертором, но использовать его в горизонтальных нейтроноводах невозможно из-за большого значения $v_{гр}$. В вертикальном нейтроноводе нейтроны со скоростью 10–13 м/с покидают конвертор и на пути вверх замедляются гравитационным полем, так что на верху канала их скорость равна 0–8 м/с.

На выходе такого канала был получен поток нейтронов 1500 $с^{-1}$ в нейтроноводе сечением 6×7 см [22]. Дальнейшее увеличение интенсивности было достигнуто охлаждением бериллиевого конвертора до температуры 30 К.

При охлаждении конвертора нейтроны не охлаждаются, а уменьшается сечение неупругого рассеяния УХН и таким образом обеспечивается выход УХН из большего объема конвертора. Гелиевый рефрижератор мощностью 1300 Вт при 30 К на базе рефрижератора ХГУ-15-500 позволил охладить бериллиевый конвертор, и выход УХН увеличился более чем на порядок. Одновременно были улучшены отражающие свойства нейтроновода, сваренного электронно-лучевой сваркой из полированных пластин нержавеющей стали [23]. На этом этапе на выходе нейтроновода была зарегистрирована интенсивность УХН $1{,}5 \cdot 10^4$ $с^{-1}$.

Следующий этап развития источников УХН был связан с разработкой жидководородного конвертора, работающего в потоке нейтронов плотностью 10^{14} $см^{-2} \cdot с^{-1}$.

Ряд новшеств в конструкции конвертора и применение в качестве оболочки циркония вместо обычно используемого в водородных системах алюминия позволили решить задачу и получить поток УХН на выходе канала $\sim 5 \cdot 10^4$ $с^{-1}$.

На рис. 3 показана зависимость выхода УХН от температуры конвертора. Видно, что от комнатной температуры и до T = 10 К выход УХН увеличивается примерно в 30 раз.

Интересный результат был получен при заполнении конвертора жидким дейтерием.

Дейтерий имеет значительно меньшее сечение рассеяния, чем водород, и очень малое сечение захвата, поэтому в объеме конвертора (150 $см^3$)

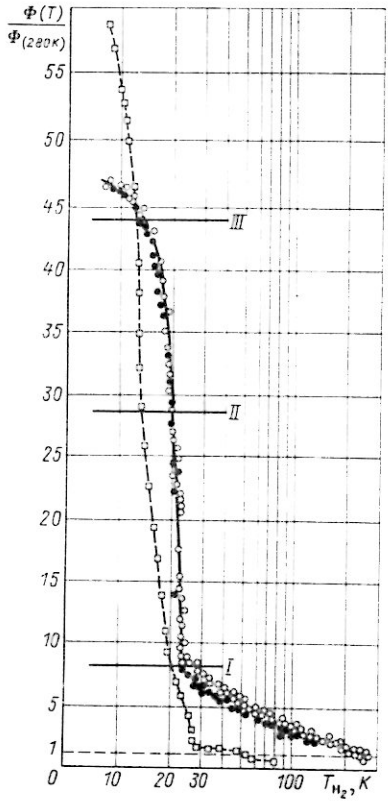


Рис. 3. Зависимость потока ультрахолодных нейтронов от температуры конвертора:

сплошная кривая – заполнение конвертора водородом; пунктирная кривая – заполнение дейтерием. Выход УХН нормирован на единицу при температуре 280 К для заполнения легким водородом. Область *I* соответствует газообразному состоянию (H_2), область *I-II* – процессу ожижения, область *II-III* – затвердеванию водорода. Для дейтерия границы этих областей заметны в виде изломов на кривой

никакой существенной термализации тепловых нейтронов, а следовательно, и увеличения выхода УХН после точки ожижения не должно происходить. В эксперименте наблюдался рост выхода УХН при температуре от 20 до 7 К. Этот факт пока остается необъяснимым. К сожалению, использовать данное свойство жидкого дейтерия при полной мощности реактора невозможно из-за трудности с теплоотводом от твердого дейтерия при 7 К.

Некоторые необычные свойства взаимодействия УХН с ненамагниченными фольгами были обнаружены при исследовании методов поляризации.

Граничная энергия для полного внутреннего отражения УХН от намагниченной фольги определяется выражением

$$E_{\text{гр}} = (2\pi\hbar/m)Nb_{\text{ког}} \pm \mu_n B,$$

где N – число ядер в единице объема; $b_{\text{ког}}$ – длина когерентного рассеяния; m – масса нейтрона; μ_n – магнитный момент нейтрона; B – индукция в фольге.

Можно подобрать $b_{\text{ког}}$ так, что при одном направлении спина нейтрона $E_{\text{гр}} \approx 0$, а при другом $E_{\text{гр}}$ максимально, тогда через фольгу могут пройти только нейтроны с одной поляризацией, т.е. получаются 100%-но поляризованные нейтроны.

