ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Сборник статей,
посвященный памяти
академика
А. И. АЛИХАНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА · 1975

УДК 539.1.01

Сборник составлен из обзорных статей, посвященных исследованиям в области физики элементарных частиц, ядерной физики и физики реакторов. Рассмотрены также проблемы создания сильноточных ускорителей и использования современных ускорителей в медико-биологических целях и химических исследованиях.

Издание рассчитано на физиков.

Табл. 39, илл. 178, библ. 679 назв.

Редакционная коллегия:

чл.-корр. АН СССР Л. Б. ОКУНЬ (ответственный редактор),
доктор физ.-матем. наук Ю. Г. АБОВ (ответственный секретарь),
доктор физ.-матем. наук П. А. КРУПЧИЦКИЙ,
доктор физ.-матем. наук, проф. С. Я. НИКИТИН

П $\frac{20806\text{-}431}{055\,(02)\text{-}75}$ 31-75

© Издательство «Наука», 1975 г

ПРЕДИСЛОВИЕ

В марте 1974 г. исполнилось семьдесят лет со дня рождения выдающегося советского физика-экспериментатора, одного из основоположников ядерной физики в нашей стране академика Абрама Исааковича Алиханова.

А. И. Алиханов занимает почетное место в той блестящей плеяде воспитанников Ленинградского Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе, которая в значительной мере определила развитие советской экспериментальной физики вообще, а в особенности ядерной физики и техники.

Как и многих представителей этой школы, А. И. Алиханова отличали черты глубокой принципиальности, можно сказать, рыцарского отношения к людям.

А. И. Алиханов начал свою научную деятельность, еще будучи студентом Ленинградского политехнического института, который он окончил в 1928 г.

Первые научные труды Абрама Исааковича были посвящены рентгеноструктурному анализу и оптике рентгеновых лучей. Исследуя полное отражение рентгеновых лучей от тонких слоев различных веществ, А. И. Алиханов и Л. А. Арцимович доказали применимость классических представлений Максвелла и Френеля к процессам отражения рентгеновых лучей от прозрачных и поглощающих сред. В начале тридцатых годов интересы А. И. Алиханова переключились на ядерную физику. Им было много сделано в области усовершенствования методики ядерной спектрометрии. Исследования процесса рождения позитронов гамма-лучами в кулоновском поле ядра, изучение зависимости выхода позитронов от энергии гамма-лучей и порядкового номера элемента привели А. И. Алиханова к открытию образования электронно-позитронной пары в результате внутренней конверсии энергии возбужденного ядра.

Выполненные А. И. Алихановым и его учениками исследования рассеяния и торможения быстрых электронов показали, что эти процессы удовлетворительно описываются релятивистской теорией Дирака. Кроме того, А. И. Алиханов исследовал формы бета-спектров и обнаружил зависимость их от порядкового номера элемента.

Абрам Исаакович всегда работал «на переднем крае» современной физики и живо откликался на новые идеи. Так, в связи с дискуссией о применимости законов сохранений в элементарных актах взаимодействия микрочастиц он поставил изящный эксперимент, в котором показал справедливость законов сохранения энергии и импульса при аннигиляции позитронов.

В предвоенные годы А. И. Алиханов начал исследования космических лучей. Важнейшим результатом этих работ было обнаружение протонов в составе мягкой компоненты космического излучения.

Война прервала в 1941 г. интересную работу А. И. Алиханова по поиску нейтрино.

С 1943 г. А. И. Алиханов включается в работы по овладению атомной энергией. В 1945 г. он создал новую лабораторию, которая теперь известна всему миру как Институт теоретической и экспериментальной физики. До конца своей жизни Абрам Исаакович оставался признанным главой тяжеловодного направления в отечественном реакторостроении. В 1949 г. в ИТЭФ был пущен первый в стране тяжеловодный исследовательский реактор, который по своим физическим параметрам принадлежал к числу лучших реакторов в мире. В 1950 г. в ИТЭФ вступил в строй циклотрон, а в 1961 г.— первый в СССР протонный ускоритель с жесткой фокусировкой на энергию 7 *Гэв*. Почти одновременно со строительством ускорителя было начато строительство аналогичного ускорителя на энергию 70 *Гэв* в Серпухове.

Сразу же после открытия несохранения пространственной четности в слабом взаимодействии Абрам Исаакович первым в стране начал исследования в этой области. Результаты этих работ обобщены им в монографии «Новейшие исследования по β-распаду и слабым взаимодействиям» (Физматгиз, 1961), изданной не только у нас в стране, но и за рубежом. После пуска протонного ускорителя в ИТЭФ Абрам Исаакович составляет программу работ на нем и сам возглавляет часть из них.

Авторы сборника — известные специалисты в области ядерной физики, физики элементарных частиц, теоретической физики, физики реакторов и ускорительной техники. Статьи носят обзорный характер и написаны на высоком научном уровне. В сборнике достаточно подробно отражены результаты наиболее интересных экспериментальных и теоретических исследований, выполненных в Институте теоретической и экспериментальной физики и начатых еще при жизни Абрама Исааковича, бывшего тогда директором этого института. К числу таких исследований относятся статьи, посвященные исследованиям распадов нейтральных K-мезонов, рассеянию пионов на нуклонах назад, обнаружению слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, исследованию временной инвариантности ядерных сил, теоретические исследования асимптотики слабых и сильных взаимодействий и т. д.

Редколлегия

I. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

А. И. АЛИХАНЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ДЕТЕКТОРЫ ОПОЗНАВАНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

1. ВВЕДЕНИЕ

В статье излагаются основные этапы исследования рентгеновского переходного излучения и первые попытки создания детекторов для опознавания частиц с энергиями в сотни и тысячи миллиардов электрон-вольт. Статья не претендует на полноту данных и не преследует цели описания деталей экспериментов и технологии создания детекторов.

Ввиду перемещения центра тяжести исследований элементарных частиц в сторону сверхвысоких энергий проблема опознавания частиц стала весьма актуальной. Приятно сознавать, что ведущая роль в развитии этого направления сейчас принадлежит Ереванскому физическому институту.

В настоящей работе не будет рассмотрено переходное излучение релятивистских частиц в области радиоизлучения, исследованию которого посвящен ряд интересных работ (Э. М. Лазиев, Г. Г. Оксузян, В. Л. Серов и др.), а также работы по переходному излучению в видимой области спектра. Упомянем лишь работу К. А. Испиряна и А. Г. Оганесяна, которые показали, что, пользуясь методом угловой дискриминации, можно добиться очень резкой зависимости излученной энергии от энергии первичной частицы. Это предсказание было подтверждено в экспериментах на пучках электронов с энергией до 50 *Мэв*.

Итак, в настоящей работе рассматривается экспериментальное исследование рентгеновского переходного излучения и создания на его основе детекторов для опознавания частиц ультравысоких энергий, где использование черенковского излучения либо практически невозможно, либо требует создания сложных, громоздких и вместе с тем прецизионных установок, связанных с высоким качеством оптики и, конечно, большими затратами.

Вкратце будут рассмотрены и другие возможные аспекты использования переходного излучения.

Хорошо известен случай испускания света равномерно и прямолинейно движущейся частицей, когда скорость ее движения превышает скорость света в той же среде — это известный эффект Вавилова — Черенкова, нашедший большое применение в физике частиц высоких энергий для определения скорости отдельных элементарных частиц и опознавания их природы.

Значительно менее был известен другой случай испускания излучения равномерно движущейся частицей, а именно, когда она пересекает границу раздела двух сред с различными оптическими константами. В. Л. Гинзбург и И. М. Франк [1] в 1946 г. обратили внимание на этот эффект и показали

теоретически, что такое излучение должно иметь место только в видимой области спектра [2]. Г. М. Гарибян в 1959 г. [3] пришел к выводу, что переходное излучение ультрарелятивистских частиц должно быть не только в видимой области спектра, но и в рентгеновской области частот. При этом если в видимой области, согласно В. Л. Гинзбургу и И. М. Франку, интенсивность переходного излучения слабо (логарифмически) зависит от энергии первичной частицы, то в рентгеновской области, по мнению Гарибяна, интенсивность должна линейно расти с ростом энергии. Это привлекло внимание экспериментаторов, и была высказана мысль [4], что рентгеновское переходное излучение может быть обнаружено и, возможно, использовано для детектирования и опознавания природы отдельных элементарных частиц при ультрарелятивистских энергиях. В работе [5] проанализирована возможность детектирования переходного рентгеновского излучения и предложены три различных метода его использования — характеристического рентгеновского излучения, полного энерговыделения и комптоновского рассеяния.

На основе этого предложения в лаборатории была сделана первая попытка экспериментального наблюдения рентгеновского переходного излучения [6—8]. Для этой цели был использован горизонтальный поток мюонов космического излучения с энергиями порядка тысячи гигаэлектронвольт, пропускаемых через слоистую среду, состоящую из тонких листов бумаги.

Основная доля интенсивности рентгеновского переходного излучения заключена в узком конусе вокруг направления первичной частицы с угловым раствором $\theta \sim mc^2/E$. Поэтому в указанном опыте для отделения X-квантов от первичной заряженной частицы нами был использован метод характеристического излучения. В этом методе X-кванты переходного излучения поглощаются в контейнере, наполненном газом, а изотропно испускаемые кванты характеристического излучения регистрируются кристаллическими счетчиками.

В настоящее время имеется большое число работ с использованием различных методов регистрации переходного рентгеновского излучения. Наиболее простой из них заключается в сепарации первичной заряженной частицы магнитным полем. Во многих случаях более удобным и светосильным является метод полного энерговыделения, при котором в детекторе регистрируются как X-кванты переходного излучения, так и ионизация, производимая первичной заряженной частицей.

Выбор оптимальных условий для получения максимальной эффективности детектора и наилучшей разделимости частиц различных масс ультрарелятивистских энергий представлял первоочередную задачу. Для ее решения потребовались дальнейшие экспериментальные исследования рентгеновского переходного излучения, выбор слоистых и пористых сред и детекторов для регистрации X-квантов.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Переходное излучение может представлять интерес с различных точек зрения. Нас оно интересовало прежде всего для создания детекторов ультрарелятивистских частиц. Предсказанная Гарибяном линейная зависимость интенсивности переходного излучения от энергии первичной частицы была подтверждена экспериментально [9, 10] и было показано, что зависимость интенсивности этого излучения от энергии частицы является ненасыщающейся.

К. А. Испирян и А. Г. Оганесян показали, что в видимой области спектра, где глобальная интенсивность логарифмически зависит от энергии частицы,

можно, выбирая определенный диапазон длин волн и углы в ограниченных пределах, получить значительно более резкую зависимость от энергии первичной частицы. Те же соображения справедливы и для рентгеновского переходного излучения, где можно за счет угловой дискриминации, вместо линейного роста с энергией, достигнуть значительно более высокой степени зависимости от энергии [11]. Хотя сейчас уже нельзя сомневаться в правильности основных выводов теории переходного излучения, необходимы были экспериментальные исследования спектров переходного излучения для выбора оптимальных радиаторов и регистрирующих устройств.

Обычно переходное излучение наблюдается из стопки, состоящей из многих сотен разделенных вакуумом или газом пленок. Для того чтобы переходное излучение, возникающее на границах, суммировалось, нужно, чтобы расстояние между границами было больше определенной величины, называемой зоной формирования в вакууме. Согласно теоретическим данным эта величина равна $c\gamma^2/\omega$, где ω — частота, c — скорость света, $\gamma = E/mc^2$. Для $\gamma = 10^4$ она достигает 10 *м* в области видимого спектра, где $c/\omega = 10^{-5}$ *см*.

В своей нобелевской лекции И. М. Франк указывал на эту трудность использования переходного излучения, очевидно, имея в виду переходное излучение в видимой области спектра. Эта трудность практически отпадает для рентгеновского переходного излучения. Однако толщина пластинок вещества и расстояние между ними должны удовлетворять определенным условиям. К сожалению, эти условия оказываются противоречивыми и приходится обычно находить компромиссное решение. Действительно, с одной стороны, вещество радиатора должно обладать по возможности большим значением плазменной частоты $\sqrt{\sigma}$, т. е. z и плотностью ρ, что способствует увеличению вероятности излучения. С другой стороны, для уменьшения поглощения излученных квантов в самом радиаторе желательно использовать вещество с возможно меньшими значениями z и ρ. По-видимому, выполнение последнего условия очень важно, поскольку интенсивность переходного излучения резко падает с увеличением частоты. Конечно, толщина пленки радиатора должна отвечать условиям зоны формирования в веществе. Для электронов с энергией 2,5 *Гэв* ($\gamma = 5\cdot10^3$) толщина слоя или зоны формирования в веществе должна быть порядка 15—20 *мк*, а расстояние между пленками — не менее 150 *мк*.

М. Лорикян использовал пористое вещество, в частности пенопласт, в качестве радиатора для генерации рентгеновского переходного излучения. Несмотря на непериодическое, точнее хаотическое, распределение пор и толщин стенок, пенопласт оказался очень простым и хорошим радиатором. В данное время радиатор из пенопласта успешно используется как в наших работах, так и в работах других групп (Юань с сотрудниками, Петерсон и др.).

В работе [12] были сопоставлены излучательные способности майларовой слоистой среды, пенопласта и порошка гидрата лития LiH. Измерения проводились при энергии электронов 2,4—3,5 *Гэв*. Излучение, возникавшее в указанных радиаторах, регистрировалось сцинтилляционными счетчиками NaI (Tl), электроны отклонялись магнитным полем. Исследовалось спектральное распределение в интервале 5—70 *кэв*. Как обычно, для исключения вклада тормозного излучения измерения проводились также для эквивалентной сплошной среды.

Слоистая среда состояла из пленок майлара толщиной 10^{-3} *см*, расположенных на расстоянии $2{,}8\cdot10^{-2}$ *см* друг от друга. Плотность пенопласта — 0,04 *г/см*^{3}. Радиатор LiH представлял собой порошок со средним размером

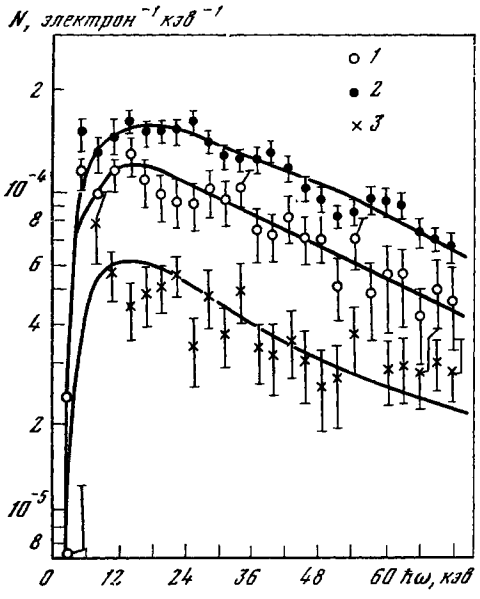


Рис. 1. Спектры переходного излучения в радиаторе из LiH для трех значений энергии электронов

1 — 3500 *Мэв*; *2* — 2900 *Мэв*; *3* — 2400 *Мэв*

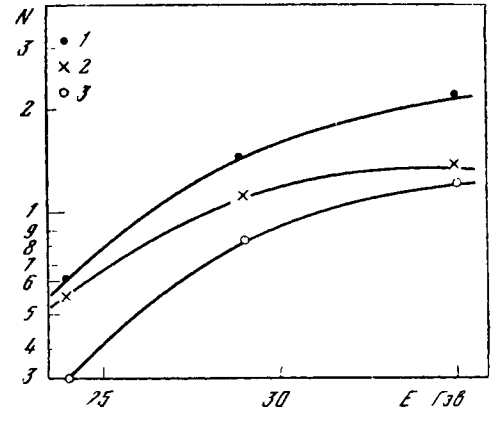


Рис. 2. Зависимость полного числа фотонов для различных радиаторов от энергии электронов

1 — слоистая структура; *2* — LiH; *3* — пенопласт

зерен 1,5 *мм*; плотность порошка составляла 0,25 *г/см*^{3}, а $Z \sim 2{,}7$. Все три радиатора имели длину 38 *см*. На рис. 1 представлено спектральное распределение переходного излучения, приведенного к 1 *см* пути в LiH. Максимум распределения находится в районе 10—12 *кэв*. Для майларовой слоистой среды максимум смещается в область 16 *кэв*, что указывает на больший выход мягких фотонов из LiH. С другой стороны, полное число возникающих квантов в интервале 5—70 *кэв* в радиаторе из LiH меньше, чем из слоистой среды, как это видно из рис. 2. На этом рисунке показана зависимость полного числа квантов для различных радиаторов от энергии электронов. Из рис. 1 и 2 видно, что использование легких пористых материалов выгодно только в том случае, когда детектор регистрирует мягкие кванты с энергией меньше 10 *кэв* и большой эффективностью, близкой к 100%.

Детальное исследование переходного излучения в пористых радиаторах (в частности, в пенопласте) при энергиях 1,0—3,75 *Гэв* выполнено в работе [13]. В этой работе использован многосекционный пропорциональный счетчик [14]. Он состоял из 12 отдельных счетчиков, смонтированных в одном объеме и изолированных друг от друга перегородками из стальных проволок диаметром 100 *мк*. Размеры каждого счетчика $5 \times 5 \times 30$ *см*^{3}, так, что по пути следования фотонов 30 *см* газа (90% A_2 + 10% CH_4 при нормальном давлении). Каждый из счетчиков имел энергетическое разрешение 16% при $h\nu = 14$ *кэв*. При такой конструкции счетчика можно одновременно исследовать как спектральное распределение, так и множественность зарегистрированных квантов в пределах 5—25 *кэв*. Для регистрации фотонов с энергиями выше 25 *кэв* применялся спектрометр полного поглощения на основе кристалла NoJ (Tl).

Было показано, что с увеличением энергии электронов спектры стано-

вятся более жесткими, причем зависимость от энергии электронов в жесткой части спектра более резкая, чем в мягкой. Это хорошо иллюстрирует рис. 3, из которого видно, что полное число фотонов в области 5—25 *кэв* при 2 *Гэв* и выше уже не увеличивается, в то время как для энергии >25 *кэв* имеет место сильный рост. Множественность фотонов, зарегистрированная пропорциональным счетчиком, растет с энергией первичного электрона и при 3,75 *Гэв* число случаев с двумя и более фотонами достигает 15% от одиночных.

Зависимость дифференциальных спектров излучения от плотности пенопласта при энергии первичных электронов 3 *Гэв* приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что с увеличением плотности пенопласта в области малых частот имеется тенденция к насыщению, в то время как для больших частот наблюдается примерно линейный рост интенсивности.

Эффекты насыщения, наблюдаемые в этой работе, легко понять с точки зрения существования зон формирования излучения. Согласно теории, с увеличением энергии электрона растет зона формирования в вакууме, которая тем больше, чем меньше энергия фотона.

Естественно, для данной мишени в области мягких фотонов насыщение наступает раньше. Таким образом, можно понять эффекты, связанные с плотностью пенопласта.

3. О ВЛИЯНИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПЕРЕХОДНОЕ И «РЕЗОНАНСНОЕ» ИЗЛУЧЕНИЯ

В работах Ф. Р. Арутюняна и др. [14] исследовано рентгеновское переходное излучение в области энергии электронов 250—600 *Мэв* в различных слоистых средах. В этих работах наблюдалось значительное (в отдельных случаях больше, чем на порядок) превышение экспериментальных данных над вычисленными по теории переходного излучения [3].

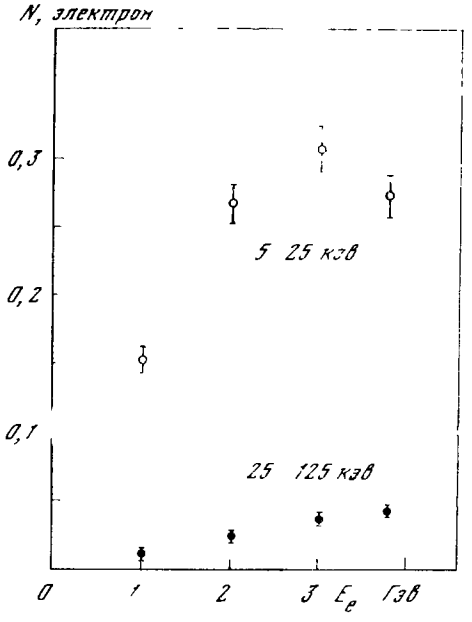


Рис. 3. Множественность фотонов в зависимости от энергии электронов в двух областях энергии фотонов

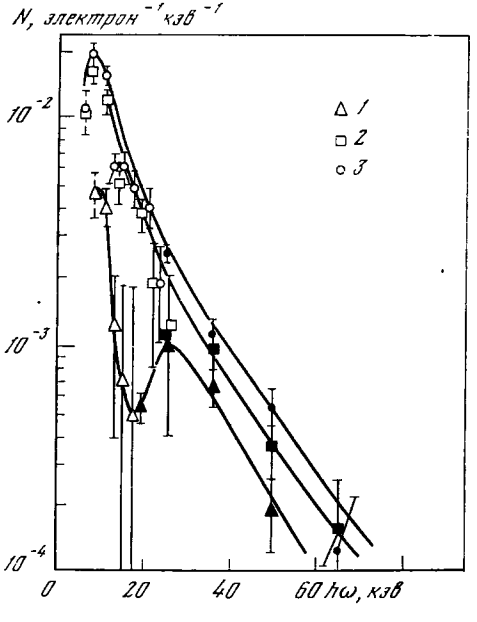


Рис. 4. Спектры излучения в пенопласте при разных плотностях

1 — $\rho = 0{,}0025$; *2* — $\rho = 0{,}06$; *3* — $\rho = 0{,}09$

В работе М. Л. Тер-Микаеляна [15] в 1968 г. была создана теория переходного («резонансного») излучения с учетом многократного рассеяния, причем спектральное распределение и абсолютная интенсивность с поразительной точностью совпали с экспериментальными данными работ [14]. Нами исследовалось еще в 1969 г. переходное излучение в радиаторе из полиэтилена при энергии электронов 1,2 *Гэв*, и наши экспериментальные данные находятся

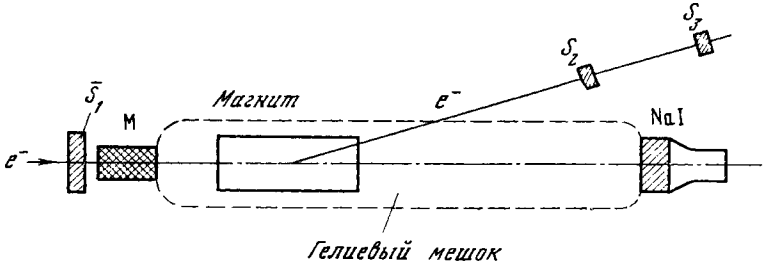


Рис. 5. Экспериментальная установка в работе [17]

в хорошем согласии с теорией переходного излучения без учета многократного рассеяния [10].