В эксперименте получить 100%-но поляризованные нейтроны при самых разных вариантах изготовления и намагничения фольг оказалось невозможным. Проведенные исследования свидетельствуют, по-видимому, что при проходе через границу намагниченной фольги УХН испытывают некоторую деполяризацию, которую пока невозможно объяснить. Эмпирически были найдены многослойные поляризаторы, обеспечивающие эффективную поляризацию 90%, хотя суть эффекта осталась невыясненной.

Эти случаи демонстрируют некоторые возможности для исследования неизвестных свойств поверхностей и взаимодействий при низких температурах, открываемые при использовании УХН.

При использовании в проточном варианте обычного метода Рамзея размах резонансной кривой составляет менее 40% максимально возможного при достигнутой степени поляризации нейтронов. Уменьшение размаха связано с практически непрерывным спектром времен пролета нейтронов через входное и выходное осциллирующие поля.

В методе Рамзея поворот спина нейтрона в поле H_1 происходит за счет прецессии и зависит от времени пролета пространства, занимаемого полем H_1.

Для устранения этого момента был предложен и осуществлен [24] новый адиабатический метод раздельных осциллирующих полей, в котором повороты спина нейтрона на $\pm\pi/2$ на входе и выходе спектрометра происходят в неоднородном поле, плавно переходящем в поле H_0. При значительно большей, чем в методе Рамзея, амплитуде H_1 спин нейтрона адиабатически поворачивается на $\pi/2$ для нейтронов практически всех скоростей. Размах резонансной кривой с применением этого метода увеличился в 2 раза.

Очень трудной задачей оказалось создание однородного и высокостабильного магнитного поля. Стабильность 10^{-7} Э обеспечивается обычно в

многослойных пермаллоевых экранах при условии стабилизации внешнего поля до уровня $10^{-4} - 10^{-5}$ Э. В условиях экспериментального зала реактора это последнее условие выполнить практически невозможно из-за наличия магнитных масс, токов и магнитных полей других установок.

На рис. 2 изображен вид спектрометра и показана магнитная защита, состоящая из трехслойного экрана, внешней системы стабилизации, внутренней системы стабилизации на основе квантового магнитометра с оптической накачкой. Кроме того, в процессе измерений уход с резонанса фиксировался по уровню счета нейтронов и соответствующая коррекция частоты осцилляций H_1 вносилась в промежутки между циклами с помощью ЭВМ.

Стенки камеры спектрометра, являющиеся изоляторами, после многих поисков стали изготовляться из кварца, на поверхность которого магнетронным методом плазменного напыления наносился слой нитрида бериллия и окиси бериллия, что обеспечивало получение $v_{гр} = 7{,}2$ м/с.

Для повышения эффективности детекторов УХН – пропорциональных счетчиков с ^{3}He – было применено предварительное ускорение УХН гравитацией в изогнутом вниз нейтроноводе (нетронный "водопад"), показанном на рис. 2. Это увеличило эффективность счетчиков почти в 2 раза.

Принципиальным моментом в экспериментах такого типа является обнаружение и устранение источников ложных эффектов, в особенности влияния пробоев и переключений высоковольтного напряжения. В традиционном методе измерения ЭДМ практически нет такого контрольного эксперимента, который позволил бы провести "нулевой опыт". Хотя главный источник ложного ЭДМ – непараллельность $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}_0$ – при применении УХН практически отсутствует из-за крайне малой скорости среднего продвижения нейтронов в спектрометре (0,05 м/с), другие помехи остаются.

В этом плане особо важное значение имело применение дифференциального метода измерения. Как видно из рис. 2, спектрометр состоит из двух камер, в которых электрическое поле имеет противоположный знак, т.е. эффект, связанный с ЭДМ, противоположен по знаку. После блуждания в камерах УХН по двойному нейтроноводу проходят через выходное осциллирующее поле в систему анализа поляризации. Выходной анализатор устроен таким образом, что раздельно регистрируются нейтроны каждой компоненты поляризации (при резонансной частоте их интенсивность примерно одинакова). Нейтроны с одной компонентой поляризации проходят через фольгу-анализатор, замещающую часть стенки нейтроновода, нейтроны с другой компонентой поляризации проходят адиабатический спинфлиппер и затем другую фольгу-анализатор.

Таким образом, регистрация осуществляется четырьмя детекторами. Детекторы, соответствующие каждой камере, имеют противоположные наклоны $\partial N/\partial \nu$, а детекторы, относящиеся к разным камерам, дают противоположные знаки эффектов, соответствующих ЭДМ нейтрона.