В работе [16], выполненной недавно при энергии электронов 600 *Мэв* и с радиатором, имеющим почти такие параметры, как и в работах [14], получены данные, хорошо согласующиеся с теорией переходного излучения.

Совсем недавно выполнено исследование переходного излучения в слоистой среде, состоящей из 50 листов бумаги, толщиной 240 *мк* и отстоящих друг от друга на расстоянии 2 *мм* [17]. Энергия электронов — 680 *Мэв*. При таком радиаторе и указанной энергии в работах [14] обнаружено максимальное увеличение излучения сравнительно с предсказанной обычной теорией переходного излучения.

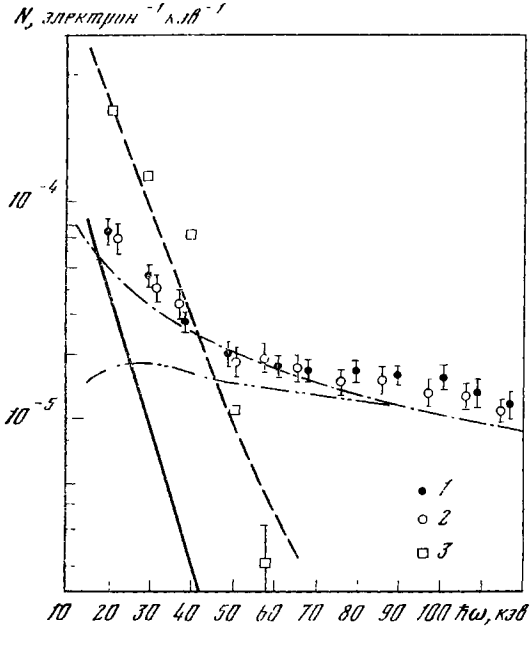


Рис. 6. Результаты измерений в работе [17]

1 — со слоистым радиатором [17]; *2* — эквивалентный сплошной радиатор; *3* — данные работы [14]

Схема опыта показана на рис. 5. Результаты измерений приведены на рис. 6. Темные точки — результаты, полученные, когда установлен слоистый радиатор, а светлые — эквивалентный радиатор (сжатая бумага). Как видно из рис. 6, в пределах экспериментальных ошибок никакой разницы в спектрах во всем измеренном диапазоне частот не наблюдается. Пунктиром показаны результаты вычисления по теории «резонансного» излучения с учетом многократного рассеяния, сплошная линия — результат вычисления по обычной теории переходного излучения. Эти кривые взяты из работ [14]. Из рисунка

также видно, что ожидаемое значение числа фотонов по обычной теории переходного излучения лежит значительно ниже, чем экспериментальные точки, и вклад ожидаемого переходного излучения находится на уровне фона в пределах ошибок измерений. Ожидамое значение интенсивности излучения, согласно [14] и [15], по меньшей мере в три раза превышает фон, и мы должны были бы наблюдать это превышение. Штрихпунктирная кривая представляет ожидаемый фон излучения, вычисленный по формуле Бете — Гейтлера. Таким образом, экспериментальные данные показывают, что усиление переходного излучения из-за многократного рассеяния не имеет места.

Г. М. Гарибян [18] провел теоретический анализ возможного влияния многократного рассеяния на интенсивность переходного излучения, из которого также следует, что при таких энергиях, которые имели место в опытах [14], оно не могло привести к сколько-нибудь заметному увеличению интенсивности излучения.

4. О ВОЗМОЖНЫХ СПОСОБАХ РЕГИСТРАЦИИ *X*-КВАНТОВ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ДЕТЕКТОРАХ

Детекторы для регистрации *X*-квантов переходного излучения, как это видно было из сказанного выше, не являются независимыми от природы радиатора и существенно зависят от спектрального распределения излучения. Тем не менее можно указать несколько независимых методов регистрации *X*-квантов. Прежде всего необходимо еще раз подчеркнуть, что фотоны переходного излучения идут под очень небольшими углами по отношению к направлению исследуемой частицы высокой энергии и в принципе следует отделить эти фотоны и регистрировать их независимо от первичной частицы.

Простейшим способом служит метод отклонения первичной частицы магнитным полем. Он применяется широко в опытах по исследованию самого переходного излучения. Однако, когда речь заходит о детекторах для опознавания частиц при энергиях в сотни миллиардов электрон-вольт, то использование магнита оказывается не простым, дорогостоящим, а иногда и нереализуемым. В отдельных случаях в качестве отклоняющего магнита можно использовать один из анализирующих магнитов системы транспортировки пучка на ускорителе. Однако это возможно не во всех экспериментах, и, кроме того, это лимитирует светосилу установки. Особенно это трудно, а в большинстве случаев и невозможно в экспериментах с космическими лучами.

Рассмотрим четыре независимых способа регистрации *X*-квантов переходного излучения без отклонения первичной частицы магнитным полем, которые были исследованы нами.

Метод характеристического излучения, предложенный еще в 1961 г. в работе [5], заключается в следующем.

Заряженная частица и образованное ею переходное излучение проходят через газ-поглотитель. Кванты с энергией, превышающей энергию *K*-края полосы поглощения атомов газа-поглотителя, вырывают электроны с *K*-уровня и в результате атом испускает изотропно характеристическое излучение. При этом вероятность поглощения этого излучения в газе-поглотителе в 5—10 раз меньше, чем поглощение на *K*-крае. Размещением вокруг контейнера с газом-поглотителем детекторов (кристаллических, полупроводниковых и др.) осуществляется регистрация квантов переходного излучения независимо от заряженной частицы высокой энергии. Впервые этот способ реализован в работах [6, 8] и достигнута эффективность $\sim 10\%$.

Значительно более высокая эффективность устройства получена в работе [19]. Здесь в отличие от других работ слоистая среда, состоящая из 1100

пленок майлар толщиной 10^{-3} *см* при расстоянии между ними $2 \cdot 8{,}10^{-2}$ *см*, помещена непосредственно в газ-поглотитель. В качестве газа-поглотителя использован криптон, у которого энергия K-края $\sim 14{,}4$ *кэв*. Характеристическое излучение регистрировалось [16] кристаллами CsJ(Tl), расположенными вокруг слоистой среды. Благодаря такой конструкции X-кванты переходного излучения с большой вероятностью поглощались в криптоне между пластинами. Эффективность регистрации электронов по квантам характеристического излучения была достигнута равной 35%-ной вместо ожидаемой по расчетам 45%-ной в предположении 100%-ной эффективности регистрации квантов кристаллом. Несмотря на то что этим методом получены пока скромные результаты, нам представляется, что еще далеко не все сделано для развития этого метода и только в будущем выяснится его сравнительная ценность по отношению к другим методам, рассматриваемым ниже.

Метод стримерной камеры. Первым детектором, который оказался наиболее эффективным, была стримерная камера, наполненная неоном и ксеноном (Ne 85% + Xe 15%) с небольшой добавкой паров иода порядка 10^{-2} *торр*. Исследования, проведенные нами в 1969 г. [10], показали, что эффективность регистрации электронов с энергией 2,5 *Гэв* посредством X-квантов, поглощенных в газе камеры, близка к 85%. Это значительно превысило эффективность, которая достигалась другими методами. При этом существенно, что в стримерной камере отдельно наблюдаются как след первичной быстрой частицы, так и фотоэлектроны.

В последующей работе [20] со стримерной камерой показано, что даже при скромных размерах камеры ~ 80 *см* возможно опознавание частиц при $E = 2 \cdot 10^3$ *Гэв*. Очевидно, используя последовательно расположенные стримерные камеры и радиаторы, расположенные между ними, можно достигнуть еще более высокой эффективности, даже при меньших γ. Этот же метод позже был использован в работе [16]. В условиях опыта в работе [16] не было возможности различать непосредственно фотоэлектроны от δ-электронов, поскольку они образовались либо прямо на следе первичной частицы, либо в непосредственной близости к следу. Из измерения длин пробегов фото- и δ-электронов следует, что в данном эксперименте отбирались фотоны с энергией $E \geqslant 35$ *кэв*. Такая дискриминация означает, что значительная часть X-квантов переходного излучения отбрасывалась и естественно, что эффективность занижалась. Поскольку число фотоэлектронов находилось как разность чисел вторичных следов на следе первичной частицы при наличии слоистой среды и сплошного радиатора эквивалентной толщины, значительная доля фотоэлектронов с энергиями $E = 35$ *кэв* не учитывалась, фотоны малых энергий вообще не доходили до конца камеры, а поглощались в первых десятках сантиметров камеры. Естественно, что роль δ-электронов и их вклад во вторичные следы был очень велик. Другими словами, в работе [16] были осуществлены невыгодные условия регистрации фотонов переходного излучения и могло создаться неправильное представление о неприменимости метода стримерной камеры как детектора переходного излучения, способного идентифицировать частицы ультравысоких энергий. Тем не менее, напротив, стримерная камера является одним из лучших методов детектирования и идентификации ультрарелятивистских частиц и особенно «струй», вызванных частицами с энергиями 500—1000 *Гэв*.

Если поместить мишень (например, H_2) и слоистую среду в непосредственной близости от входного окна стримерной камеры, то на следе компоненты «струи» будут наблюдаться вторичные следы, и тем больше, чем больше значение γ у рассматриваемой частицы. При этом с удалением от входного окна камеры число следов, обязанных своим появлением поглощению X-квантов

переходного излучения, будет уменьшаться, и на конце следа при определенном заполнении камеры смесью вторичные следы будут вызваны практически только δ-электронами.

Для иллюстрации приведем распределение числа вторичных следов на следе электрона с энергией 3,0 *Гэв* в стримерной камере, полученных в работе Лорикяна и сотрудников [21] (рис. 7).

Как видно из приведенной гистограммы, число вторичных следов при наличии радиатора из пенопласта плотностью 0,04 *г/см*^{3} и длиной 1,6 *м* заметно убывает с удалением от окна камеры, и по существу фотоэлектроны наблюдаются в первых 20—30 *см* камеры. Контрольные измерения с эквивалентным плотным веществом показывают практически постоянные числа вторичных следов, которые являются, естественно, δ-электронами.

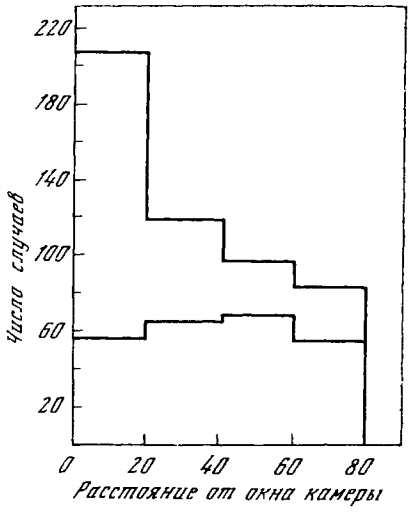


Рис. 7. Распределение числа вторичных следов на следе электрона с энергией 3,0 *Гэв* в стримерной камере [21]

верхняя кривая — радиатор из пенопласта; нижняя — плотное вещество

Для достижения высокой эффективности и хорошего фактора разделения частиц по массам следует использовать последовательно расположенные стримерные камеры и не очень толстые радиаторы. Оптимальные размеры камер и структура радиаторов, равно как и рабочего газа, должны подбираться применительно к задаче, подлежащей исследованию. Во всяком случае, для опознавания частиц в струях стримерная камера представляется наиболее привлекательным детектором.

Использование *X*-квантов переходного излучения, выходящих из пористой среды, благодаря комптоновскому рассеянию. Еще в работе [4] указывалось на возможность сепарации *X*-квантов переходного излучения от первичной частицы высокой энергии за счет комптоновского рассеяния фотонов в радиаторе. М. Лорикян [21] использовал в качестве радиатора цилиндр из пенопласта диаметром 3 *см* и длиной 160 *см*, поместив его по оси цилиндрической трубы диаметром 20 *см*. Область вокруг радиатора разделена на 6 отсеков, отделенных друг от друга системой нитей, натянутых по всей длине трубы. По центру каждого отсека натянуты нити, которые служили анодами в пропорциональных счетчиках. Труба наполнялась ксеноном 90% + 10% CH_4 при общем давлении 1,05 *ат*. Частицы ультравысоких энергий, проходя через радиатор, параллельно оси радиатора образуют *X*-кванты переходного излучения, которые рассеиваются в том же радиаторе, отклоняются от первоначального направления и попадают в пропорциональные счетчики. В конечной части за радиатором был отсек, в котором фотоны, выходящие из радиатора, давали характеристические излучения. Это излучение распределено изотропно и его некоторая часть также попадала в область пропорциональных счетчиков. Эффективность регистрации электронов с энергией 2,46 *Гэв* оказалась равной 0,6 ± 0,025. Следует заметить, что это предварительный результат, и дальнейшие усовершенствования могут привести к увеличению эффективности регистрации переходного излучения за счет более тщательного подбора режима работы, увеличения диаметра трубы, давления газа и т. д.

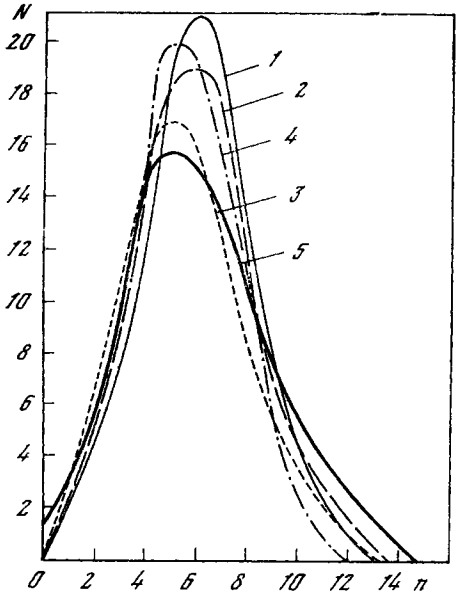


Рис. 8. Распределение числа фотонов, зарегистрированных в боковых камерах, расположенных вокруг радиатора, диаметром 8 *см* [22]

1 — центральное прохождение первичной частицы через радиатор; *2* — прохождение частицы на расстоянии 1 *см* от оси; *3* — то же на расстоянии 2 *см*; *4* — то же на расстоянии 3 *см*; *5* — то же на расстоянии 3,9 *см*

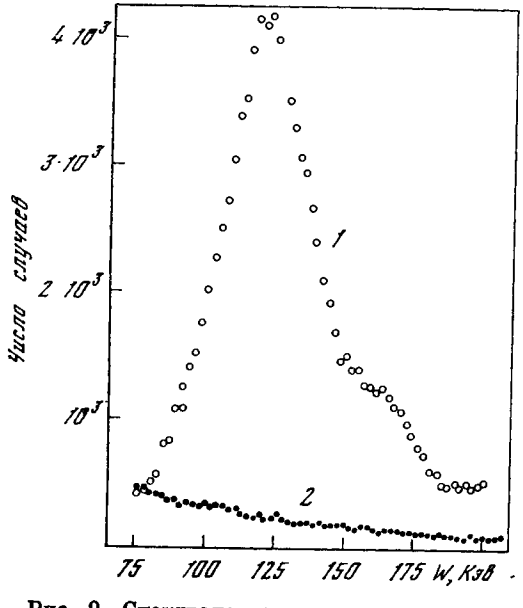


Рис. 9. Спектральное распределение энерговыделения [23]

1 — при наличии слоистой структуры; *2* — при ее отсутствии

Заметим, что такой детектор можно включить в линию с экспериментами, чего пока не удается достичь в случае стримерной камеры. Быстродействие его определяется пропорциональными камерами, и временное разрешение может быть достигнуто не лучше, чем $5 \cdot 10^{-8}$ *сек*, как в газовом детекторе, работающем в пропорциональном режиме.

На рис. 8 приведено распределение числа фотонов, зарегистрированных в боковых камерах при диаметре радиатора 8 *см* [22].

Среднее число зарегистрированных фотонов в детекторе 5—6 и слабо зависит от места прохождения частицы через него. Если составить систему из нескольких подобных детекторов, расположенных один вслед за другим, то можно рассчитывать на дискриминацию π, K-мезонов и протонов в моноимпульсном пучке и тем самым создать дифференциальный детектор.

Метод полного энерговыделения. Наиболее светосильной установкой, использующей X-кванты для идентификации частиц ультравысоких энергий, по-видимому, является устройство, в которое попадает как первичная частица, так и фотоны переходного излучения. Идея этого метода, высказанная еще в 1961 г. в работе [5], заключается в следующем.

Непосредственно за радиатором излучения располагается тонкий детектор, в котором первичная частица выделяет энергию за счет ионизации и, кроме того, выделяется энергия за счет поглощения квантов переходного излучения. При этом следует так подбирать вещество (газ), чтобы энергия, выделяемая за счет ионизации, была бы минимальной, а за счет переходного излучения была бы возможно большей. Обозначим через W_I — энергию, выделяемую в газе регистрирующего устройства за счет ионизации, а через W_{TR}-энергию, выделяемую в том же слое газа за счет переходного излучения. W_I практически не зависит от γ, в то вре-

мя как W_{TR} зависит, как мы знаем, от γ. Следовательно, если имеются две частицы с $\gamma_1 > \gamma_2$, то при определенном подборе параметров радиатора и детектора можно добиться, чтобы $W_{TR1} \gg W_{TR2} \geqslant W_I$. В таком случае сигнал на выходе детектора для частицы с γ_2 будет практически равен W_I, а для частиц с γ_1 он будет равен $W_{TR} + W_I$. Таким образом, имеется возможность дискриминации частиц с меньшим γ. При этом надо иметь в виду, чтобы не только величина W_{TR}, которая зависит от числа фотонов и спектра переходного излучения, но и чтобы величина $dN/d\gamma$, т. е. быстрота изменения числа фотонов с энергией, была бы как можно больше.

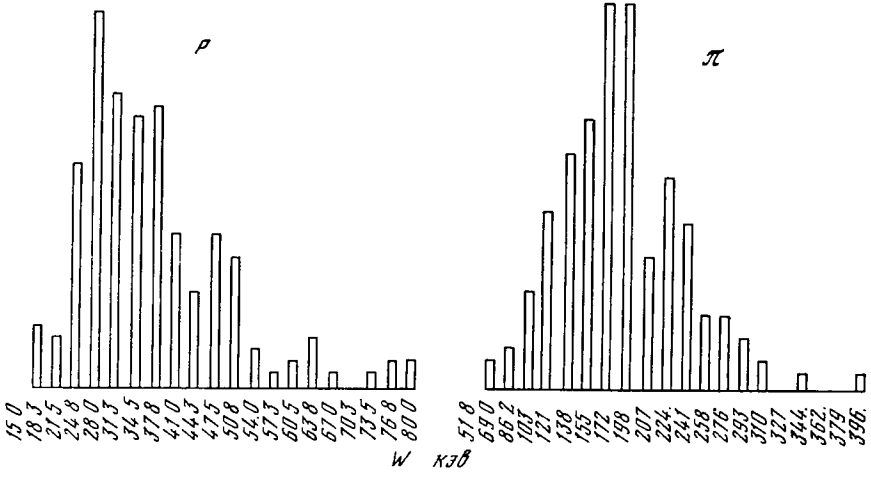


Рис. 10. Расчетные спектры энерговыделения для пионов и протонов с импульсом 500 *Гэв/с*

В работе [23] был использован ксеноновый сцинтилляционный счетчик для регистрации X-квантов переходного излучения. Длина пути в ксеноне была 6 *см* при давлении 1,5 *ат*. Конструкция детектора может быть найдена в [23]. Слоистая среда состояла из 1100 пленок майлара толщиной 10^{-3} *см*, расположенных на расстоянии $2{,}8 \cdot 10^{-2}$ *см* друг от друга.

Результаты, полученные для электронов с энергией 31 *Гэв*, приведены на рис. 9, где энерговыделение показано при наличии и в отсутствие слоистой среды. Наблюдается резкое различие как в величине, так и в распределении энерговыделения. Согласно расчетам, выполненным методом Монте-Карло, вероятное значение ионизационных потерь в детекторе составляет 48 *кэв*.

Наиболее вероятное значение энерговыделения за счет переходного излучения из слоистого радиатора оказалось равным 125 *кэв*. Вероятность регистрации электронов по их переходному излучению составляет 86%.

Ксеноновый детектор обладает большим быстродействием (время высвечивания 10^{-9} *сек*), и в то же время он менее восприимчив к жесткому γ-излучению.

На рис. 10 приведено распределение энерговыделения для пионов и протонов с импульсом 500 *Гэв/с*. Как видно из рисунка, хорошее выделение этих частиц достигается при столь высокой энергии. Понятно, что в реальном эксперименте, где может потребоваться значительно лучшее разделение частиц по массам, можно использовать несколько сцинтилляционных детекторов, в промежутке между которыми будет установлена слоистая среда.

Хотелось бы подчеркнуть особенность сцинтилляционного детектора при сравнении с другими видами детекторов, где используется ионизация, а именно: большое быстродействие за счет короткого времени высвечивания порядка наносекунды, которое достигается у чистого ксенона. На это свойство ксенона, как среды, удобной для регистрации X-квантов переходного излучения, обратил наше внимание доктор З. Киракосян (Стенфордский университет).

Малое время высвечивания означает, что детектор может выдерживать большие нагрузки, т. е. через такой детектор можно пропустить интенсивные пучки частиц, почти на два порядка большие, чем в детекторах типа пропорциональных счетчиков, в том числе проволочных пропорциональных счетчиков.

В этом смысле созданный и испробованный нами сцинтилляционный детектор, наполненный благородным газом, пока что является рекордным из всех нам известных детекторов рентгеновского переходного излучения.

При использовании этого детектора по принципу полного энерговыделения мешающим обстоятельством остается, как и в других детекторах, вклад ионизации, вносимой первичной частицей высокой энергии, и флуктуации потерь энергии, описываемые распределением Ландау.

Здесь, однако, еще не все сделано для улучшения относительной доли сцинтилляции, вызываемой фотонами переходного излучения и δ-электронами. Использование различных смесей газов может привести к изменению вклада в световыход, обязанного фотонам с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт по сравнению с вкладом от δ-электронов.

В аналогичных условиях был выполнен эксперимент, в котором вместо ксенонового сцинтиллятора использовался пропорциональный счетчик. Он представлял из себя медный контейнер размерами $6 \times 11 \times 5$ *см*^{3} с одной центральной нитью. Счетчик был заполнен смесью $93 + 7\%$ CH_4. На рис. 11 приводится спектральное распределение энерговыделения, полученное без слоистой среды и со слоистой средой для электрона с энергией 40 *Гэв*. Как видно из рисунка, при наличии слоистой среды наивероятное значение энерговыделения составляет 90 *кэв*, в то время как без нее — 30 *кэв*. Наряду с описанными детекторами были сконструированы многонитевые пропорциональные счетчики больших размеров, которые в настоящее время используются в экспериментах в космических лучах для опознавания пионов от протонов при энергии, большей, чем 500 *Гэв*.

Метод энерговыделения при регистрации рентгеновского переходного излучения исследовался несколькими группами в США и в первую очередь группой Л. Юаня и сотрудников в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Еще до конструирования конкретных детекторов этой группой были выполнены исследования свойств рентгеновского переходного излучения и проверялись следствия теории, развитой Г. М. Гарибяном [9].

Л. Юань [24] и его сотрудники одними из первых применили в качестве детектора многонитевую проволочную пропорциональную камеру. При этом понятно, что сигнал, снимаемый с пропорционального счетчика, складывается из энерговыделения в результате поглощения X-квантов и ионизации, вызываемой первичной частицей. Выбор газа, толщины слоя газа и структуры слоистой среды был сделан так, чтобы вклад, создаваемый за счет ионизационных потерь в газе, был бы как можно меньше по сравнению с ионизацией, производимой в результате поглощения X-квантов переходного излучения.

Для того чтобы ионизационные потери и флюктуации этих потерь играли бы как можно меньшую роль, а X-кванты переходного излучения исполь-

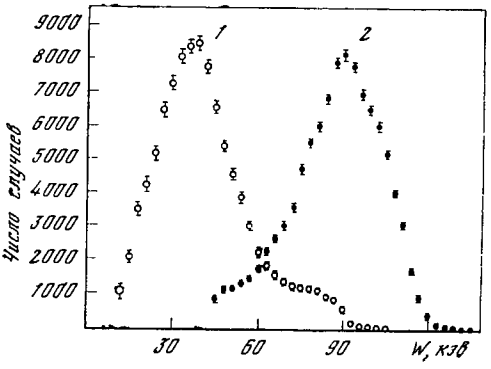


Рис. 11. Экспериментальные спектры энерговыделения при $E_e = 40$ *Гэв*

1 — без слоистой среды; *2* — со слоистой средой

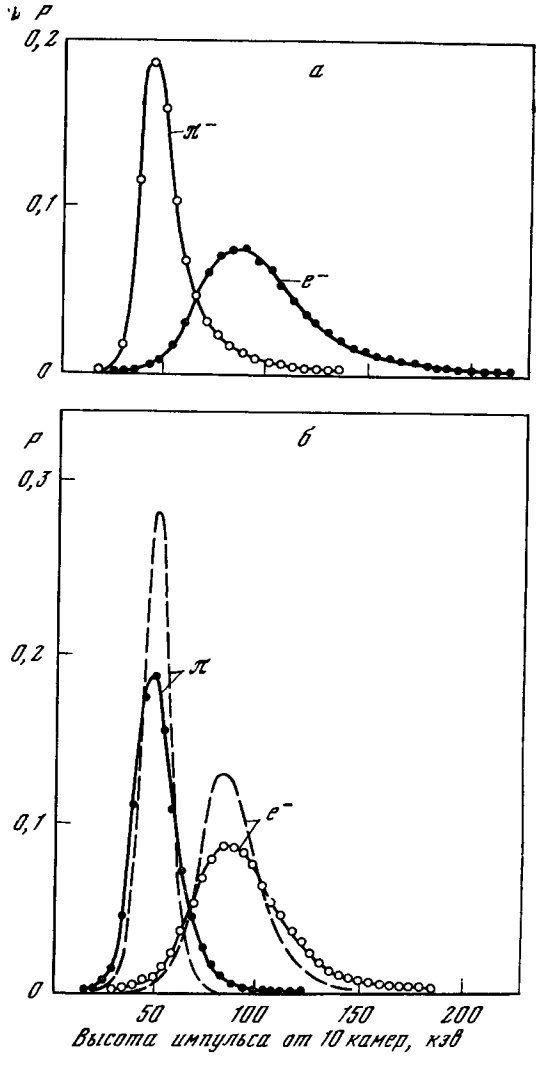


Рис. 12. Дискриминация e^- от π^- в сэндвиче из 10 пропорциональных камер

а — «арифметическое» среднее; *б* — «геометрическое» среднее

зовались наиболее рационально, применялась система так называемого сэндвича. В сэндвиче слоистая среда, состоящая из сотни или двух сотен пленок майлара, чередуется с пропорциональными проволочными камерами.

На рис. 12 приведен результат, полученный на одной из установок-сэндвичей, состоящей из 10 пропорциональных камер. Энергия электронов и пионов была 2,7 *Гэв*, а радиатором служило пористое вещество длиной 10 *см*. Из рисунка видно, что в случае большого числа сэндвичей распределение энерговыделения намного лучше, чем в случае одной камеры. При использовании простого сложения сигнала от каждой камеры «хвост» распределения Ландау заходит далеко и создает фон под распределениями, связанными с фотонами переходного излучения. Лучшие результаты получены в «геометрическом методе», в котором применяются логарифмические усилители, однако и в этом случае перекрыти кривой полного энерговыделения и распреде-

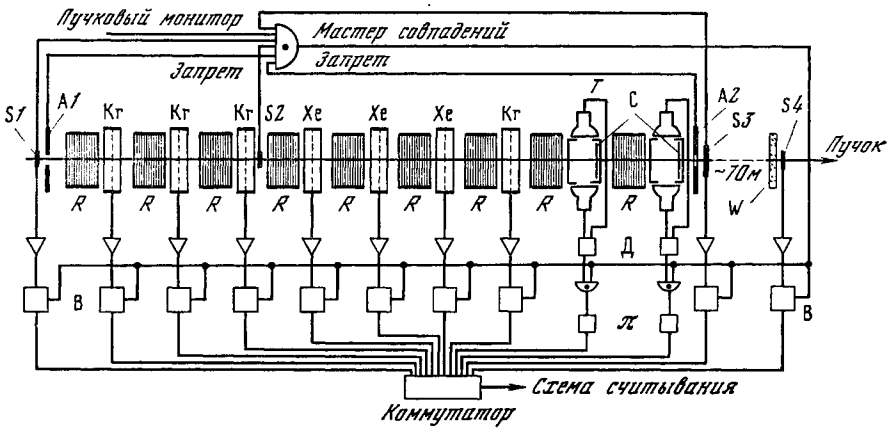


Рис. 13. Схема установки из 7 многопроволочных камер и двух сцинтилляторов (*C*)
Д — дискриминаторы; π — пересчетная схема; В — ворота

ления Ландау заметны. По-видимому, толщина камеры и наполнение (аргон+ +метан) не являются оптимальными.

Более точные результаты получены авторами работы [25]. Еще точнее получены результаты как в одной пропорциональной камере, так и в сэндвиче из 7 модулей сотрудниками из института Э. Ферми, которые провели исследование на ускорителе СЛАК с электронами и пионами до энергии 15 *Гэв* [26].

На рис. 13 показана схема установки, состоящей из 7 многопроволочных камер и двух сцинтилляторов с большим атомным номером Z.

Для того чтобы получить высокую эффективность конверсии квантов переходного излучения, пропорциональные камеры имели толщину 4,5 *см* и наполнялись смесью ксенона и CO_2 или криптона и CO_2. Расчеты, выполненные ими по методу Монте-Карло, позволили определить оптимальные размеры камеры и структуру слоистой среды.

Степень сепарации частиц друг от друга, в данном случае пионов от электронов, может быть улучшена по сравнению с методом простого суммирования энерговыделения в нескольких камерах. Если выбрать некоторое пороговое значение энерговыделения X_t, то для пиона вероятность выделения энергии выше этого порога $W_\pi(X_t)$ будет меньше, чем соответствующая вероятность $W_e(X_t)$ для электрона при этом же пороге X_t в одной камере. Вероятности $W_\pi = (W_\pi(X_t))^n$ и $W_e = (W_e(X_t))^n$ будут соответствовать вероятностям энерговыделения выше заданного порога в n камерах. Варьируя X_t, можно определить n как функцию эффективности детектирования для электронов.

Примесь пионов оказывается в этом случае меньше, чем 5% при эффективности регистрации электронов 80%. Это немного лучше, чем дает простой метод суммирования. Применяя другой известный анализ [27], авторы получили при эффективности регистрации электронов 90% фактор дискриминации пионов, равный 10^{-3}.

5. ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ $\gamma \sim 10^3$—10^4

Кратко остановимся на еще одном весьма важном применении рентгеновского переходного излучения. Выше мы обсуждали свойства переходного излучения как основу метода создания детекторов для опознавания частиц, т. е. различимости известных заряженных частиц p, K, π, μ, e при энергиях, уже достигнутых в Батавии, и даже энергиях в тысячи гигаэлектронвольт.

Однако переходное излучение может послужить основой нового и очень важного измерительного метода, а именно — прибора для измерения величины $\gamma \sim 10^3$—10^4. Другие простые методы, такие как черенковское излучение, метод измерения dE/dx и т. п., в этом случае неприменимы. Для примера рассмотрим возможность и точность определения энергии пиона $E_\pi = 140$ *Гэв* методом черенковского излучения. Если взять такой счетчик, который позволяет измерить $\Delta\beta = 10^{-6}$, то поскольку $\frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 \frac{\Delta\beta}{\beta}$, а $\gamma = 10^3$ для пиона указанной энергии, ошибка в определении энергии достигает $\Delta E/E = 100\%$. Для $E = 1000$ *Гэв* и той же точности $\Delta\beta = 10^{-6}$ измерение энергии становится невозможным, даже если улучшить $\Delta\beta$ в 10 раз.

Переходное излучение, по-видимому, является единственным возможным средством определения энергии отдельной частицы.

Как известно, излученная энергия $W \sim E$, т. е. γ, и если работать в области, где это соблюдается, то, как оценил Л. Юань методом Монте-Карло, учитывая флуктуации в числе квантов и распределение по энергиям, разрешение $\Delta\gamma/\gamma = \sqrt{2/n}$, где n — число квантов переходного излучения. При $n = 100$ разрешение в определении величины $\Delta\gamma/\gamma$ составляет 14%. Поскольку с ростом γ число X-квантов растет, то понятно, что метод переходного излучения становится еще привлекательнее, чем это было тогда, когда имели дело с частицами в несколько десятков гигаэлектронвольт.

Заметим, между прочим, что в наших опытах со стримерной камерой удавалось различать отдельные электроны с энергией 1,3 *Гэв* от электронов с энергией 4,6 *Гэв*. Фактор разделения составляет 60%, если брать 3 и больше фотоэлектрона вдоль следа частицы. При этом эффективность регистрации $\eta = 70$ и $\eta = 30\%$ для электронов с энергиями 4,6 и 1,3 *Гэв* соответственно. Для электронов рассматриваемых энергий $\Delta\beta = 10^{-8}$. Для лучшего разрешения лоренц-фактора выгоднее регистрировать мягкие кванты, которых в спектре переходного излучения больше, чем жестких.

Более детальное рассмотрение вопроса выходит за рамки настоящей статьи. Из сказанного выше можно достаточно ясно представить себе, насколько изменится обстановка и экспериментальная аппаратура у пучков 500 и 1000 *Гэв* при наличии детекторов переходного излучения, опознающих частицы, и устройств, способных измерять E при значениях $\gamma = 10^3$—10^4.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк.* ЖЭТФ, 1946, **16**, 15.
2. *И. М. Франк.* УФН, 1959, 68, 397.
3. *Г. М. Гарибян.* ЖЭТФ, 1959, **37**, 527.
4. *Г. М. Гарибян.* Препринт ЕФИ-ТФ-13, 1970, **120**, 1972.
5. *А. И. Алиханян, Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, М. Л. Тер-Микаелян.* ЖЭТФ, 1961, **41**, 2002.
6. *A. I. Alikhanian.* Lectures. Hervard, February, 1965.
7. *Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян.* Я. Ф., 1965, **1**, 842.
8. *А. И. Алиханян.* Проблемы физики элементарных частиц. Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1965.

9. *L. C. Yuan, C. L. Wang, S. Prunster.* Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 496.
10. *А. И. Алиханян, К. М. Авакян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, К. К. Шихляров.* Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1970, 5, 627.
11. *A. I. Alikhanian, G. M. Garibian, K. A. Ispirian, E. M. Laziev, A. G. Oganessian.* Proc. Intern. Symp. Nucl. Elec. V. 3, High Energy Instr. Versailles (1968); *A. I. Alikhanian, K. A. Ispirian, A. G. Oganessian, A. G. Tamanian.* Nucl. Instr. and Meth., 1970, 89, 147.
12. *К. А. Испирян, С. А. Канканян, А. Г. Таманян, А. Г. Оганесян.* Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1972, 7, 737.
13. *А. И. Алиханян, Э. С. Беляков, М. П. Лорикян, К. Ж. Маркарян, К. К. Шихляров.* Письма ЖЭТФ, 1973, 17, вып. 9, 453.
14. *Ф. А. Арутюнян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, А. А. Франглян.* Письма ЖЭТФ, 1966, 4, 277; ЖЭТФ, 1967, 52, 1122.
15. *М. Л. Тер-Микаелян.* Письма ЖЭТФ, 1968, 8, 100.
16. *В. М. Николаенко, С. А. Славатинский, В. С. Чирочкин, С. Б. Шаулов.* Письма ЖЭТФ, 1972, 16, 610.
17. *А. И. Алиханян, Э. С. Беляков, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, К. Ж. Маркарян, К. К. Шихляров.* Письма ЖЭТФ, 1973, 18, 315.
18. *Г. М. Гарибян,* ЖЭТФ, 1971, 60, 39.
19. *А. И. Алиханян, К. А. Испирян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян.* ПТЭ, 1972, № 5, 51.
20. *А. И. Алиханян, Э. С. Беляков, Г. М. Гарибян, А. П. Лорикян, К. Ж. Маркарян, К. К. Шихляров.* Письма ЖЭТФ, 1972, 16, вып. 6, 315.
21. *М. П. Лорикян, К. К. Шихляров, В. Я. Яралов.* Препринт ЕФИ-31, 1973.
22. *М. П. Лорикян.* ПТЭ, 1971, № 3, 73.
23. *А. И. Алиханян, С. А. Канканян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян.* Препринт Ереванского физ. ин-та, МЕ-18, 1972.
24. *L. C. Yuan.* Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays. Australia, 1971, 4, 1499.
25. *V. Z. Peterson.* Intern. Conf. Isntr. For High Energy Phys., Frascati, Italy, May, 1973, p. 442.
26. *M. Cherry, D. Müller, T. A. Prince.* Proc. Intern. Conf. of Cosmic Rays, Donver, 1973.
27. *P. V. Murty, G. D. Demeester.* Nucl. Instr. and Meth., 1967, 56, 93.

А. Б. КАЙДАЛОВ, В. А. СВИРИДОВ, Л. Н. СТРУНОВ, И. В. ЧУВИЛО

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И НЕБОЛЬШИХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

1. ВВЕДЕНИЕ

ПРЕДМЕТ ОБЗОРА

В обзоре рассмотрены экспериментальные данные об упругом рассеянии мезонов и нуклонов на протонах. Исследования, выполненные в последнее десятилетие как в СССР, так и на зарубежных ускорителях, существенно изменили сложившееся было уже к началу 60-х годов представление о картине взаимодействия адронов и их структуре: обнаружение в первых опытах по рассеянию протонов и пионов существенной интерференции кулоновского и ядерного рассеяний показало ограниченность чисто дифракционной трактовки рассеяния адронов при высоких по тем временам энергиях (1—10 *Гэв*), и при энергиях, в сотни раз превышающих дубненские, картина взаимодействия далека от той асимптотики, которая предсказывалась в начале 60-х годов,— с увеличением энергии полные сечения начали расти, фаза амплитуды *pp*-рассеяния вместо ожидаемого зануления продолжает расти, растет и радиус взаимодействия.

Ниже представлена информация, полученная в целом ряде экспериментов, о полных сечениях, интерференции кулоновского и ядерного рассеяния и т. д. Все эти по сути дела разные эксперименты объединены тем, что в них изучаются в основном свойства амплитуды упругого рассеяния частиц. Например, измерение полных сечений σ_t из-за условия унитарности, из которого следует оптическая теорема, позволяет вычислить мнимую часть амплитуды упругого рассеяния вперед $\mathrm{Im}\, T(s,\ t=0)$. Анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} = |T(s,t)|^2/64\pi p^2 s = \frac{\pi}{p^2}|f(s,t)|^2. \tag{1.1}$$

в области углов, где существенно кулоновское взаимодействие, позволяет по величине интерференционного эффекта определить вещественную часть ядерной амплитуды вблизи нулевого угла рассеяния. В случае π-p-рассеяния вперед общие требования лоренц-инвариантности и P-симметрии оставляют в амплитуде рассеяния при $t \approx 0$ только одну амплитуду

$$T(s,\ t \simeq 0) \approx ReT(s,\ t=0) + i\,\mathrm{Im}T(s,\ t \approx 0) \tag{1.2}$$

и для ее определения требуется измерение двух величин σ_t и ReT.

В общем случае имплитуда π-p-рассеяния содержит 2 комплексных члена — для ненулевого угла появляются эффекты, связанные со спин-орбитальным взаимодействием.

Характерной особенностью обсуждаемых нами данных по рассеянию адронов в области дифракционного пика является их полнота, точность и соответственно высокий уровень достоверности выводов.

Эти данные играют важную роль в понимании всей картины сильных взаимодействий при высоких энергиях: они предоставляют возможности для проверки фундаментальных принципов теории — таких, как релятивистская инвариантность, причинность, унитарность [1]. (Имеется в виду проверка дисперсионных соотношений, дисперсионных правил сумм, а также асимптотических соотношений.) Эти же данные являются основой, на которой строятся те или иные модели теории, описывающие механизм сильных взаимодействий (модели с обменом реджизованными частицами, оптические и квазипотенциальные модели, кварковая модель и т. п.). Как и во времена Резерфорда, опыты по упругому рассеянию продолжают играть первостепенную роль в понимании природы сильных взаимодействий и структуры адронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Основные принципы теории. В релятивистской квантовой теории фундаментальную роль играют такие принципы, как лоренц-инвариантность, унитарность, аналитичность и кроссинг. В силу лоренц-инвариантности амплитуда рассеяния бесспиновых частиц $f(ab \to a'b')$ является скалярной функцией двух независимых инвариантов $s=(p_a+p_b)^2$, $t=(p_a-p_{a'})^2$, которые можно построить из четырех импульсов частиц

$$(u = (p_a - p_{b'})^2 = \sum_i m_i^2 - s - t).$$

Важнейшим динамическим принципом теории является условие унитарности S-матрицы

$$S^+S = 1, \tag{1.3}$$

которое является следствием принципа суперпозиции и сохранения нормировки состояний в квантовой механике. Из условия унитарности, в частности, вытекает оптическая теорема

$$\mathrm{Im} f(s, 0) = p\sigma_t/4\pi. \tag{1.4}$$

Если разложить амплитуду упругого рассеяния по парциальным волнам,

$$f(s, t) = \frac{1}{p} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l(\cos\theta_s), \tag{1.5}$$

то из условия унитарности следует ограничение на величины парциальных амплитуд

$$\mathrm{Im} f_l(s) \geqslant |f_l(s)|^2, \quad |f_l(s)| \leqslant 1. \tag{1.6}$$

Знак равенства достигается при энергии ниже порога неупругих процессов, когда возможно только упругое рассеяние. Это свойство парциальных амплитуд используется при доказательстве ряда асимптотических теорем.

Существенным свойством амплитуд рассеяния является аналитичность. В ряде случаев аналитические свойства амплитуды могут быть строго доказаны в рамках квантовой теории поля [1] и являются фактически следствием принципа микропричинности.

В релятивистской квантовой теории одна и та же аналитическая функция $T(s, t, u)$ описывает как процесс $a + b \to a' + b'$ (так называемый, s-канал реакции), так и процессы $a + \bar{a}' \to \bar{b} + b'$ (t-канал) и $a + \bar{b}' \to a' + \bar{b}$ (u-канал), хотя области изменения инвариантных переменных для этих процессов разные. Это свойство, позволяющее связать между собой амплитуды различных физических процессов, часто называют кроссингом. Если $a = \bar{b}'$ ($b = \bar{a}'$), то амплитуда должна быть симметрична при замене $s \rightleftarrows u$ ($s \rightleftarrows t$) (кроссинг-симметрия).

Дисперсионные соотношения. Аналитические свойства амплитуды $T(s, t)$ и кроссинг позволяют получить так называемое дисперсионное соотношение [1]

$$\mathrm{Re}\, T(s, t) = \frac{c_1}{s_1 - s} + \frac{c_2}{u_1 - u} + \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{s_2}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, T(s' + i\varepsilon, t)}{s' - s} ds' + \\ + \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{u_2}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, T(u' + i\varepsilon, t)}{u' - u} du'. \tag{1.7}$$

Здесь $\mathcal{P}$ указывает, что интеграл берется в смысле главного значения. Рассмотрим более детально дисперсионные соотношения для упругого πN-рассеяния вперед ($t = 0$). Учитывая кроссинг-симметрию амплитуд рассеяния, удобно рассматривать определенные комбинации амплитуд

$$T^+(\omega) = \frac{1}{2} [T_+(\omega) + T_-(\omega)],$$
$$T^-(\omega) = \frac{1}{2} [T_-(\omega) - T_+(\omega)], \tag{1.8}$$

где $T_+(\omega)$, $T_-(\omega)$ — амплитуды упругого π^+p- и π^-p-рассеяния соответственно; $\omega = s - u/4m$ — энергия в лабораторной системе.

---

[1] Это соотношение справедливо, если $T(s, t) \to 0$ при $s \to \infty$. Если это не так, то следует записать дисперсионное соотношение с вычитанием.

Используя общие свойства аналитичности и унитарности, можно показать [2], что $\operatorname{Im} T(s, 0) \lesssim s \ln^2 s$ при $s \to \infty$. Поэтому, учитывая симметрию $T^{+,-}(\omega)$, можно написать дисперсионное соотношение по переменной ω^2 с одним вычитанием. Чаще всего при сравнении с экспериментом по π^+p-рассеянию используются дисперсионные соотношения в форме [3, 4]

$$D^+(\omega) = D^+(\mu) + \frac{f^2k^2}{M[1-(\mu/2M)^2]}\left[\omega^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M}\right)^2\right]^{-1} + \frac{k^2}{4\pi^2}\mathcal{P}\int_\mu^\infty \frac{d\omega'}{k'}\frac{\omega'(\sigma_- + \sigma_+)}{(\omega'^2 - \omega^2)}, \tag{1.9}$$

$$D^-(\omega) = \frac{2f_\omega^2\,\omega}{\left[\omega^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M}\right)^2\right]} + \frac{\omega}{4\pi^2}\mathcal{P}\int_\mu^\infty \frac{d\omega' k'(\sigma_- - \sigma_+)}{\omega'^2 - \omega^2}, \tag{1.10}$$

где $D^\pm(\omega) = (k/p)\operatorname{Re} T^\pm(\omega)$; $f = 0{,}080 \pm 0{,}03$ — константа связи π-мезона с нуклоном; $k = \sqrt{\omega^2 - \mu^2}$ — импульс в лабораторной системе; μ- и M-массы пиона и нуклона [2].