Поскольку магнитное поле и осциллирующие поля являются общими для обеих камер спектрометра, большинство ложных эффектов, а также флюктуации магнитного поля H_0 и интенсивность УХН могут быть ском-

пенсированы при соответствующем вычислении эффекта, связанного с ЭДМ.

Применение двухкамерного метода и анализ обеих компонент поляризации оказался крайне важным для получения надежного результата [16, 25].

Общую чувствительность установки можно охарактеризовать погрешностью определения ЭДМ δd_n, получаемой за сутки измерений. На первом этапе работы в 1975 г. было достигнуто значение $\delta d_n \sim 10^{-22}$ e см/сут [22]. На этом этапе применялись однокамерный вариант спектрометра и неохлаждаемый бериллиевый конвертор.

Следующий этап [25] – применение двухкамерного спектрометра двойной системы анализа поляризации и охлаждаемого бериллиеного конвертора – позволил улучшить чувствительность до $\delta d_n \approx (2-3) \cdot 10^{-24}$ e см/сут. В [25] был получен результат для ЭДМ $d_n = +(4 \pm 7{,}6) \cdot 10^{-25}$ e см, что на 90%-ном уровне достоверности соответствует верхнему пределу: $d_n \leqslant 1{,}6 \cdot 10^{-24}$ e см. Таким образом, на этом этапе полученный результат оказался лучше, чем в пучковом эксперименте в Гренобле, несмотря на явное превосходство параметров пучков реактора Института Лауэ–Ланжевена в Гренобле над параметрами пучков реактора ВВРМ в Гатчине.

Следующий этап был связан с созданием жидководородного источника УХН и применением новых покрытий камеры спектрометра, нейтроноводов и кварцевого изолятора [25]. Граничная скорость удерживаемых нейтронов увеличилась до 7 м/с (ранее это значение, определяемое медными электродами, составляло 5,5 м/с) и соответственно в несколько раз ($\sim v_{гр}^4$) увеличилась интенсивность нейтронов.

Общая чувствительность установки достигла $\delta d_n \approx 8 \cdot 10^{-25}$ e см/сут. Полученный результат для ЭДМ равен $d_n = +(1{,}0 \pm 1{,}7) \cdot 10^{-25}$ e см. Отсюда на 90%-ном уровне достоверности $d_n \leqslant 4 \cdot 10^{-25}$ e см. Таким образом, за 30 лет, истекшие со времени первого эксперимента по поиску ЭДМ в 1950 г. [2], верхний предел для d_n был уменьшен на пять порядков, но ЭДМ нейтрона пока не обнаружен.

Большинство ранних предсказаний для ЭДМ, кроме гипотезы сверхслабого взаимодействия, на основе последнего результата могло бы быть отвергнуто (см., например, обзор в [13]), однако в настоящее время серьезное сравнение можно сделать только с расчетами на основе калибровочных теорий.

На сегодня имеется несколько работ, в которых расчеты *CP*-несохраняющих эффектов доведены до численных предсказаний о значении ЭДМ. В первой работе на эту тему [6] предсказывалось вполне определенное значение ЭДМ нейтрона $d_n = 2{,}3 \cdot 10^{-24}$ e см. Очевидно, последний результат полностью закрывает это предсказание. Это, конечно, нисколько не умаляет значения работы [6], поскольку числовой результат получен на основе лишь одной из возможностей, предоставленных калибровочными теориями для объяснения *CP*-нарушения.

Развитие моделей типа, описанных в [6], выполнено в работах [7, 8]. В [7] предсказано $d_n = -(1 \div 3) \cdot 10^{-25}$ e см. По всей вероятности, это значение не противоречит экспериментальному ограничению. В работе [8] по сравнению с [7] учтен вклад в ЭДМ нейтрона странных кварков

из так называемого кваркового моря (кварк-антикварковая компонента). С учетом этого вклада максимальное значение ЭДМ равно:

$$d_n \approx -9 \cdot 10^{-25}\ e \text{ см}.$$

К сожалению, неопределенность расчета такова, что нижнюю границу d_n точно указать трудно. По мнению авторов работы [8], возможно, что ЭДМ в несколько раз меньше, чем его максимальное значение. Таким образом, полностью отвергнуть класс моделей, представляемых работами [6–8], сейчас нельзя.

Разнообразие возможных калибровочных моделей довольно велико, и теоретические исследования в этом направлении только недавно начаты. Поэтому дальнейшие теоретические исследования должны выявить новые возможные значения ЭДМ нейтрона порядка $10^{-25}\ e$ см, если ближайшие эксперименты покажут отсутствие ЭДМ нейтрона на этом уровне.