Дисперсионное соотношение для $D^-(\omega)$ в виде (1.10) записано без вычитаний. При этом предполагается, что разность сечений $\sigma_- - \sigma_+$ убывает при $\omega \to \infty$ так, что $\lim\limits_{\omega\to\infty}(\sigma_- - \sigma_+)\ln\omega \to 0$. Основанием для такого предположения является соотношение Померанчука [5]. Анализ подынтегрального выражения в формулах (1.9), (1.10) говорит о том, что при небольших ω значения $D(\omega)$ слабо зависят от асимптотики полных сечений [4].

Измерение вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед при энергии ω_1 вместе с результатами измерений полных сечений $\sigma_{tot}(\omega)$ в широком интервале ω позволяет количественно проверить дисперсионные соотношения и, следовательно, основные принципы локальной теории поля. Забегая вперед, отметим, что существующие экспериментальные данные, полученные на больших ускорителях Дубны, Брукхэйвена, ЦЕРНа и Серпухова, не дают указаний на отклонения от предсказаний дисперсионных соотношений (размеры l_0 гипотетической области нелокальности существенно меньше комптоновской длины нуклона $l_0 \ll 1/M \approx 2\cdot 10^{-14}$ *см*).

Асимптотические соотношения. При очень высоких энергиях, когда $s \to \infty$, сложная картина сильных взаимодействий, по-видимому, должна упрощаться и амплитуды рассеяния будут удовлетворять ряду асимптотических соотношений. Одно из первых соотношений такого рода, устанавливающее равенство полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при $s \to \infty$, было получено Померанчуком [5], использовавшим для доказательства дисперсионные соотношения и предположение о конечности эффективного радиуса взаимодействия при $s \to \infty$. Несколько позже результат Померанчука был получен на более общей основе [6]. Предположение о конечности асимптотического радиуса взаимодействия можно заменить более слабым предположением, что

$$\lim_{s\to\infty} \frac{\operatorname{Re} T(s, t=0)}{\operatorname{Im} T(s, t=0)}\,\frac{1}{\ln(s/s_0)} \to 0, \tag{1.11}$$

т. е. асимптотически амплитуда упругого рассеяния не является преимущественно вещественной.

---

[2] Здесь и в дальнейшем используются единицы $\hbar = c = 1$.

Соотношение Померанчука может быть обобщено на дифференциальные сечения упругого рассеяния частиц и античастиц [7]

$$\lim_{s\to\infty} \frac{d\sigma}{dt}(a+b\to a+b) \Big/ \frac{d\sigma}{dt}(\bar{a}+b\to\bar{a}+b) = 1. \tag{1.12}$$

Другое важное ограничение на амплитуду рассеяния при $s\to\infty$ было получено Фруассаром [2]. Используя аналитические свойства амплитуды упругого рассеяния по переменной t, т. е. учитывая, что ближайшая особенность по t (при $t = 4\,\mu^2$) находится на конечном расстоянии от физической области s канала ($t < 0$), можно показать, что максимальные значения парциальных волн в (1.5), которые могут давать существенный вклад в амплитуду рассеяния при $s\to\infty$, ограничены условием

$$l_{\max} = L \leqslant c\,\frac{\sqrt{s}}{\mu}\ln s, \tag{1.13}$$

где c — некоторая константа; μ-масса. Из (1.13) и ограничения на парциальные амплитуды (1.6) следует ограничение Фруассара [2] на степень роста амплитуды при $s\to\infty$

$$|T(s,0)| \leqslant \text{const}\, s\ln^2 s; \qquad \sigma_{tot}(s) \leqslant \text{const}\ln^2 s. \tag{1.14}$$

Из неравенства (1.13) следует также важное ограничение на величину наклона дифракционного конуса $b(s) = \frac{d}{dt}\ln\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t\simeq 0}$:

$$b(s) \leqslant \text{const}\ln^2 s \quad \text{при} \quad s\to\infty. \tag{1.15}$$

На величину логарифмической производной от мнимой части амплитуды (а следовательно, на $b(s)$, если амплитуда асимптотически становится чисто мнимой) может быть получено также ограничение снизу

$$\frac{d}{dt}\ln \operatorname{Im} T(s,t)\,|_{t=0} \geqslant \frac{1}{32\pi}\,\frac{\sigma_{tot}^2(s)}{\sigma_{el}(s)} \geqslant \frac{1}{32\pi}\,\sigma_{tot}(s) \tag{1.16}$$

или

$$b(s) \geqslant \frac{1}{16\pi}\,\frac{\sigma_{tot}^2(s)}{\sigma_{el}(s)} \geqslant \frac{1}{16\pi}\,\sigma_{tot}(s).$$

Из неравенства (1.16) следует, в частности, что если полное сечение растет, согласно (1.14), максимально возможным образом: $\sigma_{tot}(s) \sim \ln^2 s$ при $s\to\infty$, то и наклон дифракционного конуса также соответствует максимальному росту, допустимому неравенством (1.15) — $b(s) \sim \ln^2 s$.

В последние годы проводилось интенсивное исследование асимптотических неравенств. В частности, уточнены константы в неравенствах (1.13) — (1.15) и некоторые из неравенств несколько улучшены. Получены также неравенства [8], которые должны выполняться и при неасимптотических энергиях. Обсуждение последних результатов, полученных в этой области, содержится в обзорах [7, 9].

Теоретические модели. Оптические модели.

При высоких энергиях в разложении амплитуды рассеяния в ряд по парциальным волнам (1.5) существенную роль играют большие значения $l \sim pR$, где R — радиус взаимодействия. Поэтому при рассеянии на малые углы, учитывая, что $P_l(\cos\theta) \simeq J_0((l+\frac{1}{2})\theta)$, где J_0 — функция Бесселя

нулевого порядка, можно записать амплитуду рассеяния в виде

$$T(s, t) = 8\pi\sqrt{s}f(s, t) \simeq 16\pi\int_0^\infty f_l(s)J_0(l\theta)\,dl^2 \simeq 4\pi s\int_0^\infty f(s, b)J_0(qb)\,db^2, \quad (1.17)$$

где $b = l/p$ — прицельный параметр, а $q = p\theta \approx \sqrt{-t}$. Учитывая, что вектор переданного импульса $\mathbf{q}$ при $\theta \ll 1$ является поперечным, и вводя поперечный вектор $\mathbf{b}$ в пространстве прицельных параметров, соотношение (1.17) можно также записать в виде

$$T(s, t) = 8\pi s\int_0^\infty f(s, b)e^{i\mathbf{qb}}\frac{d^2b}{2\pi}. \quad (1.18)$$

Амплитуда $f(s, b)$ удовлетворяет ограничениям (1.6) и может быть представлена в форме

$$f(s, b) = \frac{e^{2i\delta(s, b)} - 1}{2i}, \quad (1.19)$$

причем $\mathrm{Im}\,\delta(s, b) \geqslant 0$) (знак равенства имеет место при наличии только упругого рассеяния).

Представление амплитуды в виде (1.17) — (1.19) часто используется при построении оптических или геометрических моделей. Рассмотрим простейший пример. Предположим, что из-за наличия большого числа открытых каналов при высокой энергии падающая волна испытывает сильное поглощение при прицельных параметрах $b \leqslant R$, тогда $\mathrm{Im}\,\delta(s, b) \gg 1$ при $b \leqslant R$ и $f(s, b) = i/2$ в этой области и равна нулю вне ее. Такая модель полностью соответствует дифракции на черном шарике радиуса R. Из формулы (1.17) следует, что в этом случае

$$T(s, t) = isF(t); \quad \sigma^{tot} = 2\sigma^{el} = 2\pi R^2, \quad (1.20)$$

где $F(t) = 4\pi R^2\frac{J_1(qR)}{qR}$.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния максимально при $t = 0$ и убывает в e раз при изменении t на величину $\sim 1/R^2$, т. е. ширина дифракционного конуса обратно пропорциональна R^2 (это справедливо и при более реалистическом виде функции $f(s, b)$. Из общих принципов S-матрицы, как отмечалось выше, следует, что

$$R \sim b_{\max} = \frac{L}{p} \leqslant \mathrm{const}\,\frac{\ln s}{\mu}.$$

Рассмотренная модель рассеяния на черном шарике с резким краем является весьма упрощенной и дает лишь качественное представление о характере упругого рассеяния в области малых углов. При анализе экспериментальных данных использовались и более реалистические модели [10], учитывающие прозрачность, вещественную часть, размытость края и т. д.

Модель полюсов Редже. Движущиеся ветвления. Наиболее разработанной и часто используемой при сравнении с экспериментом является модель, основанная на использовании метода комплексных моментов [3]. В рамках этого метода амплитуда рассеяния при высоких энергиях определяется особенностями парциальных амплитуд перекрестного (t) канала $\varphi(j, t)$, которые являются функциями комплексного орбитального момента $j(t)$. При этом существенно используются свойства аналитичности

---

[3] Изложение теории полюсов Редже и сравнение с данными опыта можно найти например, в обзорах [11—13].

и кроссинга амплитуд рассеяния. Для получения информации об особенностях $\varphi(j, t)$ обычно используется условие унитарности в t-канале. Из двухчастичного условия унитарности в t-канале следует, что $\varphi(j, t)$ имеет, как и в нерелятивистской теории, полюса в точках $j = \alpha_i(t)$-полюса Редже. Амплитуда рассеяния в модели полюсов Редже имеет простой вид

$$T(s, t) = \sum_{\sigma, i} b_i^{\sigma}(t)\, \eta(\alpha_i^{\sigma}(t)) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}, \tag{1.21}$$

где $\eta(\alpha_i^{\sigma}(t)) = -\dfrac{1 + \sigma e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)}$ — сигнатурный множитель; $\sigma = \pm 1$—сигнатура: $b_i(t)$ — вычет, который является вещественной функцией t в физической области s-канала; $b_i(t)$ удовлетворяет также условию факторизации $b_i(t) = g_i^{bb'}(t)\, g_i^{aa'}(t)$, где $g_i^{aa'}(t)$ — вершина, зависящая только от свойств aa'. Явный вид функций $g(t)$ теорией не предсказывается. Обмену полюсом Редже можно поставить в соответствие график, изображенный на рис. 1.

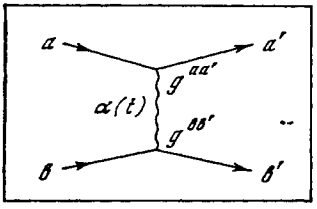


Рис. 1. График, соответствующий обмену полюсом Редже

Полюс Редже обобщает понятие обмена элементарной частицей с целым спином на нецелые значения j. Как и обычная частица, полюс Редже обладает определенными значениями сохраняющихся квантовых чисел, таких, как четность, изоспин, странность и т. д. Связь полюсов Редже с резонансными состояниями позволяет использовать информацию о спектре частиц и резонансов для определения параметров траекторий и тем самым предсказывать энергетическую зависимость процессов рассеяния. Обычно считается, что имеются следующие главные бозонные полюса Редже — полюс Померанчука P (или вакуумный) с $\alpha_P(0) = 1$, обеспечивающий постоянство полных сечений при больших энергиях, он имеет $\sigma = +1$ и поэтому автоматически обеспечивает выполнения соотношения Померанчука; вторичные полюса f, A_2, ω, ρ с $\alpha_i(0) \sim 0{,}5$, на которых расположены соответствующие резонансы. Из спектра частиц и резонансов следует, что все вторичные полюса имеют $\alpha_i' \equiv d\alpha/dt \simeq 1$ $Гэв^{-2}$.

Если при очень больших энергиях ограничиться одним, самым правым, имеющим наибольшее значение $\alpha(0)$ полюсом Редже, то дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{b^2(t)}{16\pi} |\eta(\alpha(t))|^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(t)-1)}. \tag{1.22}$$

Раскладывая $\alpha(t)$ в ряд по t, получим при малых t

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(0)-1)} F_1(t) \exp\left(2\alpha' t \ln \frac{s}{s_0}\right). \tag{1.23}$$

При очень больших энергиях, когда $2\alpha' \ln(s/s_0) \gg 1/m^2$, существенны очень малые $|t|$, для которых $F_1(t)$ можно считать константой. Из формулы (1.23) следует, что наклон дифракционного конуса растет $\sim \ln(s/s_0)$ [соответственно ширина конуса сужается $\sim 1/(\ln s/s_0)$]. Эффективный радиус взаимодействия

в модели полюсов Редже растет $\sim \sqrt{\ln s/s_0}$. Постоянство полного сечения взаимодействия (при $\alpha_P(0) = 1$) осуществляется за счет того, что парциальные амплитуды $f(s, b)$ логарифмически убывают при $s \to 0$, наряду с ростом эффективного радиуса взаимодействия. Адрон с увеличением энергии становится все более прозрачным.

К сожалению, полюса Редже не являются единственными особенностями в j-плоскости. В релятивистской теории имеются также многочастичные члены в условии унитарности t-канала, которые, как показывает теоретический

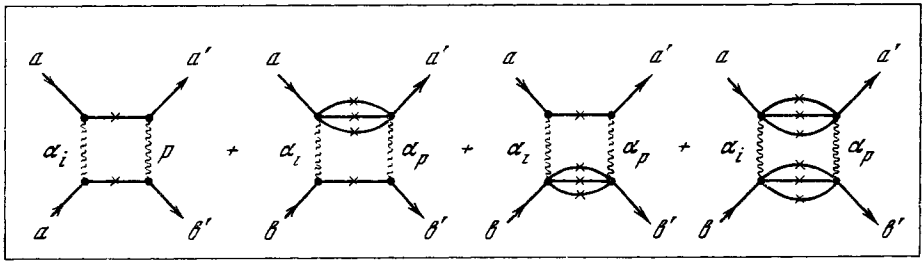


Рис. 2. График, соответствующий обмену ветвлениями в t-канале

Крестики на линии обозначают, что частицы берутся на массовой поверхности

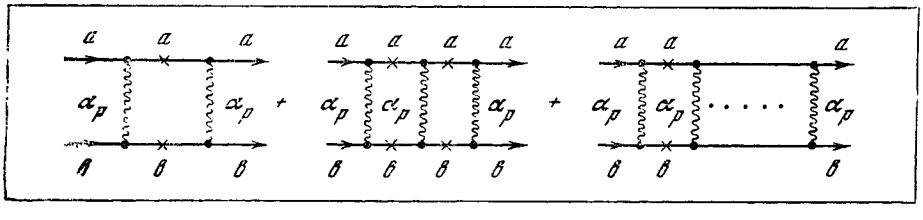


Рис. 3. График, соответствующий упругим перерассеяниям на полюсе Редже

анализ [14], приводят к появлению в j-плоскости новых особенностей — движущихся точек ветвления. Такие точки ветвления соответствуют обмену несколькими полюсами Редже в t-канале. При учете точек ветвления асимптотическая картина рассеяния усложняется, хотя многие предсказания модели полюсов Редже остаются в силе (см., например, [15]). Ветвления можно рассматривать как последовательные перерассеяния, соответствующие графикам, изображенным на рис. 2 (в качестве примера приведено двухреджеонное ветвление).

Если просуммировать все вакуумные ветвления, соответствующие только упругим перерассеяниям, т. е. графикам рис. 1, 3, то амплитуда рассеяния может быть записана [16] в компактном виде, соответствующем эйкональному представлению (1.18), (1.19), где

$$\delta(s, b) = \delta_P(s, b) = \frac{1}{8\pi s}\int T_P(s, t)\, e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}}\, \frac{d^2q}{2\pi} \tag{1.24}$$

($T_P(s, t)$ — амплитуда (1.21), соответствующая обмену P-полюсом Редже).

Наиболее полное количественное описание экспериментальных данных о процессах упругого рассеяния и перезарядок в модели полюсов Редже с учетом ветвлений было проведено в работе [17]. Движущиеся ветвления, связан-

ные с последовательными перерассеяниями на частицах, составляющих адрон, приводят к появлению характерных минимумов в дифференциальных сечениях процессов рассеяния и перезарядок, аналогичных эффектам, возникающим при описании рассеяния частиц на ядрах с помощью глауберовского подхода [18]. Эта аналогия позволяет понять также ряд других качественных эффектов, связанных с ветвлениями. Ветвления в амплитуде упругого рассеяния соответствуют экранировке и имеют знак, противоположный вкладу полюса Редже. С ростом энергии адрон становится все «более» прозрачным, и экранировка уменьшается. Это приводит к предасимптотическому росту полных сечений [19]. Отношение $\mathrm{Re}\, T(s, 0)/\mathrm{Im}\, T(s, 0)$ при очень больших энергиях должно становится положительным и убывать $\sim 1/\ln^2 s$ при $s \to \infty$.

Модель квазипотенциала. Как отмечалось, при высоких энергиях и малых углах рассеяния амплитуда может быть представлена в эйкональной форме (1.17) — (1.19). В нерелятивистской квантовой механике фаза $\delta(s, b)$ выражается через потенциал v.

$$\delta(b) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} v(\sqrt{b^2 + z^2})\, dz, \tag{1.25}$$

где z — координата в направлении движения частицы.

В релятивистской квантовой теории может быть введена величина $v(s, r)$ — квазипотенциал [20], которая является обобщением обычного потенциала. По методу квазипотенциала [21, 22] амплитуда упругого рассеяния при высокой энергии имеет вид (1.18), (1.19), а эйкональная фаза выражается через квазипотенциал

$$\delta(s, b) = \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{\infty} v(s, \sqrt{b^2 + z^2})\, dz. \tag{1.26}$$

Такое представление амплитуды является асимптотически точным. Однако для того, чтобы сделать какие-то заключения об амплитуде рассеяния, необходимо знать зависящий от энергии квазипотенциал. Обычно для описания упругого рассеяния при высоких энергиях используется чисто мнимый квазипотенциал гауссовского типа [21, 22] $v(s, t) = isge^{\lambda t}$, где $\lambda = a + b \ln s$. При указанном выборе квазипотенциала амплитуда рассеяния описывается формулами (1.18), (1.19), (1.24) и в точности соответствует сумме графиков рис. 1, 3, отвечающих упругим перерассеяниям на полюсе Померанчука. Гладкие квазипотенциалы, так же, как и перерассеяния метода комплексных моментов, приводят [22] к поведению орировского типа при больших $|t|$.

Существенно, что поведение амплитуды в области малых t определяет ее свойства в широкой области переданных импульсов.

Модель кварков. Для описания взаимодействия адронов при высокой энергии используются также модели, в которых адрон рассматривается как составная частица. Наиболее часто используется модель кварков. В этой модели амплитуда рассеяния адронов выражается через амплитуды рассеяния кварков. Такая модель является взаимно-дополнительной к моделям, рассмотренным ранее, так как она не предсказывает энергетическое поведение амплитуд, но позволяет связывать между собой амплитуды различных процессов [23]. Используя гипотезу об аддитивности взаимодействия кварков, можно, например, получить соотношения следующего типа:

$$(\sigma^{tot}_{\bar{p}p} - \sigma^{tot}_{pp}) - (\sigma^{tot}_{\bar{p}n} - \sigma^{tot}_{pn}) = \sigma^{tot}_{\pi^- p} - \sigma^{tot}_{\pi^+ p} = (\sigma^{tot}_{K^- p} - \sigma^{tot}_{K^+ p}) - (\sigma^{tot}_{K^- n} - \sigma^{tot}_{K^+ n}), \tag{1.27}$$

$$\sigma^{tot}_{\pi N} = \frac{2}{3} \sigma^{tot}_{NN}. \tag{1.28}$$

В заключение этого раздела подчеркнем, что для выяснения механизма взаимодействия адронов при высоких энергиях особенно важны экспериментальные данные по упругому рассеянию адронов при малых $|t|$. В первую очередь это относится к раздельному определению мнимых и вещественных частей амплитуд рассеяния вперед.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ $d\sigma/dt$ ПРИ МАЛЫХ t

Измерение вещественной части амплитуды по интерференции кулоновского и ядерного рассеяний. Определение фазы амплитуды упругого рассеяния вперед стало возможным благодаря тому, что были предложены и разработаны новые методы, позволившие регистрировать рассеяние вплоть до очень малых передач $|t| \sim 10^{-3}$ $(Гэв/c)^2$, при которых сечение определяется уже не только ядерным взаимодействием, но также кулоновским рассеянием и эффектом его интерференции с ядерным. Поскольку кулоновская амплитуда T_c известна, а мнимая часть ядерной амплитуды T_n при $t \sim 0$ определяется по оптической теореме величиной полного сечения, то из результатов измерений $d\sigma/dt \sim |T_c + T_n|^2$ удается выделить интерференционный вклад $\sim 2\ T_c Re T_n$ и, следовательно, определить $Re T_n$.

Заметим, что и до начала интерференционных экспериментов делались попытки оценить вещественную часть амплитуды упругого рассеяния по превышению экстраполированного к нулевому углу дифференциального сечения (1.1)

$$(d\sigma/dt)_{t=0} = \{|\mathrm{Re}\, T_n|^2 + |\mathrm{Im}\, T_n|^2\} \qquad (^1/_{64}\pi p^2 s) \tag{1.29}$$

над «оптическим пределом»

$$(d\sigma/dt)_{opt}^{t=0} = \sigma_t^2/16\pi \equiv |\mathrm{Im}\, T_n|^2/64\pi p^2 s.$$

Помимо того, что в таком способе не определяется знак $Re T_n$, сама процедура извлечения сведений о $Re T_n$ оказывается весьма ненадежной: во-первых, превышение может быть связано не только с $Re T_n$, но и со спиновыми эффектами; во-вторых, такая процедура очень чувствительна к неопределенностям в абсолютной нормировке сечений и, наконец, к выбору эмпирической формулы для экстраполяции сечений к нулевому углу. Последнее обстоятельство было особенно существенным, поскольку известные тогда способы измерений не позволяли подходить достаточно близко к нулевому углу (экспериментальная информация отсутствовала в интервале $0 \leqslant -t \lesssim (0{,}03\ (Гэв/c)^2)$.

Методы измерений дифференциальных сечений в области малых передач. Упругое рассеяние частиц на протонах в области малых $|t|$ $0 < -t \leqslant 0{,}01$ $(Гэв/c)^2$ можно изучать, регистрируя быструю рассеянную частицу или протон отдачи. В первом случае (если регистрируется только быстрая рассеянная частица) в области высоких энергий возникают затруднения, связанные с уменьшением среднего угла рассеяния частиц. Известно, что средний переданный импульс p_1 в упругом рассеянии частиц с увеличением энергии изменяется незначительно, поэтому средний угол рассеяния $\bar{\psi} \approx p_1/p$ уменьшается пропорционально импульсу рассеивающихся частиц p. Соответственно пропорционально импульсу растут требования на угловое и энергетическое разрешение экспериментальной аппаратуры.

Подобных трудностей не возникает, если упругое рассеяние исследуется по частице отдачи. Однако при рассеянии на малый угол протон отдачи имеет малую энергию и поэтому его скорость и направление вылета, вообще говоря, сильно искажаются веществом мишени, препятствуя выделению упругих

случаев по кинематике угол-импульс. Упомянутое ограничение не является принципиальным, и были найдены пути реализации такой схемы эксперимента. В начале 60-х годов в Дубне были разработаны [24] и применены в опытах по p-p- и π-p-рассеянию два метода исследования интерференционной области по частице отдачи, в которых использовались мишени весьма малой плотности и вместе с тем обеспечивалась большая скорость набора статистики и высокое разрешение по переданному импульсу.

В первых интерференционных опытах по pp-рассеянию использовалось свойство циклических ускорителей удерживать на орбите протоны, прошедшие через мишень, если потери энергии в ней не превышают величину, допустимую условием автофазировки. Из-за реализации режима многократных прохождений протонов через мишень возможно существенное уменьшение ее размеров. В результате улучшаются условия опыта: кулоновское рассеяние протонов отдачи в мишени сводится к минимуму (это позволяет изучать область малых переданных импульсов); ионизационные потери энергии протонами отдачи и вероятность взаимодействия их в мишени становятся пренебрежимо малыми; за счет многократных прохождений помимо выигрыша в светимости значительно улучшается отношение эффекта к общему фону от ускорителя.

Первые эксперименты [25, 26] были осуществлены на синхрофазотроне лаборатории высоких энергий ОИЯИ, который является ускорителем со слабой фокусировкой. (Еще бóльшие возможности для этого метода открылись при работе на ускорителях с жесткой фокусировкой. Меньший угловой разброс и меньшие размеры пучка по сравнению со слабофокусирующим ускорителем позволяют получить угловое разрешение по протону отдачи $\approx 10^{-4}$ *рад* и использовать мишени с плотностью $\sim 10^{17}$ протонов на квадратный сантиметр, исключив тем самым практически полностью рассеяние протона отдачи веществом мишени.) Внутренний пучок протонов ускорителя несколько тысяч раз за цикл пересекает полиэтиленовую мишень. Протоны отдачи весь путь от мишени до детекторов проходят в вакууме. Угловое разрешение эксперимента по протону отдачи составляет около $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ *рад*. Измерению подлежат угол и энергия протона отдачи. В последних опытах, выполненных тем же самым методом на ускорителях Серпухова и Батавии, спектрометрирование протонов отдачи осуществлялось полупроводниковыми детекторами, а роль мишени исполняла сверхзвуковая водородная газовая струя.

Методика с тонкой мишенью не эффективна на выведенных пучках частиц, когда невозможно обеспечить условия многократного прохождения частиц через мишень. Для измерения сечения рассеяния π-мезонов с малыми передачами импульса (30 *Мэв/с* $< P_\perp <$ 100 *Мэв/с*) был разработан другой метод [24, 27], в котором функции газовой водородной мишени и детектора медленных частиц отдачи выполнялись одним и тем же прибором. Для выделения по кинематике упругих случаев измерялся импульс протона и его угол с направлением пучка мезонов в точке взаимодействия. Измерение пробега протона отдачи обеспечивало разрешение по t лучше, чем 10^{-3} $(Гэв/c)^2$.

В ряде экспериментов упругое рассеяние исследовалось методом спектрометрирования углов и импульсов рассеянных пионов с помощью магнитных спектрометров, работающих на линии с ЭВМ. В экспериментах в Брукхэйвене [28] и Серпухове [29] в качестве координатных детекторов, с помощью которых измерялись углы рассеяния и углы поворота частиц анализирующим магнитом, применялись годоскопические системы. В опытах по рассеянию протонов на протонах [30], выполненных в ЦЕРНе и на НИМРОД, и при исследовании π-p-рассеяния в Дубне [31, 32] вместо сцинтилляционных го-

доскопов применялись искровые камеры. Существенным отличием экспериментов с искровыми камерами является необходимость использования быстрых (наносекундных) логических систем предварительного селектирования событий рассеяния.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

При переходе из области кулон-ядерной интерференции в область больших передач быстро возрастают пробеги частиц отдачи и становится возможным (а из-за уменьшения соотношения эффект — фон и необходимым) использование двухплечевых спектрометров для одновременной регистрации обеих частиц.

На рис. 4 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния адронов на протонах при $p = 5$ *Гэв/с*, измеренные с помощью двухплечевого спектрометра [33] в широком интервале передач $0{,}2 \leqslant -t \leqslant 8$ $(Гэв/c)^2$. На примере данных, представленных на этих рисунках, отметим в заключение вводной части общие черты картины рассеяния.

Видно, что t-зависимость дифференциальных сечений достаточно сложна. Общим свойством всех процессов является наличие максимумов в рассеянии вперед и назад, которые, по-видимому, связаны с обменной природой рассеяния. Пик вперед обусловлен t-канальными особенностями, назад — u-канальными. Между пиками лежит широкая область, где сечение на 5—6 порядков ниже, чем «оптические точки» соответствующих процессов. Для всех реакций, кроме K^+p- и p-p-рассеяния [4], характерно наличие структур в $d\sigma/dt$ в области передач $0{,}5 < -t \lesssim 3$ $(Гэв/c)^2$. Эта область передач является переходной от режима рассеяния, описываемого формулами (1.20). (1.22) и (1.23) (дифракция на нуклоне, как целом), к рассеянию с большими передачами, которое может быть связано с рассеянием на гипотетических частицах, составляющих структуру нуклона [34]. Как видно из рис. 4, t-зависимость $d\sigma/dt$ в этой переходной области, вообще говоря, не монотонна и, возможно, является следствием эффектов интерференционного типа. Структура $d\sigma/dt$ скоррелирована с особенностями в поляризации.

В области больших углов рассеяния ($-t \gtrsim 3$ $Гэв^2$) энергетические и угловые зависимости дифференциальных сечений имеют совершенно другой вид [34], чем в дифракционном конусе

$$\frac{d\sigma}{dt} = s^{-10} F\left(\frac{t}{s}\right) \quad (\text{для } pp \to pp), \tag{1.30}$$

где $F(t/s) \sim (\sin\theta)^{-14}$. Эти эксперименты, как и опыты по глубоко неупругому рассеянию лептонов, открывают возможности исследования внутренней структуры нуклона. Зависимость вида (1.30) получается, например, в модели Фейнмана, согласно которой нуклон состоит из подструктурных частиц с характерным точечным взаимодействием, на которых, собственно, и происходит рассеяние на большие углы.

Большой перепад сечений и различные требования к экспериментальной аппаратуре при измерениях в широком интервале t делят современные эксперименты по упругому рассеянию на 4 вида: интерференционные измерения $10^{-4} \leqslant -t \leqslant 10^{-2}$ $(Гэв/c)^2$, измерения в дифракционном конусе ($-t < 0{,}5$ $(Гэв/c)^2$), область больших передач ($-t \sim u \sim s$, $\theta \sim 90°$) и рассеяние назад.

---

[4] В дуальных моделях отсутствие структур в этих реакциях связывают с отсутствием здесь s-канальных резонансных состояний.

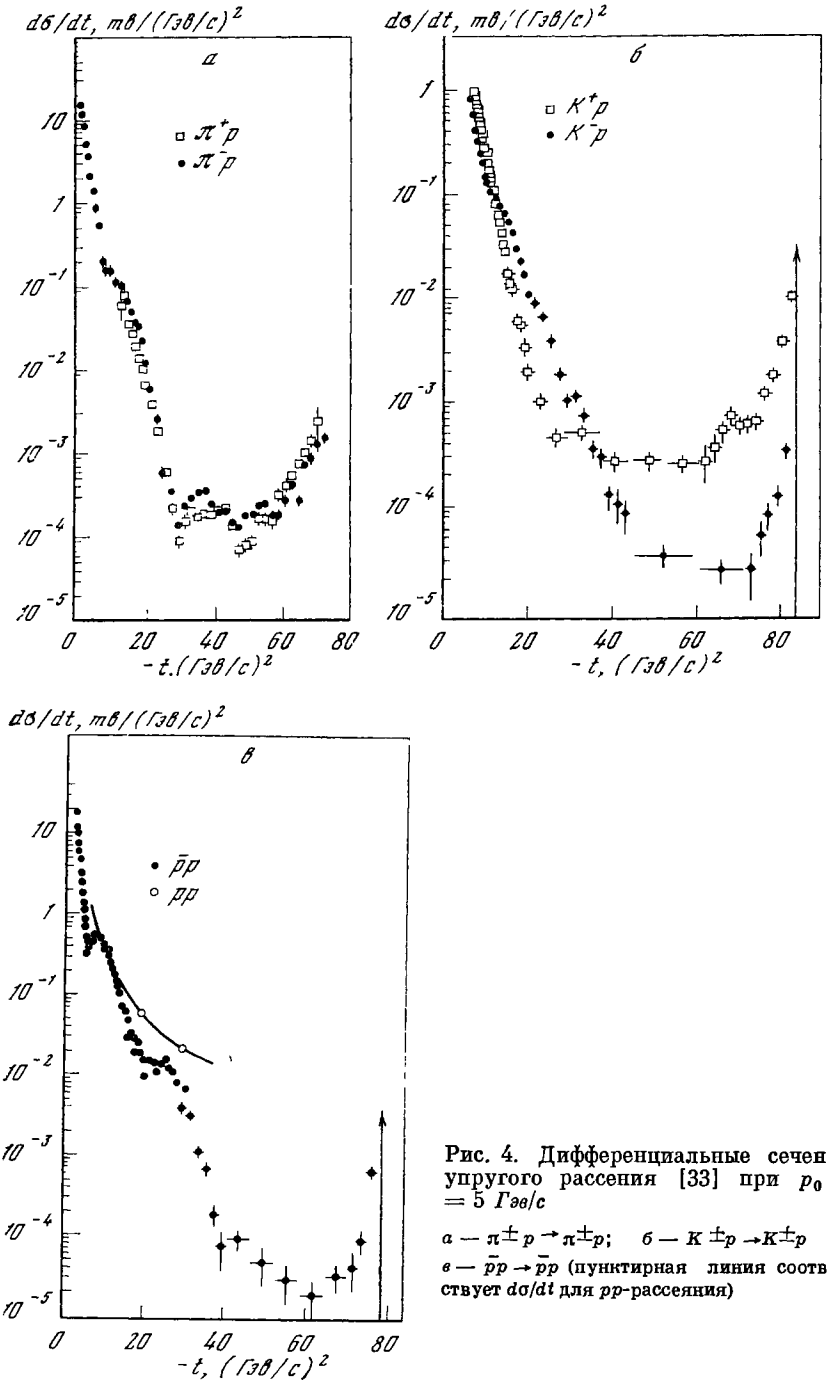


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния [33] при $p_0 = 5$ *Гэв/с*

а — $\pi^{\pm}p \to \pi^{\pm}p$; *б* — $K^{\pm}p \to K^{\pm}p$ и *в* — $\bar{p}p \to \bar{p}p$ (пунктирная линия соответствует $d\sigma/dt$ для pp-рассеяния)

Особенностью интерференционных измерений являются исключительно высокие требования, предъявляемые к угловому разрешению аппаратуры.

Подробному рассмотрению современной ситуации по первым двум из четырех указанных выше разделов посвящены следующие главы обзора.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБ АМПЛИТУДЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ $t \sim 0$

МНИМАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

Полные сечения. Полные сечения по оптической теореме (1.4) определяют мнимую часть амплитуды упругого рассеяния для $t = 0$. В случае p-p-рассеяния выражение (1.4) имеет место для усредненного по спинам взаимодействия. На рис. 5 представлены данные по полным сечениям в области больших энергий $p > 5$ *Гэв/с*, где уже не просматривается структура в зависимости $\sigma_t(p)$, связанная с s-канальными резонансами. Основные выводы о s-зависимости полных сечений в «предасимптотической» области (30—50 *Гэв*) были взяты из серпуховских экспериментов [35], выполненных с высокой точностью ($\Delta\sigma/\sigma \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$): полные сечения $\pi^{\pm}p$-, K^-p-, pp-взаимодействия в этой области энергий остаются в пределах ошибок постоянными; полные сечения π^-p- и K^-p-взаимодействия почти постоянны — если через экспериментальные точки $\sigma_t(\pi^-p)$ и $\sigma_t(K^-p)$ провести прямые линии, то их наклон к оси p оказывается равным $-0{,}004 \pm 0{,}004$ *мбарн/(Гэв/с)* и $-0{,}007 \pm 0{,}004$ *мбарн/(Гэв/с)*; полное сечение K^+-p-взаимодействия возрастает в интервале энергий 15—55 *Гэв* на 0,9 *мбарн*.

Установленное в серпуховских экспериментах поведение полных сечений $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$- и pp-взаимодействий в диапазоне 30—50 *Гэв* опровергло простую экстраполяцию в область больших s эмпирических зависимостей

$$\sigma_t \sim \sigma_\infty + \frac{a}{p^m}, \tag{2.1}$$

найденных в измерениях до 20 *Гэв*.

Наиболее важным результатом серпуховских экспериментов является обнаружение факта возрастания полных сечений в K^+ p-системе. Эксперименты с космическими частицами также давали указания [36] на рост сечений нуклон-ядерного взаимодействия с энергий.

Последние измерения полных сечений p-p-рассеяния (рис. 6), выполненные на встречных пучках ЦЕРН [37], убедительно демонстрируют рост полных сечений и для pp-системы. Такое поведение полных сечений качественно соответствует предсказанию теории комплексных моментов, учитывающей разрезы [19].

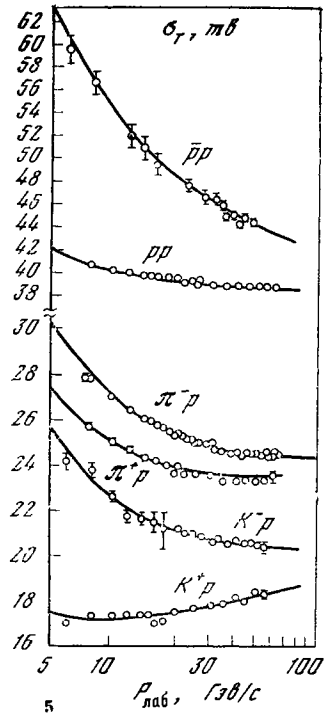
Энергетическая зависимость мнимой части амплитуды рассеяния не противоречит ограничению Фруассара (1.14). Если параметризовать полные сечения pp-взаимодействия в интервале энергий $\sqrt{s} = 23 \div 53$ *Гэв* в виде

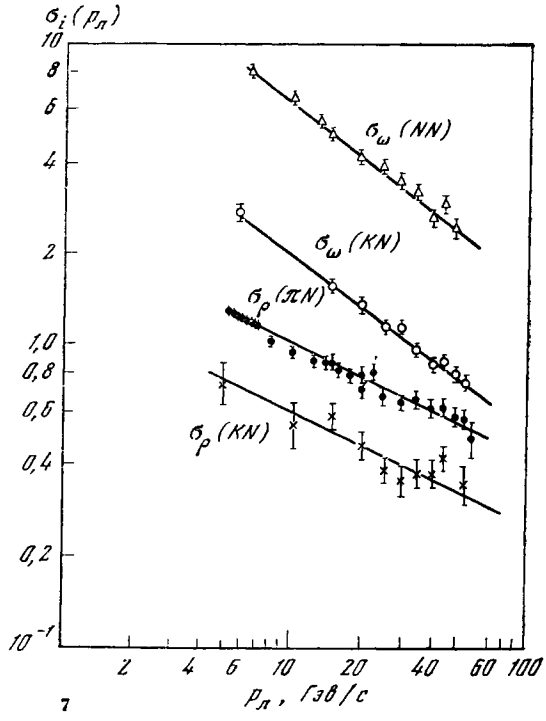
$$\sigma_t = a_0 + a_1 (\ln s)^{\nu}, \tag{2.2}$$

то величина ν оказывается равной $\nu = 1{,}8 \pm 0{,}4$, т. е. экспериментальные данные указывают на возможность максимально быстрого роста $\sigma_t^{pp}(s)$ с энергией, совместимого с аналитичностью и унитарностью [5].

---

[5] Однако этот результат нельзя понимать слишком буквально — величина $a_1 \ll a_0$, и при существующих энергиях мы еще заведомо не находимся в том режиме насыщения, когда все парциальные волны $f(b, s) \sim 1$ для $b < b_{\max} < b \sim \ln s$. На это указывают также измерения наклона дифракционного конуса.





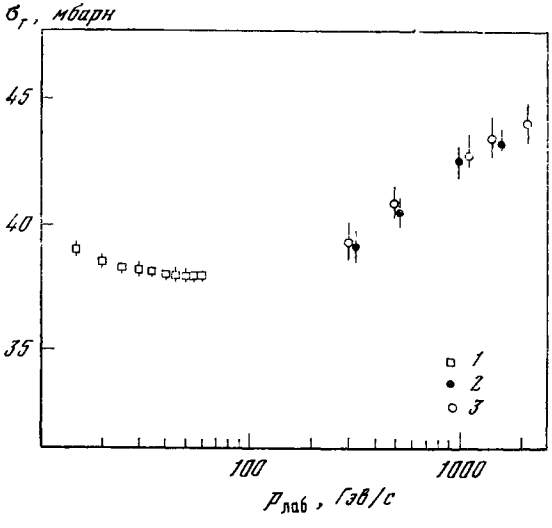


Рис. 5. Полные сечения $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, $\bar{p}p$ и pp-взаимодействий в области серпуховских энергий [35]

Рис. 6. Полные сечения pp-взаимодействия, измеренные на различных ускорителях

1 — Серпухов [35]; *2* — ЦЕРН [37]; *3* — Рлза — Стони — Брук

Рис. 7. Энергетическая зависимость вкладов Редже-особенностей в πN, KN- и NN-взаимодействия [38]

Разности полных сечений. Разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с увеличением энергии уменьшаются по степенно́му закону

$$\Delta\sigma = b/p^n. \qquad (2.3)$$

Значения n, определенное [38] в основном по данным серпуховских экспериментов, приведены в таблице.

Зависимость разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц от импульса ($\Delta\sigma = bp^{-n}$)

Разность сечений	b, мбн	n	Разность сечений	b, мбн	n
$\pi^{\pm}p$	4,0±0,3	0,32±0,02	$p^{\pm}p$	63±2	0,64±0,02
$K^{\pm}p$	18,1±0,3	0,54±0,02	$p^{\pm}d$	106±8	0,64±0,04
$K^{\pm}d$	29,0±0,5	0,58±0,02	$p^{\pm}n$	49±7	0,61±0,05
$K^{\pm}n$	13,0±0,4	0,67±0,02			

Измерение процесса регенерации нейтральных каонов на водороде $K_L^0 + p \to K_s^0 + p$, выполненное в области энергий серпуховского ускорителя [39], также показало, что разность сечений

$$\Delta\sigma = \sigma_t(K^0p) - \sigma_t(\bar{k}_0p) = \frac{2}{s}\,\mathrm{Im}\,T_{1,2} \approx \frac{1}{s}\,2\,\mathrm{Im}\,T(K_L^0 \to K_s^0)_{\theta=0^\circ} \tag{2.4}$$

уменьшается с ростом импульса каонов по закону (2.3). Определенное в этих опытах значение $n = 0{,}53 \pm 0{,}13$ не противоречит величине $n = 0{,}67 \pm 0{,}02$, полученной из измерений полных сечений на пучках заряженных каонов [38].

Приведенная информация об энергетической зависимости полных сечений вида (2.3) свидетельствует, что теорема Померанчука согласуется с экспериментом.

В методе комплексных моментов все разности полных сечений должны асимптотически убывать степенным образом, так как они определяются вкладами вторичных Редже-траекторий ρ, ω, A_2. Это справедливо (с точностью до логарифмических членов) и при учете ветвлений [6]

$$\Delta\sigma = \sum_i \left(\frac{s_0}{s}\right)^{1-\alpha_i(0)} f\left(\ln\frac{s}{s_0}\right). \tag{2.5}$$

Эксперимент подтверждает это качественное предсказание теории. Более точное количественное сравнение теории с экспериментом можно провести, если выделить вклады особенностей с определенными квантовыми числами. Например, вклад ω-особенности в KN-взаимодействии определяется следующей комбинацией полных сечений:

$$\sigma_{KN}^{\omega} = \frac{1}{4}\left[(\sigma_{K^-p}^{tot} - \sigma_{K^+p}^{tot}) + (\sigma_{K^-n}^{tot} - \sigma_{K^+n}^{tot})\right]. \tag{2.6}$$

Теория комплексных моментов предсказывает, что показатель n для особенности с определенными квантовыми числами должен быть одинаков. Вклады различных особенностей в $\Delta\sigma$ были выделены в работе [38] и изображены на рис. 7. В соответствии с предсказаниями теории показатели n для ω-особенности в KN- и NN-взаимодействии в пределах ошибок совпадают (соответствую-

---

[6] При существующих энергиях учет логарифмической зависимости от s, связанной с движущимися ветвлениями, оказывается довольно существенным. Вследствие этого значения n, найденные из опыта, должны несколько отличаться от реальных значений $1 - \alpha_i(0)$, определенных, например, из спектра резонансов.

щие прямые на рис. 7 параллельны). То же относится и к ρ-особенности в πN- и KN-взаимодействии. Заметим, что значения n для ρ- и ω-особенностей не обязаны совпадать (ω и ρ — прямые на рис. 7 не параллельны).

Данные о полных сечениях в пределах ошибок согласуются с предсказаниями кварковой модели [38].

С разностью полных $\pi^{\pm}p$ сечений связано (по изотопической инвариантности) дифференциальное сечение перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$

$$\left.\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{1}{8\pi s^2}\left[(\mathrm{Re}\,T^-)^2 + (\mathrm{Im}\,T^-)^2\right] = \frac{(1+\alpha_{ex}^2)}{16\pi\cdot 2}(\sigma_- - \sigma_+)^2. \tag{2.7}$$

Измерения $d\sigma/dt$ (0°) в реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ и полных сечений $\pi^{\pm}p$ взаимодействий позволяют определить из (2.7) величину $|\alpha_{ex}| = \left|\frac{ReT^-}{\mathrm{Im}\,T^-}\right|$ и сравнить ее с вычисленной по дисперсионным соотношениям (1.10). Анализ экспериментальной ситуации при энергиях до 20 *Гэв*, проведенный Хёлером [40] в рамках дисперсионных соотношений и зарядовой независимости, установил непротиворечивость экспериментальных данных по полным сечениям и перезарядке на угол ноль. Но энергетическая зависимость $(\sigma_- - \sigma_+)^2$ в области серпуховских энергий отличается от зависимости $\left.\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right|_{t=0}$ в этой же области энергий [41, 42]. Если отличие сохранится и при энергиях NAL, то это будет противоречить дисперсионному соотношению (1.10) без вычитаний.