Дальнейшие перспективы поисков ЭДМ нейтрона. Что побуждает продолжать поиск ЭДМ нейтрона? Причиной этому, безусловно, является исключительная важность проблемы *CP*-нарушения для наших представлений о физическом мире. В мире элементарных частиц это нарушение, может быть, играет роль своеобразного отклика явлений нарушения симметрий, имеющих место, начиная с энергии 10^{15} ГэВ – энергии, характерной для так называемого великого объединения слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий. Для космологии эффекты *CP*-нарушения могут быть причиной барионной асимметрии, т.е. существования всего нуклонного мира нашей Вселенной [26]. Естественно, что важность выяснения природы *CP*-нарушения трудно переоценить.

Пока в области *CP*-нарушающих явлений для нас открыта лишь одна "точка" – распад K^0-мезонов. Любая теория, "балансирующая" на этой точке, не может считаться достоверной, пока не будет обнаружен хотя бы еще один случай *CP*-нарушения.

Как уже говорилось, преимущества нейтрона как объекта для поисков ЭДМ слишком очевидны, чтобы отказаться от дальнейших попыток улучшения точности его измерения. Разумеется, нельзя исключать другие объекты. Так, в последнее время появились соображения о возможности значительного усиления эффектов *CP*-нарушения в молекулярных процессах, однако интерпретируемость этих явлений и возможная чувствительность метода требуют дальнейшего исследования.

Не вызывает сомнений, что единственную возможность для улучшения точности измерения ЭДМ предоставляют УХН. В настоящее время развитием методов работы с УХН занимаются многие лаборатории мира. Успех может быть достигнут как кропотливой работой по улучшению методики хранения и накопления УХН, так и созданием новых, оригинальных методов и установок.

В ближайшее время в экспериментах ленинградской группы можно ожидать погрешности определения $d_n \leqslant 10^{-25}\ e$ см или несколько меньше. Дальнейший прогресс, по-видимому, потребует модернизации установки. В частности, переход на вариант спектрометра с "удержанием" УХН (при условии, что удастся улучшить время хранения) может увеличить чувстви-

тельность примерно в 3 раза при той же интенсивности источника УХН. Возможно также увеличение интенсивности в той же методике еще в несколько раз. Имеются и более радикальные проекты увеличения чувствительности.

В лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований создается спектрометр ЭДМ в варианте на удержание. Подготавливается источник УХН на базе импульсного реактора ИБР-2 [27].

Среди других экспериментальных групп наиболее близка к началу эксперимента с применением УХН объединенная франко-англо-германо-американская группа, работающая на реакторе Института Лауэ–Ланженева в Гренобле. Чувствительность установки, созданной этой группой, определяется источником УХН и в настоящий момент невелика, однако через некоторое время ожидается установка на пучке холодных нейтронов нового источника УХН. Этот источник основан на конверсии и накоплении в сверхтекучем гелии УХН и обеспечивает интенсивность 10^4 $с^{-1}$ [28]. С применением спектрометра на удержание этот источник может дать существенный выигрыш в чувствительности. Рассматриваются также другие способы повышения интенсивности УХН, основанные на доплеровском сдвиге скорости холодных нейтронов с помощью турбины с зеркальными лопатками определенной формы, обеспечивающей последовательное отражение холодного нейтрона от движущейся поверхности, так что скорость нейтрона становится малой в лабораторной системе.

Другая группа, работающая на импульсном источнике нейтронов на базе быстроциклического протонного ускорителя IPNS Аргонской национальной лаборатории (США), разрабатывает метод доплеровского сдвига посредством брэгговского отражения от кристалла, укрепленного на вращающейся лопасти [29]. Синхронизация импульса нейтронов и положения кристалла у отверстия с затвором полости для накопления УХН позволяет в принципе осуществить накопление нейтронов (при периодическом открывании затвора в момент прохождения кристалла) с последующим использованием их в установке для измерения ЭДМ. Этот метод представляется особенно эффективным при использовании импульсных источников нейтронов на основе мезонных фабрик. Во всяком случае, если накопление в сверхтекучем гелии окажется малоэффективным, источники УХН такого типа дадут определенную перспективу для поиска ЭДМ нейтрона за границей 10^{-26} e см, если ЭДМ нейтрона не будет обнаружен в ближайшие годы.

Таким образом, 30-летняя история поисков ЭДМ нейтрона еще не окончена. Не исключено, что природа окажется скупой, и единственным окном в *CP*-нечетный мир для нас будет распад *K*-мезона, тогда поиск ЭДМ нейтрона на основе существующих подходов окажется безрезультатным. В этом случае все равно останется надежда на рождение новых блестящих идей, позволяющих заглянуть в невозможно далекое прошлое и будущее нашей Вселенной.