Следует, однако, учитывать, что при очень высоких энергиях, когда $(\sigma_- - \sigma_+) \to 0$, относительная роль радиационных поправок может возрастать. Поэтому более детальный учет электромагнитных эффектов, приводящих к нарушению изотопической инвариантности, может оказаться существенным при исследовании разности сечений и реакции перезарядки в области еще бóльших энергий [42].

ВЕЩЕСТВЕННАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ ВБЛИЗИ $t = 0$

Ниже приведены экспериментальные данные о вещественной части амплитуды упругого рассеяния мезонов и протонов на протонах. Они получены из анализа дифференциальных сечений в области кулоновской интерференции. Для определения вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед дифференциальные сечения, измеренные вплоть до $t \simeq 4\cdot 10^{-4}$ $(Гэв/c)^2$, аппроксимировались формулой Бете [43]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi p^2 s}\left|T_c(1+2i\eta) + (\alpha + i)\,\mathrm{Im}\,T\right|^2. \tag{2.8}$$

Здесь $T = ReT\,(s,\ t) + i\ \mathrm{Im}\ T\,(s,\ t)$ — адронная амплитуда рассеяния; $T_c = 16\ \pi p\sqrt{s}e^2F\,(t)/tv$ — амплитуда кулоновского рассеяния; $\alpha = ReT/\mathrm{Im}T$; e и v — заряд и скорость частиц; $F\,(t)$ — электромагнитный формфактор протона; $\eta = -(e^2/hv)\ln(b'\cdot\sqrt{|t|})$ — сдвиг фаз ядерной и кулоновской амплитуды, вычисленный в работах [43] (значение b' определяется параметром наклона b дифракционного конуса и электромагнитными радиусами рассеивающихся частиц). Для небольших передач $|t|$ в соответствии с (1.1) (1.4) и (1.20) справедливо представление $\mathrm{Im}T\,(t)$ в виде экспоненты

$$\mathrm{Im}\,T\,(t) = \frac{2p\sqrt{s}}{\hbar}\sigma_t \exp(bt/2). \tag{2.9}$$

Рассеяние мезонов на протонах. Интерференционные измерения πp-рассеяния проводились в двух лабораториях — в Брукхэйвене (США) [28] и в Дубне (ЛВЭ ОИЯИ) [27, 32]. В работах [27] данные о вещественной части $\mathrm{Re}T$ ($t \approx 0$) собирались с узкого углового интервала при самых малых $|t|$, поэтому они слабо зависят как от эффектов, связанных с переворотом спина (которые пропорциональны $\sin^2\theta \ll 1$), так и от предположений об угловой зависимости $\mathrm{Re}T$ (t).

Экспериментальная информация о вещественной части амплитуды π-p-рассеяния вместе с результатами расчетов по дисперсионным соотношениям приведена на рис. 8 и 9. Из нее следует, что нет серьезных указаний на нарушение дисперсионных соотношений для π-p-рассеяния вперед в интервале 2—26 *Гэв*.

Это означает, что нет указаний на существование фундаментальной длины l_0: допущение о существовании l_0 масштаба комптоновской длины нуклона $l_0 \sim \hbar/Mc \approx 2\cdot 10^{-14}$ *см* приводит к большой разнице (больше 100%) между экспериментальными значениями α и расчетом [28], выполненным на аказуальных моделях [44].

Из экспериментальных данных видно, что в интервале 3—26 *Гэв* зависимость α от энергии почти отсутствует.

Интерференционные измерения $K^{\pm}p$-рассеяния, выполненные электронной методикой, отсутствуют. Опубликованные данные в области передач $-t > 0{,}015$ (*Гэв/с*)^2 по K^+p-рассеянию ($\alpha = -0{,}52 \pm 0{,}11$ при 5,2 *Гэв/с*) и K^-p-рассеянию ($\alpha = -0{,}19 \pm 0{,}07$ при 4,2 *Гэв/с*) получены с помощью жидководородной камеры, облученной на сепарированных пучках каонов ускорителя ЦЕРН [45]. Знаки реальной части показыват, что соответствующие ядерные K^-p-силы имеют характер притяжения, а K^+p — отталкивания. Интересно, что πp-ядерные силы имеют характер отталкивания независимо от знака электрических зарядов.

В опытах по K-p-рассеянию не удалось продвинуться к достаточно малым значениям $|t|$, при которых кулоновские эффекты сравнимы с вкладом чисто ядерного рассеяния. Вследствие этого указанные данные о вещественной части амплитуды K-p-рассеяния более критичны, чем упомянутые выше данные по π-p-рассеянию, к предположениям о вкладе спин-флиповой амплитуды и о характере угловой зависимости вещественной и мнимой частей амплитуд K-p-рассеяния.

Протон-протонное рассеяние. В случае рассеяния протонов в амплитуде рассеяния вперед остаются три члена (а не один, как в π-$p \to \pi$-p-рассеянии) и, вообще говоря, все они дают вклад в измеряемое дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{p^2 s}(|a|^2 + 2|c|^2 + |b|^2). \tag{2.10}$$

В то же время в вычисляемую по оптической теореме из данных по полным («неполяризованным») сечениям мнимую часть амплитуды рассеяния входит только усредненная по спинам амплитуда $\mathrm{Im}\, a \sim p\sqrt{s}\sigma_t$. Поэтому, строго говоря, процедура анализа с использованием формул (2.8) и (2.9) корректна, если вклад спин-спинового взаимодействия пренебрежимо мал

$$2|c^2| + |b^2| \ll |a|^2. \tag{2.11}$$

Есть некоторые основания полагать, что при больших энергиях условие (2.11) выполняется [46]. Полученные в таком предположении значения α (p) в pp-рассеянии приведены на рис. 10.

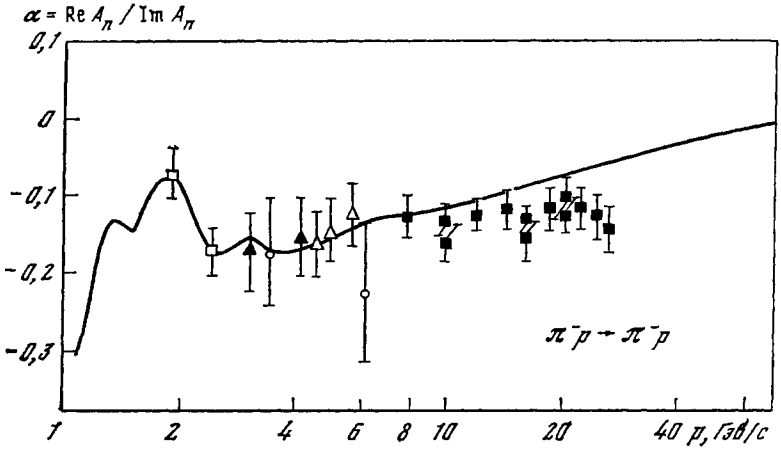


Рис. 8. Отношение α-ReT/ImT для вещественной и мнимой частей амплитуды $\pi^- p$-рассеяния вперед [27, 28, 32]. Кривая рассчитана [4] по дисперсионным соотношениям с учетом серпуховских данных по полным сечениям

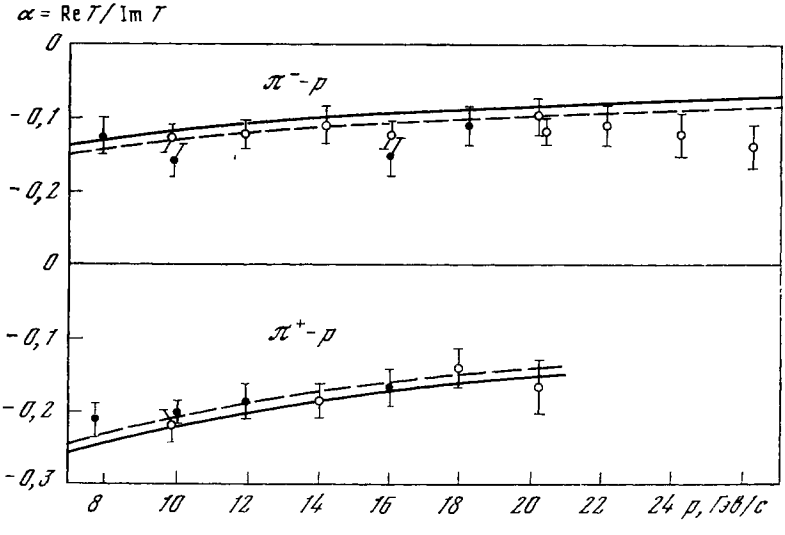


Рис. 9. Вещественная часть амплитуды $\pi^{\pm} p$-рассеяния вперед [28]

Сплошная линия — результаты дисперсионных расчетов [28]; пунктирная — смещена на величину систематической погрешности эксперимента

Результаты первых интерференционных измерений фазы амплитуды pp-рассеяния (полученные сначала на ускорителе Дубны [26] и затем в зарубежных лабораториях [28, 30]) продемонстрировали справедливость дисперсионных соотношений для pp-рассеяния в интервале энергий 6—20 *Гэв*. Более поздние измерения, выполненные в широком интервале энергий [47—49], не изменили этот вывод. Новые данные о величине α, полученные в ЦЕРН [48] и советско-американской группой в Батавии [49], дают указа-

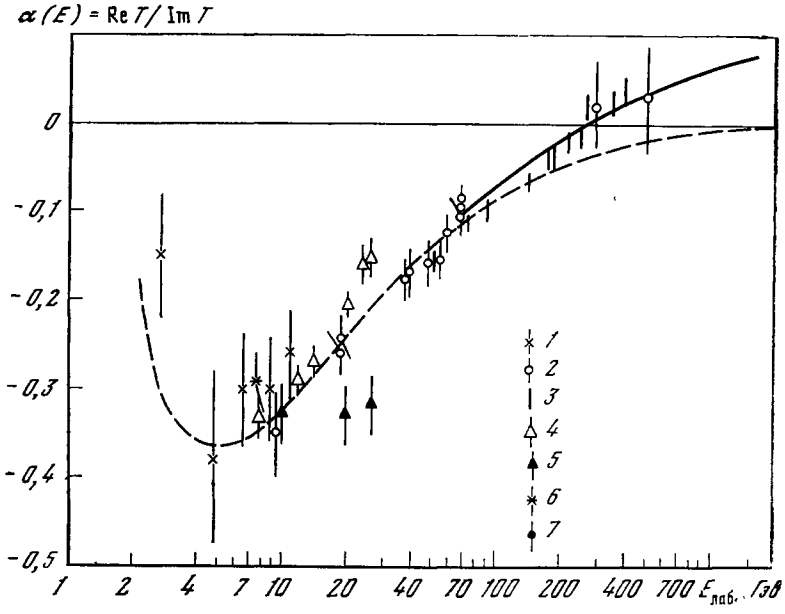


Рис. 10. Отношение вещественной и мнимой частей амплитуды упругого $pp \to pp$-рассеяния вперед в функции энергий [26, 28, 30, 47—49]

Сплошная линия — дисперсионные расчеты, где для $E > 50$ *Гэв* принята аппроксимация $\sigma_t = 38{,}4 \pm \pm 0{,}49\ (\log s/122)^2$ [55]. Пунктирная кривая соответствует $\sigma\ (s \to \infty) = 38$ *м бары*. Ошибки, приведенные на рисунке для $E > 10$ *Гэв* — статистические. *1* — Дубна; *2* — Дубна — Серпухов; *3* — СССР — США; *4* — Брукхейвен; *5* — ЦЕРН; *6* — Нимрод; *7* — ISR — ЦЕРН

ние на то, что вещественная часть амплитуды pp-рассеяния вперед меняет знак при энергии $E_{\text{лаб}} \approx 300$ *Гэв* (становится положительной). Достаточно точные данные при $E > 100$ *Гэв* уже оказываются чувствительным тестом при выборе параметризации полного сечения при асимптотических энергиях — если полное сечение постоянно, то $\alpha \to 0$, оставаясь отрицательной при всех t, если же полное сечение возрастает, как это, например, имеет место в модели, учитывающей полюса Редже и движущиеся ветвления, то α должна менять знак (при низких энергиях отрицательная величина α в этой модели связана с вкладом вторичных полюсов Редже).

3. НАКЛОНЫ ДИФРАКЦИОННЫХ КОНУСОВ

В области малых передач $-t \lesssim 0{,}1$ $(\text{Гэв}/c)^2$ дифференциальные сечения упругих процессов аппроксимируются экспонентой

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \exp(bt). \tag{3.1}$$

Параметр наклона $b\ (s,\ t)$ является наряду с полным сечением и фазой амплитуды рассеяния важнейшей характеристикой процесса, так как он существенным образом входит в теорию взаимодействия адронов. Напомним, например, что экспериментальные данные по энергетической зависимости параметра $b\ (s)$ были первым пробным камнем для проверки модели полюсов Редже.

При больших энергиях величина b для всех измеренных процессов упругого рассеяния адронов лежит в пределах 8—12 $(Гэв/c)^{-2}$. Значение b, вообще говоря, зависит от вида рассеивающихся частиц, их энергии и интервала t, в котором проводятся измерения. С уменьшением величины переданного импульса наклон слегка возрастает для всех исследованных реакций. В большинстве случаев для теории представляют интерес измерения $b(s)$ при малых $|t|$. Поэтому мы ограничиваем наше рассмотрение областью малых передач $|t| \lesssim 0{,}1$ $(Гэв/c)^2$.

В области малых передач экспериментальная информация о параметре наклона довольно бедна: она получена, как правило, на тех же установках, с помощью которых проводились интерференционные измерения фазы амплитуды рассеяния вперед. Наибольшая информация получена в случае протон-протонного рассеяния, где впервые был обнаружен эффект сжатия дифракционного конуса при возрастании энергии. Существующие экспериментальные данные о наклоне конуса pp-рассеяния приведены на рис. 11. В эксперименте дубненско-серпуховской группы [50] измерена зависимость параметра наклона pp-рассеяния в интервале 10—70 $Гэв/c$. Для области $|t| \leqslant 0{,}1$ $(Гэв/c)^2$ энергетическое поведение параметра наклона pp-рассеяния хорошо описывается логарифмической зависимостью

$$b(s) = (7{,}32 \pm 0{,}25) + 2(0{,}41 \pm 0{,}06)\ln(s/s_0). \qquad (3.2)$$

Экспериментальные данные, полученные советско-американской группой в Батавии [51] и на встречных пучках ЦЕРН [52, 53], показывают, что переход от серпуховских энергий к энергиям встречных пучков ЦЕРН сопровождается дальнейшим сужением конуса (рис. 11).

Информация о параметре наклона π^+p-рассеяния [54] представлена на рис. 12. Если ограничиться только малыми передачами (именно такие данные использованы на рис. 12), то и в π-p-рассеянии при энергиях больше 3 $Гэв$ можно заметить увеличение наклона конуса с ростом энергии. В области энергий $E < 3$ $Гэв$, для которой характерно наличие резонансов в πN-системе, параметр b, как функция энергии, ведет себя немонотонно.

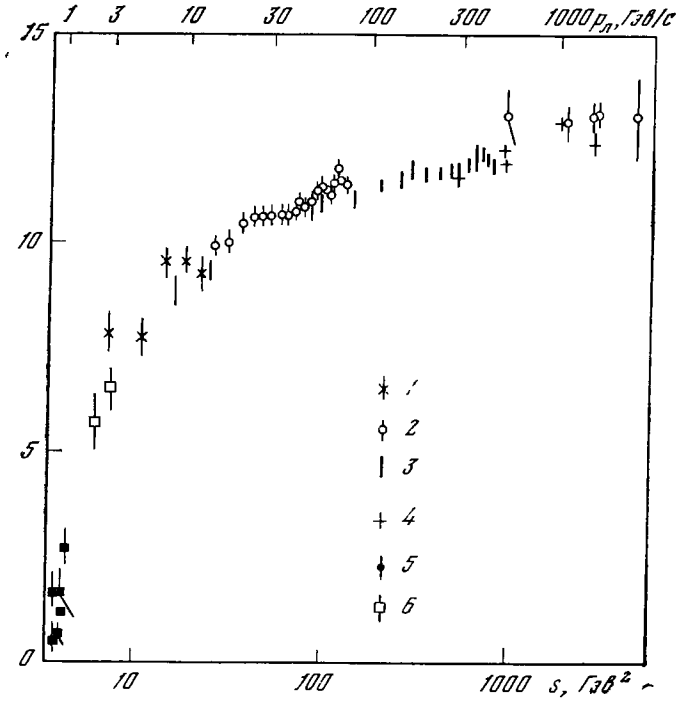
Напомним, что в 60-х годах считалось, что сужение конуса в π-N-системе отсутствует, тогда как в случае pp-рассеяния было обнаружено весьма значительное сужение для $3 < p < 20$ $Гэв/c$. Сейчас можно надеяться, что экспериментальная картина приближается к универсальной. Причин изменения точки зрения две: во-первых, установлено, что параметр наклона зависит от значения t, при котором он измеряется (рис. 13)[7],— стало очевидным, что сравнение надо проводить в одном и том же интервале t вблизи $t \approx 0$; во-вторых, выяснилось, что протонный конус при переходе от энергий 3—20 $Гэв$ к области 10—70 $Гэв$ существенно замедлил свое сужение (см. рис. 11).

Если ограничиться энергиями выше 10 $Гэв$ и выбрать интервал передач $0 < -t < 0{,}1$ $(Гэв/c)^2$, то энергетическая зависимость наклона дифракционных конусов оказывается качественно одинаковой для упругого рассеяния протонов, пионов и каонов на протонах. В случае pp-рассеяния установлена

[7] Сюрпризом эксперимента [53] явилось то, что аппроксимация дифференциальных сечений pp-рассеяния одной экспонентой перестала работать именно при очень больших энергиях и малых передачах (см. рис. 13). Как видно из рис. 13, в t-распределении $d\sigma/dt$ существуют 2 экспоненты, каждая из которых работает в своей области передач. Одно из возможных объяснений этого эффекта предложено в работе [55], где было указано, что из-за близости порога $t = 4\mu^2$ к физической области траектория вакуумного полюса может оказаться заметно искривленной при малых $|t|$. Учет искривления траектории приводит к изменению параметра наклона в зависимости от t, качественно согласующегося с наблюдаемым на опыте.

Рис. 11. Наклон дифракционного конуса упругого pp-рассеяния в интервале $0{,}01 \leqslant |t| < 0{,}15$ (*Гэв/с*)^2

1 — Дубна; *2* — Дубна — Серпухов; *3* — СССР — США; *4* — ACHGT; *5* — ЦЕРН — Рим; *6* — Tiglietal



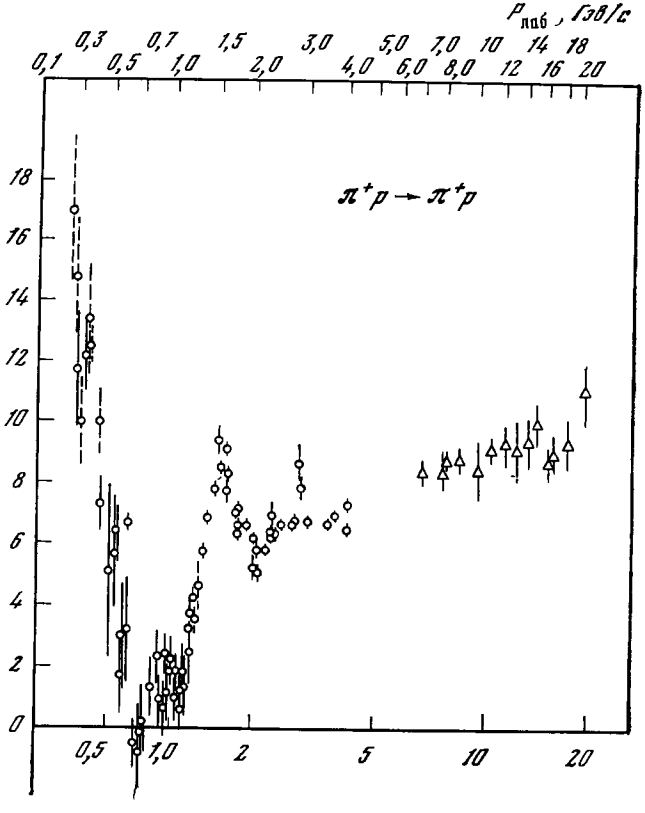


Рис. 12. Наклон конуса в упругом рассеянии пионов в интервале—$t < 0{,}1$ (*Гэв/с*)^2 по данным обзора [54]

логарифмическая зависимость параметра наклона от энергии

$$b(s) = b_0 + 2\alpha' \ln (s/s_0). \qquad (3.3)$$

Параметр $2\alpha'$, характеризующий сужение конуса упругого рассеяния этих частиц, приблизительно равен 0,6 — 0,8. В случае рассеяния антипротонов конус расширяется ($2\alpha' < 0$), однако с увеличением энергии наблюдается тенденция к уменьшению этого расширения. По абсолютной величине параметры наклона для частиц и античастиц с ростом энергии сближаются.

Какова же асимптотика зависимости $b(s)$? С экспериментальной точки зрения этот вопрос уместен в настоящее время лишь в отношении протон-протонного рассеяния: в области промежуточных энергий (до $p = 70$ *Гэв/с*) опыты проведены с высокой точностью, а новые данные, полученные в NAL и на встречных пучках ЦЕРН, позволили расширить интервал исследований до $p_{лаб} = 1500$ *Гэв/с*. К сожалению, даже в этом случае мы не можем разделить две возможности: при $s \to \infty$ продолжается логарифмический рост параметра наклона в соответствии с формулой (3.3) или при $s \to \infty$ рост прекращается ($2\alpha' \to 0$). На первый взгляд из рис. 11 видно, что сужение конуса в pp-рассеянии с ростом s уменьшается и при достаточно больших s параметр наклона (соответственно и радиус взаимодействия) может быть константой.

Однако, если исключить из рассмотрения небольшую (по сравнению со всем исследованным интервалом) область малых энергий и провести анализ экспериментальных данных в интервале энергий $10 < E < 1500$ *Гэв* (см. рис. 11), то оказывается, что данные можно аппроксимировать зависимостью вида (3.3) (радиус растет логарифмически в соответствии с представлениями модели с полюсами Редже).

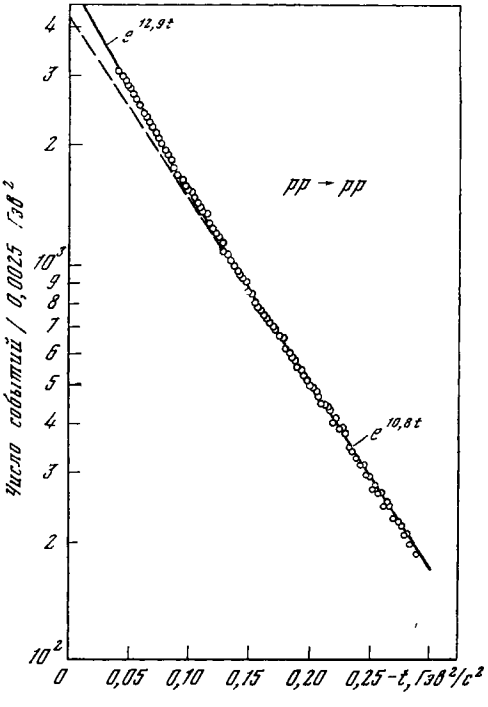


Рис. 13. Эффект «излома» в t-зависимости $d\sigma/dt$ для реакции $pp \to pp$ при $\sqrt{s} = 2 \times 22{,}6$ *Гэв* [53]

Таким образом, даже в pp-рассеянии точности эксперимента пока не хватает для ответа на поставленный вопрос об асимптотике $b(s)$, и необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

Заметим, что экспериментальные данные не дают никаких указаний на то, что наклон может сужаться быстрее, чем $\ln s$, например, как $\ln^2 s$. Более быстрый рост наклона с энергией должен был бы осуществляться в том случае, если полное сечение асимптотически ведет себя в соответствии с параметризацией (2.2) данных ЦЕРН по полным сечениям [37].

Правда, поскольку растущая с энергией часть полного сечения мала, более быстрый рост наклона мог и не проявиться при существующих энергиях и точностях эксперимента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

10 лет назад с разработкой новых методов исследования упругих реакций на больших ускорителях началось систематическое исследование процессов упругого рассеяния адронов. Результаты этих исследований, представленные в настоящем обзоре, коротко сводятся к следующему.

Вся совокупность экспериментальных данных о вещественных и мнимых частях амплитуд упругого рассеяния на угол ноль находится в соответствии с дисперсионными соотношениями и не противоречит асимптотическим теоремам, которые следуют из основных принципов локальной квантовой теории.

Вместо ожидавшейся в начале 60-х годов дифракционной асимптотики, когда амплитуда упругого рассеяния вперед становится чисто мнимой, а полные сечения выходят на константу, был обнаружен существенный вклад вещественной части амплитуды, составляющей при энергии ~ 10 *Гэв* десятки процентов от мнимой. Эксперименты по pp-рассеянию в Серпухове, Батавии и на встречных кольцах ЦЕРН показали, что отношение вещественной амплитуды к мнимой приближается к нулю только при энергиях ~ 300 *Гэв* и, по-видимому, меняет свой знак (ReT_{pp} становится положительной).

Полные сечения (соответственно мнимая часть амплитуды упругого рассеяния вперед) не вышли на постоянный асимптотический предел; более того — как это показано сначала для K^+p-взаимодействия в Серпухове и затем в случае pp-взаимодействия на встречных пучках ЦЕРН — стала качественно иной их энергетическая зависимость: режим убывающего сечения $\sigma(s) = a' + a''/E^m$ сменился режимом логарифмического роста.

Разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с нуклонами убывают в исследованной области энергий степенным образом, что согласуется с соотношением Померанчука.

Степенным образом также убывают сечения реакций перезарядок $\pi^- p \to \pi^0 n$, $K^- p \to K^{-0} n$ и $K^0_L p \to K^0_S p$ и т. д.

Наклон дифракционного конуса в pp-рассеянии систематически растет (приближенно логарифмически) вплоть до максимальных энергий $\sim 10^3$ *Гэв*. Величина сжатия конуса значительно меньше, чем наблюдаемая при энергиях $\lesssim 10$ *Гэв* и соответствует сравнительно небольшой эффективной величине наклона полюса Померанчука $\alpha'_P(0) \approx 0{,}3$ *Гэв*$^{-2}$. Экспериментальные данные о других упругих процессах не противоречат такой величине $\alpha'_P(0)$.

Все экспериментальные данные о процессах упругого рассеяния и реакциях перезарядок согласуются с качественными предсказаниями метода комплексных моментов. Рост полных сечений, а также наблюдение новых эффектов вблизи максимальных энергий $s \sim 10^3$ *Гэв* — изменение знака $ReA_{pp}(0)$ и изменение наклона дифракционного конуса при $|t| \sim 0{,}1$ (*Гэв*/*c*)^2 — указывают на то, что даже при энергиях встречных пучков ЦЕРН мы не находимся в области асимптотики [8].

Для выяснения механизма сильных взаимодействий необходимо как расширение фронта исследований вплоть до максимально достижимых энергий, так и дальнейшая интенсивная работа в промежуточной области доступных энергий, где особенно значителен вклад эффектов, связанных с параметрами разложения m^2/s и $1/\ln s/m^2$, которые существенно входят в теоретическую схему с комплексными моментами. В частности, при энергиях Серпухова и Батавии практически отсутствуют данные при малых передачах ($|t| < 0{,}1$ (*Гэв*/*c*)^2) об амплитудах $\pi^\pm p$-, $K^\pm p$-, $\bar{p}p$-упругого рассеяния, отсутствует информация о роли спиновых сил в pp-рассеянии.

[8] Очередной раз замечаем, как с достижением новых энергий границы асимптотики отодвигаются в область, еще недоступную для экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Н. Боголюбов.* Доклад на Международной конф. по теор. физ. в Сиетле (1956). *Н. Н. Боголюбов, Б. М. Медведев, М. К. Поливанов.* Вопросы теории дисперсионных соотношений. Физматгиз, 1958.
2. *M. Froissart.* Phys. Rev., 1961, 123, 1053.
3. *M. L. Goldberger.* Relations de despersion et particules elementies, les Houches, 1960 (Hermann, Paris).
4. *G. Höhler, G. Ebel, J. Giesecke, Z. Physik,* 1964, 180, 430. *G. Höhler, R. Strauss.* Tables of Pion — Nucleon Forward Amplitudes. Preprint University of Karlsruhe, 1970.
5. *И. Я. Померанчук.* ЖЭТФ, 1958, 34, 725.
6. *Н. Н. Мейман.* ЖЭТФ, 1962, 43, 2277.
7. *А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И. Т. Тодоров.* УФН, 1966, 88, вып. 1; *А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, О. А. Хрусталев.* Сб. «Проблемы физики элем. частиц и атомн. ядра», 1972, 3, вып. 3, стр. 515.
8. *Ю. С. Вернов.* Теоретическая и матем. физика, 1970, 4, 3.
9. *A. Martin.* Scattering theory: unitarity, annalyticity and crossing. Lecture Notes in Physics, No 3, Springer, Berlin, 1969; *F. J. Yndurain.* Rev. of Mod. Phys., 1972, v. 44, N 4, 645; *S. M. Roy.* Phys. Reports., 1972, v. 5c, N 3.
10. *В. Г. Гришин, И. С. Саитов, И. В. Чувило.* ЖЭТФ, 1958, 34, 1221; *Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, В. Г. Гришин.* ЖЭТФ, 1958, 35, 311.
11. *К. А. Тер-Мартиросян.* Сб. «Вопросы физики элементарных частиц», вып. 5. Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1966, стр. 479.
12. *E. Leader.* Rev. Mod. Phys., 1966, 38, 476.
13. *П. Коллинз, Э. Сквайре.* Полюса Редже в физике частиц. «Мир», 1961.
14. *В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1965, 2, 361.
15. *А. Б. Кайдалов.* Лекция в 1-й школе физики ИТЭФ, 1973.
16. *К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1969, 10, 1047.
17. *К. Г. Боресков, А. М. Лапидус, С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1971, 14, 814.
18. Chan Houng-Mo. Proc. of the 14th Intern. Conf. on High energy Physics. Geneva (1968), p. 391; *R. J. Glauber.* High Energy Collision Theory. Lectures in Theoretical Phys. (Intersciense Publ., 1959).
19. *V. N. Gribov, A. A. Migdal.* Proc. of the 14th Intern. Conf. on High Energy Physics. Geneva (1968), p. 943. S. Frautschi and B. Margolis. ibid., p. 727; *А. И. Лендел, К. А. Тер-Мартиросян.* Письма ЖЭТФ, 1970, 11, 70.
20. *A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze.* Nuovo Cim., 1963, 29, 380.
21. *V. R. Garsevanishvili, V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze.* Phys. Lett., 1969, 29B, 191.
22. *A. Tavkhelidze.* High Energy Physics. Kiev, «Naukova Dumka», 1972, p. 367.
23. *Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт.* Письма ЖЭТФ, 1965, 2, 105; УФН, 1968, 94, 244.
24. *В. А. Никитин, А. А. Номофилов, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, М. Г. Шафранова.* ПТЭ, 1963, 6, 18.
В. А. Никитин, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, М. Г. Шафранова. ЖЭТФ, 1964, 46, 1608.
25. *Беккер* и др. Доклад на XI конф. по физ. высоких энергий. Женева, 1962, стр. 582.
26. *Л. Ф. Кириллова, В. А. Никитин, А. А. Нимофилов, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, М. Г. Шафранова.* ЖЭТФ, 1963, 45, 1261; *L. Kirillowa* et al. Phys. Lett., 1964, 13, 93.
27. *В. А. Никитин, А. А. Номофилов, В. А. Свиридов, Л. А. Слепец, И. М. Ситник, Л. Н. Струнов.* Я.Ф., 1965, 1, вып. 1, 183; *L. S. Solin* et al. Phys. Lett., 1966, 22, 350; Письма в ЖЭТФ, 1967, 6, вып. 3, 546.
28. *K. J. Foley* et al. Phys. Rev., 1969, 181, 1775; Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 330.
29. *А. А. Борисов* и др. Препринт ИФВЭ, СЭФ 72-7, Серпухов, 1972.
30. *G. Bellettini* et al. Phys. Lett., 1965, 14, 164; Phys. Lett., 1966, 19, 705; *A. E. Taylor* et al. Phys. Lett., 1965, 14, 54.
31. *I. V. Chuvilo* et al. Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Phys. Procidings... Stanford Univ., September, Springfield, 1966, p. 579.
32. *Г. Г. Воробьев* и др. Препринт ОИЯИ, Р1-4445, Дубна, 1969; *А. А. Номофилов, И. М. Ситник, Л. Н. Струнов.* Труды Международного семинара «Бинарные реакции адронов при высоких энергиях». Дубна, 1972, стр. 192; *Г. Г. Воробьев* и др. Препринт ОИЯИ, Е1-7552, 1973.
33. *V. Chabaud* et al. Phys. Rev. Lett., 1972, 38B, 441, 445, 449.
34. *P. V. Landshoff, J. C. Polkinghorne.* Phys. Lett., 1973, 44B, 293. *D. Cline, F. Hal-*

zen, *M. Waldrop*. Nucl. Phys., 1973, **B55**, 157; *В. Матвеев, Р. Мурадян* и др. Препринт ОИЯИ, Д2-7110, 1973.
35. *S. P. Denisov* et al. Phys. Lett., 1971, **36B**, 415; *S. P. Denisov* et al. Phys. Lett., 1971, **36B**, 528.
36. *N. L. Crigorov* et al. in Proceedings of the Ninth Intern. Conf. on Cosmic Pays, London, 1965, p. 860.
37. *U. Amaldi* et al. Phys. Lett., 1973, **44B**, 112; *S. R. Amendolla* et al. Phys. Lett., 1973, **44B**, 119.
38. *Ю. П. Горин, С. П. Денисов, С. В. Донсков, А. А. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, Д. А. Стоянова*. Я.Ф., 1973, **17**, 309.
39. *В. К. Бирулев, А. С. Вовенко, Д. Вестергомби, Н. Н. Говорун, Л. Б. Голованов, И. А. Голутвин* и др. Я. Ф., **15**, 1972, 959.
40. *Г. Хёлер*. Труды международного семинара. «Бинарные реакции адронов при высоких энергиях». Дубна, 1972, стр. 652.
41. *В. Н. Болотов* и др. Я. Ф., 1973, 18, 1046.
42. *Л. Д. Соловьев, А. В. Щелкачев*. Письма в ЖЭТФ, 1973, **17**, 216.
43. *H. Bethe*. Ann. of Phys., 1958, **3**, 190; *M. P. Locher*. Nucl. Phys., 1967, **B2**, 525; *C. B. West, D. R. Yennie*. Phys. Rev., 1968, 172, 1413; *L. D. Soloviev*, A. V. Schelkachev. Nucl. Phys. 1972, **B40**, 596; *В. Г. Горшков, Э. А. Кураев, Л. Н. Липатов, М. М. Нестеров*. ЖЭТФ, 1971, **60**, 1211; *В. М. Буднев, И. Ф. Гинзбург*. Письма в ЖЭТФ, 1971, **13**, 519.
44. *R. Oehme*. Phys. Rev., 1955, **100**, 1503; Preprint EFI-69-49, Chicago, 1969; *Д. И. Блохинцев*. УФН, 1966, 89, вып. 2, 185; *D. J. Blochintsev, G. I. Kolerov*. Preprint JINR-E-1646, 1964.
45. *T. H. Bellm* et. al. Phys. Lett., **33B**, N 6, 438 (1970); *T. H. Bellm* et. al. Nuovo Cim. Lett., 1970, 3, 389.
46. *Yu. Chien* Liu, *I. J. McGee*. Phys. Rev., 1971, **3D**, 1261.
47. *G. G. Beznogikh* et al. Phys. Lett., 1972, **39B**, 411.
48. *U. Amaldi* et al. Phys. Lett., 1973, **43B**, 231.
49. *V. Bartenev* et al. Preprint NAL-Pub-73/73.
50. *G. G. Beznogikh* et al. Phys. Lett., 1969, **30B**, 274.
51. *V. Bartenev* et al. Phys. Rev. Lett., 1973, **31**, 1088.
52. *U. Amaldi* et al. Phys. Lett., 1971, **36B**, 504.
53. *G. Barbillini* et al. Phys. Lett., 1972, 39B, 663.
54. *T. Lasinski, R. Levi Setti, E. Predazzi*. Phys. Rev., 1969, 179, 1426; *T. Lasinski, R. Levi Setti, B. Schwarzschild, P. Ukleja*. Nuclear Phys., 1972, **B37**, 1.
55. *A. A. Anselm, V. N. Gribov*. Phys. Lett., 1972, **40B**, 487.
56. *W. Bartel, A. N. Diddens*. Preprint NP-74-4 (5/3/73), CERN.

Л. Г. ЛАНДСБЕРГ

О МЮОНАХ И ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНАХ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из самых фундаментальных проблем физики элементарных частиц следует считать проблему сходства и различия между разными типами лептонов, и, в частности, между мюонами и электронами. Сущность этой проблемы сводится к тому, что хотя мюоны и электроны обладают разными массами и разными типами лептонных зарядов, они одинаковым образом участвуют во всех известных процессах. Эта симметрия получила название μ-e-универсальности. В более общей формулировке μ-e-универсальностью называют симметрию любых процессов относительно замены мюонных и электронных лептонов

$$\begin{Bmatrix}\mu\\ \nu_\mu\end{Bmatrix} \rightleftarrows \begin{Bmatrix}e\\ \nu_e\end{Bmatrix}. \qquad (1)$$

Экспериментальные исследования, связанные с проблемой существования мюонов и загадкой μ-e-универсальности, сводятся к следующим основным направлениям:

1. Поиски отступлений от квантовой электродинамики и нарушений μ-e-универсальности в электромагнитных процессах.

2. Поиски эффектов, связанных с нарушением μ-e-универсальности в слабых взаимодействиях.

3. Поиски новых явлений при взаимодействии мюонов с веществом и новых необычных свойств мюонов.

4. Поиски новых типов лептонов.

В настоящем обзоре анализируются основные результаты этих исследований и рассматриваются возможности будущих опытов.

Всюду в статье используются обозначения: метрика пространства $a_\mu b_\mu = a_0 b_0 - \mathbf{a}\cdot\mathbf{b}$; q^2 — квадрат переданного четырехимпульса; $Q^2 = |q^2|$; матрицы Дирака $\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$; $\boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$;

$$\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = -\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}; \qquad \sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu);$$

$\boldsymbol{\sigma}$ — двухрядные матрицы Паули; $G = \frac{(1{,}0262 \pm 0{,}0001)}{M_p^2} 10^{-5}$ — константа слабых взаимодействий; $\alpha = e^2 = 1/137$.

2. ПОИСКИ НАРУШЕНИЯ μ-e-УНИВЕРСАЛЬНОСТИ И ПРОВЕРКА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Для объяснения различия в массах мюонов и электронов представляется естественным введение нового гипотетического взаимодействия, нарушающего μ-e-универсальность. Обычно его называют аномальным мюонным взаимодействием, хотя такое название и не вполне точно, так как это взаимодействие не должно обязательно быть связано с мюонами и давать положительную добавку к «голой» массе мюона $m_\mu^{(0)} = m_e^{(0)}$. Оно может, например, вместо этого быть связано с электронами и давать отрицательную добавку к «голой» массе электрона [1].

В ряде работ выдвигались различные предположения о величине и свойствах аномального взаимодействия, нарушающего μ-e-универсальность, и о том, какие типы частиц могут принимать в нем участие. Рассматривались специфические взаимодействия мюонного тока со скалярными, псевдоскалярными, векторными и аксиальными полями, варианты теории со связью мюонов с производными аксиальных и векторных полей, с различной электромагнитной структурой мюона и электрона, с дублетным μ-e-вырождением и ряд других схем [2—15]. В дальнейшем будет более подробно рассмотрена модель, в которой нарушение μ-e-универсальности обусловлено взаимодействием мюонов с полем нейтральных векторных бозонов [3, 4, 6]. Лагранжиан этого взаимодействия имеет вид $L = \sqrt{4\pi}\cdot f\cdot(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu)\, B_\alpha^0$, где f — константа взаимодействия. Различные варианты модели, отличающиеся друг от друга предположениями о том, с какими еще частицами взаимодействуют B^0-бозоны, обсуждаются ниже.

Так как различие в массах мюонов и электронов имеет довольно большую величину, характерную для адронных процессов, то неоднократно предполагалось, что аномальное мюонное взаимодействие является достаточно

сильным и что в нем могут участвовать мюоны и адроны [1]. Эффекты, обусловленные таким взаимодействием, могли бы наблюдаться в мюон-адронных реакциях (μ-N-рассеяние, образование мюонных пар адронами и γ-квантами), а также в ряде других явлений, например давать вклад в аномальный магнитный момент мюонов.

С другой стороны, существуют модели, в которых аномальным взаимодействием обладают только сами мюоны. Число явлений, в которых может проявляться такое взаимодействие, сравнительно невелико — аномальный магнитный момент мюона, процессы образования мюонных пар мюонами в кулоновом поле ядра, появление у мюона некоторого форм-фактора, нарушение μ-e-универсальности в слабых процессах.

В некоторых моделях аномальным взаимодействием обладают как мюоны, так и мюонные нейтрино [3, 6]. Это позволяет объяснить μ-e-универсальный характер слабых взаимодействий, который подтверждается многочисленными опытами по распадам частиц (табл. 1). В моделях такого типа наиболее перспективными направлениями поисков аномальных взаимодействий представляются опыты с нейтрино больших энергий.

Поиски аномального взаимодействия, приводящего к нарушению μ-e-универсальности, тесно переплетаются с опытами по проверке квантовой электродинамики (КЭД), так как именно в отступлениях от предсказаний КЭД может проявляться это новое гипотетическое взаимодействие.

Большой интерес представляет также прямое сравнение различных процессов, в которых участвуют мюоны и электроны (например, упругое и глубоко-неупругое рассеяние мюонов и электронов на нуклонах, образование мюонных и электронных пар с большими эффективными массами и т. д.). Эти опыты позволяют непосредственно проверять μ-e-универсальность в электромагнитных реакциях. Особенно важным является проведение экспериментов при высоких энергиях и больших переданных импульсах, так как именно в этой области следует прежде всего ожидать новых явлений.

Данные по проверке μ-e-универсальности в различных электромагнитных и слабых процессах обсуждались в нескольких обзорах [16—27]. Поэтому здесь мы ограничимся тем, что приведем сводку экспериментальных данных (табл. 1—5). Эти результаты показывают, что до сих пор ни в одном процессе не найдено отступлений от μ-e-универсальности, и установлены только верхние границы для области возможных нарушений этой симметрии.

3. ТАБЛИЦА ДЛЯ СОПОСТАВЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

Различные типы мюонных процессов сопоставляются между собой в модели гипотетического аномального взаимодействия мюонов с полем нейтральных векторных бозонов табл. 5 [3, 4, 6]. Рассмотрены отдельные варианты этой модели, соответствующие различным типам элементарных частиц, участвующих в аномальном взаимодействии. Представлены уже существующие ограничения на возможные значения констант аномального взаимодействия и указана область, которая может быть исследована в ближайшие годы. Общие комментарии к табл. 5.

1. Следует быть достаточно осторожным при сопоставлении отдельных процессов, так как в них реализуются разные условия и могут проявляться различные механизмы аномальных взаимодействий.

---

[1] Делались попытки отождествить это взаимодействие с взаимодействием, ответственным за нарушение SU_3-симметрии [10, 11] или вообще связанным со странностью адронов [9].

Таблица 1

μ-*e*-универсальность в слабых взаимодействиях

Слабый ток $c\ \lvert\Delta S\rvert=0$	1. β-распад и μ-захват. μ⁻-захват в газообразном водороде: Скорость захвата: $\lambda_{\text{эксп}}=651\pm57$ *сек*$^{-1}$ [28], $\lambda_{\text{эксп}}=686\pm88$ *сек*$^{-1}$ [29] $\Big\}\ \langle\lambda_{\text{эксп}}\rangle=661\pm48$ *сек*$^{-1}$. Теория (использует значения $g_v^{(e)}$, $g_A^{(e)}$): $\lambda_{\text{теор}}=(650\pm2)$ *сек*$^{-1}$.	$g_v^{(\mu)}$, $g_A^{(\mu)}$ и $g_v^{(e)}$, $g_A^{(e)}$ совпадают с точностью лучше 10% [27].
	2. Распады $\pi^+\to\mu^+\nu_\mu$ и $\pi^+\to e^+\nu_e$ [26, 32]. $R_{\text{теор}}=\dfrac{\Gamma(\pi\to e\nu)}{\Gamma(\pi\to\mu\nu)}=\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2\dfrac{m_e^2}{m_\mu^2}\dfrac{(m_\pi^2-m_e^2)^2}{(m_\pi^2-m_\mu^2)^2}\,0{,}965=\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2\cdot1{,}228\cdot10^{-4}$, $R_{\text{эксп}}=(1{,}247\pm0{,}028)\,10^{-4}$	$\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2=1{,}00\pm0{,}02$.
	3. Нейтринный опыт (данные с «Гаргамели») [33]. $\sigma(\nu_eN)/\sigma(\nu_\mu N)=1{,}26\pm0{,}23$; $\sigma(\tilde{\nu}_eN)/\sigma(\tilde{\nu}_\mu N)=1{,}3\pm0{,}7$ $\sigma(\nu N)$ — полные сечения νN-взаимодействия.	Эти данные не противоречат μ-*e*-универсальности, однако погрешности еще очень велики.
Слабый ток $c\ \lvert\Delta S\rvert=1$	4. Распады $K^+\to\mu^+\nu_\mu$ и $K^+\to e^+\nu_e$ [26]. $R_{\text{теор}}=\dfrac{\Gamma(K\to e\nu)}{\Gamma(K\to\mu\nu)}=\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2\dfrac{m_e^2}{m_\mu^2}\dfrac{(m_k^2-m_e^2)^2}{(m_k^2-m_\mu^2)^2}\,0{,}963=2{,}57\cdot10^{-5}\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2$ $R_{\text{эксп}}=(2{,}42\pm0{,}42)\,10^{-5}$ [30] $R_{\text{эксп}}=(2{,}51\pm0{,}15)\,10^{-5}$ [31] $\Big\}\ \langle R_{\text{эксп}}\rangle=(2{,}50\pm0{,}14)\,10^{-5}$	$\lvert g_A^{(e)}/g_A^{(\mu)}\rvert^2_{\Delta S=1}=0{,}97\pm0{,}06$.

Таблица 1 (окончание)

Слабый ток $c \mid \Delta s \mid = 1$	5. Распады $K \to \pi e \nu_e$ и $K \to \pi \mu \nu_\mu$. Эти распады описываются векторными матричными элементами с форм-факторами $f_\pm(q^2) = f_\pm(0)\left[1 + \lambda_\pm\left(\frac{q^2}{m_\pi^2}\right)\right]$ (для K_{e_3} — только $f_+(q^2)$). Если справедлива μ-e-универсальность, то $f_+^{(e)}(0) = f_+^{(\mu)}(0)$, $\lambda_+^{(e)} = \lambda_+^{(\mu)}$. В предположении $f_\pm(q^2) \simeq f_\pm(0)$ было показано, что $f_+^{(\mu)}(K^+)/f_+^{(e)}(K^+) = \left\| g_v^{(\mu)}/g_v^{(e)} \right\| = 1{,}01 \pm 0{,}05$ [26]. Однако данные по λ находились в противоречии друг с другом и с требованиями μ-e-симметрии [27]. Новые более точные данные подтверждают μ-e-универсальность [33]: $\lambda_+(K^0_{e3}) = 0{,}031 \pm 0{,}0025$ $\lambda_+(K^0_{e3}) = 0{,}044 \pm 0{,}006$ } Получены в одном опыте $\lambda_+(K^0_{\mu 3}) = 0{,}044 \pm 0{,}012$ } $\lambda_+(K^0_{e3})/\lambda_+(K^0_{\mu 3}) = 1{,}0 \pm 0{,}3$ $\lambda_+(K^0_{\mu_3}) = 0{,}030 \pm 0{,}003$ $\lambda_+(K^0_{\mu_3}) = 0{,}046 \pm 0{,}008$ $\lambda_+(K^+_{e3})/\lambda_+(K^+_{\mu 3}) = (0{,}027 \pm 0{,}008)/(0{,}025 \pm 0{,}017) = 1{,}1 \pm 0{,}7$ Среднее значение: $\frac{\lambda_+(K^0_{e3})}{\lambda_+(K^0_{\mu 3})} = \frac{0{,}033 \pm 0{,}0023}{0{,}033 \pm 0{,}0028} = 1{,}00 \pm 0{,}11$
Слабый ток $c \mid \Delta s \mid = 1$	6. Зарядовая асимметрия в K_L^0-распадах: $\delta = [\Gamma(K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L^0 \to \pi^+ l^- \tilde{\nu})]/[\Gamma(K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L^0 \to \pi^+ l^- \tilde{\nu})]$. Новые данные согласуются с μ-e-универсальностью [33]: $\delta(K^0_{e3})/\delta(K^0_{\mu 3}) = (3{,}515 \pm 0{,}178)\ 10^{-3}/(3{,}470 \pm 0{,}283)\ 10^{-3} = 1{,}02 \pm 0{,}10$
Слабый ток $c \mid \Delta s \mid = 1$	7. Распады гиперонов. $R'_{\text{эксп}} = \Gamma(\Sigma^- \to n\mu^-\tilde{\nu}_\mu)/\Gamma(\Sigma^- \to ne^-\tilde{\nu}_e) = 0{,}41 \pm 0{,}04$ [32]; $R'_{\text{теор}} = (\mu$-e-универсальность, $V - A) = 0{,}45$ [27]; $R''_{\text{эксп}} = \Gamma(\Lambda \to p\mu^-\tilde{\nu}_\mu)/\Gamma(\Lambda \to pe^-\tilde{\nu}_e) = 0{,}19 \pm 0{,}04$ [27,32]; $R''_{\text{теор}} = (\mu$-e-универсальность, $V - A) = 0{,}165$ [27].

Примечание. Ссылки на большинство оригинальных работ можно найти в [26, 27, 32, 33].

Таблица 2

Проверка квантовой электродинамики (КЭД) в опытах при высоких энергиях

А. О возможных нарушениях КЭД		
Типы нарушений КЭД	Модификация сечений	Примечание
Модификация фотонного пропагатора в процессах с виртуальными фотонами $\frac{1}{q^2} \to \frac{1}{q^2} \pm \frac{1}{q^2 - \Lambda_\pm^2} \simeq \frac{1}{q^2}\left(1 \pm \frac{q^2}{-\Lambda_\pm^2}\right)$	$\sigma = \sigma_{\text{КЭД}}\left(1 \pm \frac{q^2}{-\Lambda_\pm^2}\right)^2 \simeq \sigma_{\text{КЭД}}\left(1 \pm 2\frac{q^2}{-\Lambda_\pm^2}\right)$	Например, дополнительное векторное взаимодействие с тяжелым нейтральным бозоном с массой M_B приводит к $\frac{4\pi\alpha}{q^2} \to \frac{4\pi\alpha}{q^2} - \frac{F}{\sqrt{2}}$, где $\frac{F}{\sqrt{2}} \simeq \frac{4\pi g^2}{-q^2 + M_B^2} \simeq \frac{4\pi g^2}{M_B^2}$, т. е. $M_B^2 = \frac{g^2}{\alpha}\Lambda_+^2$
Неточечный характер лептонов, для описания которых вводится зарядовый форм-фактор $F(q^2) \simeq (1 - \lvert q^2 \rvert/\Lambda^2)$ (модификация лептонной вершины)	$\sigma = \sigma_{\text{КЭД}}[F(q^2)]^{2n} = \sigma_{\text{КЭД}}(1 - 2n\lvert q^2\rvert/\Lambda^2)$ (n — число лептонных вершин)	Если лептоны имеют зарядовую структуру, то $\sigma(e^+e^- \to e^+e^-) \simeq \sigma_{\text{КЭД}}[F_e(q^2)]^4$; $\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) \simeq \sigma_{\text{КЭД}}[F_\mu(q^2)F_e(q^2)]^2$
Модификация лептонного пропагатора в процессах с виртуальными лептонами ($\gamma z \to l^+l^- z$; $lz \to l\gamma z$ и др.)	$\sigma = \sigma_{\text{КЭД}}\left(1 \pm \frac{m^4}{\Lambda_\pm^4}\right)$ (m — эффективная масса ll, $l\gamma$ и т. д.)	Модификация лептонного пропагатора должна сопровождаться соответствующей модификацией лептон-фотонной вершины. Отсюда такой вид зависимости сечения от параметра Λ

Таблица 2 (окончание)

Б. Экспериментальная проверка КЭД		
Основные процессы	Верхняя граница Λ, *Гэв* (95%-ная достоверность)	Примечание
$e^-e^- \to e^-e^-$	$\Lambda_+ > 2{,}4$; $\Lambda_- > 4$	Опыты, чувствительные к модификации фотонного пропагатора. Характеристики $\mu\mu\gamma$ и $ee\gamma$-вершин (в *Гэв*): $(\Lambda_+)_e > 21$; $(\Lambda_-)_e > 19$ $\Lambda(\mu e)_+ > 13$; $\Lambda(\mu e)_- > 15$; $(\Lambda_+)_e > 27$; $(\Lambda_-)_\mu > 16$ $\Lambda(\mu e)^{-2} = \Lambda_\mu^{-2} - \Lambda_e^{-2}$ [35]
$e^-e^+ \to e^-e^+$	$\Lambda_+ > 22{,}8$ $\Lambda_- > 14{,}4$ [34] *	
$e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$	$\Lambda_+ > 35$; $\Lambda_- > 47$ [35]*	
$e^+e^- \to 2\gamma$	$\Lambda_+ > 6{,}2$; $\Lambda_- > 6{,}9$ [34]*	Опыты, чувствительные к модификации лептонного пропагатора
$\gamma Z \to e^+e^- Z$	$\Lambda_+ > 1{,}6$; $\Lambda_- > 1{,}7$	
$\gamma Z \to \mu^+\mu^- Z$	$\Lambda_+ > 2{,}3$	
$e^- Z \to e^-\gamma Z$	$\Lambda_- > 3$	
$\mu^\pm Z \to \mu^\pm\gamma Z$	$\Lambda_- > 0{,}73$	

Примечание. 1. Приведенные результаты представляют собой суммарные данные совокупности разных экспериментов. Ссылки на оригинальные работы содержатся в [22—25].

2. Для проверки μ-e-универсальности проводилось прямое сравнение реакций. *(а)* $e^+e^- \to e^+e^-$ ($q^2 < 0$) и *(б)* $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ ($q^2 > 0$) в области $|q^2|$ до 3,5 (*Гэв/с*)^2. Для $R' = [\sigma(а)/\sigma(б)]_{эксп}/[\sigma(а)/\sigma(б)]_{теор}$ в двух опытах получены значения $R' = 0{,}96 \pm 0{,}065$ [36] и $R' = 0{,}98 \pm 0{,}08$ [37].

* Данные внесены в табл. 2—4 при корректуре.

Таблица 3

Аномальные процессы и магнитный момент мюона

А. Экспериментальные данные по $(g-2)_\mu$

Гиромагнитное отношение для заряженных лептонов $g_l = 2(1+a_l)$, где a_l — аномальный магнитный момент лептона (в КЭД он определяется радиационными поправками). Данные по аномальному магнитному моменту мюона из-за его большой массы и, следовательно, сравнительно большой, эффективной области виртуальных импульсов оказываются очень чувствительными к нарушениям КЭД, возможному вкладу аномальных взаимодействий и т. д.

$a_\mu^{\text{эксп}} = (1166160 \pm 310)\ 10^{-9}$,

$a_\mu^{\text{теор}} = a_\mu^{\text{КЭД}} + a_\mu^{\text{адрон}} = (1165879 \pm 15)\ 10^{-9}$,

$a_\mu^{\text{КЭД}} = 0{,}5\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + 0{,}76578\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + (21{,}8 \pm 1{,}1)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 = (1165814 \pm 14)\ 10^{-9}$,

$a_\mu^{\text{адрон}} = (65 \pm 5)\ 10^{-9}$ — адронная поляризация вакуума

$a_\mu^{\text{эксп}} - a_\mu^{\text{теор}} = (280 \pm 310) \cdot 10^{-9}$ [18]. Отсюда можно найти ограничения на дополнительный аномальный момент мюона, который может быть обусловлен аномальными процессами $-3 \cdot 10^{-7} \leqslant \left(\Delta a_\mu = A \frac{4\pi f^2}{K^2} m_\mu^2\right) \leqslant 9 \cdot 10^{-7}$ (95%-ная достоверность), где f — константа аномального взаимодействия; K — энергетический параметр типа массы тяжелой гипотетической частицы, осуществляющей аномальное взаимодействие или параметра обрезания по импульсу; $4\pi f^2/K^2 = F/\sqrt{2}$; $A = \text{const} \sim 1$

Новые экспериментальные данные и теоретические расчеты [38]*

$a_\mu^{\text{эксп}} = (1165895 \pm 27)\ 10^{-9}$

$a_\mu^{\text{теор}} = a_\mu^{\text{КЭД}} + a_\mu^{\text{адрон}} = [(1165835 \pm 22) + (73 \pm 10)]\ 10^{-9}$

$a_\mu^{\text{эксп}} - a_\mu^{\text{теор}} = (-13 \pm 29) \cdot 10^{-9}$; $-7 \cdot 10^{-8} \leqslant \Delta a_\mu \leqslant 5 \cdot 10^{-8}$ (95%-ная достоверность)

Б. Ограничения на константы аномальных процессов из $[-7 \cdot 10^{-8} \leqslant \Delta a_\mu \leqslant 5 \cdot 10^{-8}]$

Аномальный процесс		Дополнительный аномальный магнитный момент мюона, обусловленный этим процессом	Верхняя граница для Λ или F (95%-ная достоверность)
Модификация квантовой электродинамики на малых расстояниях [24].	Модификация лептонного пропагатора	Из-за сохранения тока эта модификация должна сопровождаться модификацией вершины, и происходит почти полная компенсация $\Delta a_\mu \simeq \pm\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 (m_\mu/\Lambda)^2$	$\Lambda_+ \gtrsim 1{,}1$ *Гэв* $\Lambda_- \gtrsim 0{,}9$ *Гэв*

Таблица 3 (продолжение)

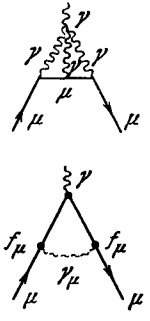
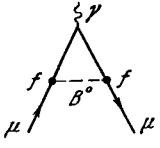
Б. Ограничения на константы аномальных процессов из $[-7\cdot10^{-8} \leqslant \Delta a_\mu \leqslant 5\cdot10^{-8}]$			
Аномальный процесс		Дополнительный аномальный магнитный момент мюона, обусловленный этим процессом	Верхняя граница для Λ или F (95%-ная достоверность)
Модификация квантовой электродинамики на малых расстояниях [24].	Модификация фотонного пропагатора	$\Delta a_\mu \simeq \pm \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)(m_\mu/\Lambda)^2$	$\Lambda_+ > 14$ *Гэв* $\Lambda_- > 11$ *Гэв*
	Модификация вершинной функции	$\Delta\alpha_\mu \simeq \pm \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)(m_\mu/\Lambda)^2$	$\Lambda_+ > 24$ *Гэв* $\Lambda_- > 19$ *Гэв*
Нелинейные нарушения КЭД [39] 		Нелинейные члены в лагранжиане: $-\frac{1}{4} m_A^{-4}(\mathbf{E}^2-\mathbf{H}^2)^2$ или $m_B^{-4}\cdot(\mathbf{E}\cdot\mathbf{H})^2$ (m_A, m_B — параметры с размерностью массы). $\Delta a_\mu \sim \frac{1}{8\pi^2}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)\frac{\Lambda^2\cdot m_\mu^2}{m_{A,B}^4} \leqslant 7\cdot10^{-8}$ (Λ — параметр обрезания)	Из унитарности $(\Lambda^2/m_{A,B}^2) \leqslant 10$. Тогда $m_{A,B} \gtrsim 6{,}5$ *Гэв*
Существование мюонного заряда f_μ и «мюонных фотонов» * [40] 		$\Delta a_\mu = \frac{\alpha_\mu}{2\pi} = \frac{f_\mu^2}{2\pi}$	$\alpha_\mu < 3\cdot10^{-7} \simeq 2\cdot10^{-5}\,\alpha$

Таблица 3 (продолжение)

Аномальный процесс	Дополнительный аномальный магнитный момент мюона, обусловленный этим процессом			Верхняя граница для Λ или F (95%-ная достоверность)
Обмен нейтральным тяжелым бозоном (масса M_B, константа взаимодействия f) [24] $F/\sqrt{2}=\frac{4\pi f^2}{M_B^2}$ — эффективная константа	$\Delta a_\mu=\frac{1}{4\pi^2}\left(\frac{4\pi f^2}{M_B^2}\right)\times$ $\times m_\mu^2 L=\frac{1}{4\pi^2}\times$ $\times\frac{F}{\sqrt{2}}m_\mu^2\cdot L$	L зависит от типа мюон-бозонного взаимодействия		
		Скаляр $\sqrt{4\pi}\cdot f\cdot\bar{\mu}\mu\cdot B^0$	$L_S=\ln\left(\frac{M_B}{m_\mu}\right)-\frac{7}{12}$	
		Псевдоскаляр $\sqrt{4\pi}\cdot f\cdot\bar{\mu}\gamma_5\mu\cdot B^0$	$L_p=-\ln\left(\frac{M_B}{m_\mu}\right)+\frac{11}{12}$	
		Вектор $\sqrt{4\pi}\cdot f\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu\cdot B_\alpha^0$	$L_v=\frac{1}{3}$	$F_v\leqslant 70\,G$
		Псевдовектор $\sqrt{4\pi}f\,\bar{\mu}\gamma_\alpha\gamma_5\mu B_\alpha^0$	$L_A=-\frac{5}{3}$	$F_A\leqslant 20\,G$
		$\sqrt{4\pi}f\bar{\mu}\,(1+\lambda\gamma_5)\times$ $\times\mu\cdot B_\alpha^0$	$L=\frac{1}{3}(1-\lambda^2)$	$\lambda=1;\ F\leqslant 25\,G$ $\lambda\to 0{,}45;\ L\to 0;\ F\leqslant\infty$

Таблица 3 (окончание)

Аномальный процесс	Дополнительный аномальный магнитный момент мюона, обусловленный этим процессом	Верхняя граница для Λ или F (95%-ная достоверность)
Высшие порядки слабых четырехфермионных взаимодействий [41]	$\Delta a_\mu \simeq -G^2\Lambda^2 m_\mu^2 \frac{\ln 2}{3\pi^4} \sim 10^{-9}$ (для обрезания $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$)	
Промежуточный бозон [41]	$\Delta\alpha_\mu \simeq -\frac{Gm_\mu^2}{4\sqrt{2}\pi^2}\ln\frac{\Lambda^2}{M_w^2} \simeq -2\cdot 10^{-8}$ (для $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$; $M_w \simeq 5$ *Гэв*)	
Аномальные четырехфермионные взаимодействия [41, 42]	$\Delta a_\mu \simeq -F^2\Lambda^2 m_\mu^2 \ln 2/3\pi^4$. Если эти взаимодействия обрезают сами себя, то $\Lambda^2 \sim \sim 2\pi/F$	$\left.\begin{matrix} F_{e\mu} \\ F_{\mu\mu} \end{matrix}\right\} \leqslant 50\ G$

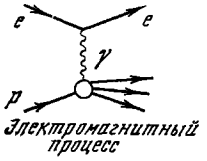
Примечание Ряд оценок дан по обзорным работам [24, 41], где содержатся все ссылки.

* Предполагается, что мюонный заряд есть константа взаимодействия мюона с полем гипотетических безмассовых векторных частиц — «мюонных фотонов».

Таблица 4

Результаты экспериментов по исследованию упругого и неупругого μ-p-рассеяния

А. Общее феноменологическое описание



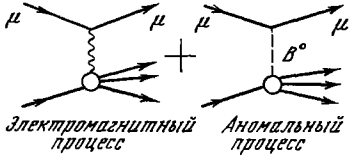
Прямое сравнение упругого и неупругого μp- и ep-рассеяния:

$R = R(Q^2, S) = (d\sigma/dQ^2)^{\mu p}_{\text{упр}}/(d\sigma/dQ^2)^{ep}_{\text{упр}}$;

$R' = R'(Q^2, \nu, S) = (d^2\sigma/dQ^2 d\nu)^{\mu p}_{\text{неупр}}/(d^2\sigma/dQ^2\, d\nu)^{ep}_{\text{неупр}}$.

Простейшая параметризация

$R = R' = N(1 - Q^2/\Lambda^2)^2 \simeq N(1 - 2Q^2/\Lambda^2)$. Здесь N — нормировочный множитель, который может носить физический характер (т. е. соответствовать нарушению μ-e-универсальности, слабо зависящему от переданного импульса); однако с большой вероятностью множитель N обусловлен систематическими ошибками в измерении абсолютных сечений μp- и ep-рассеяния.



Некоторые физические модели

Аномальное мюонное взаимодействие с векторным бозоном B°

$$\frac{4\pi\alpha}{Q^2} \to \frac{4\pi\alpha}{Q^2} + \frac{4\pi f_{\mu\mu B} f_{NNB}}{Q^2 + M_B^2} \simeq \frac{4\pi\alpha}{Q^2}\left(1 + \frac{f_{\mu\mu B} f_{NNB}}{M_B^2 \alpha} Q^2\right) = \frac{4\pi\alpha}{Q^2}\left(1 + \frac{F}{\sqrt{2}}\frac{Q^2}{4\pi\alpha}\right);$$

$$R = R' = N\left(1 + \frac{F}{\sqrt{2}}\cdot\frac{Q^2}{4\pi\alpha}\right),$$

$F/\sqrt{2} = \dfrac{4\pi f_{\mu\mu B} f_{NNB}}{M_B^2}$; если аномальное взаимодействие носит универсальный характер, то $f_{\mu\mu B} = f_{NNB} = f$; однако возможно, что $f_{NNB} \gg f_{\mu\mu B}$, и в этом случае опыты по μp-взаимодействию будут обладать большей чувствительностью к мюонным аномалиям, чем чистомюонные взаимодействия (такие, как в $(g-2)_\mu$).

Различные электромагнитные форм-факторы для мюонов и электронов

$R = R' = [G_\mu(Q^2)/G_e(Q^2)]^2 = N(1 - Q^2/\Lambda_\mu^2)^2/(1 - Q^2/\Lambda_e^2)^2 = N(1 - 2Q^2/\Lambda^2)$, где $\Lambda^{-2} = \Lambda_\mu^{-2} - \Lambda_e^{-2}$.

Таблица 4 (продолжение)

А. Общее феноменологическое описание

Аномальное μ-N-взаимодействие со скалярным бозоном σ°. Поиски аномального мюонного взаимодействия скалярного типа следует проводить при возможно больших значениях переданного импульса, но при сравнительно малых первичных энергиях мюонов ($E_\mu \lesssim 1$ *Гэв*, рассеяние назад), так как вклад этого взаимодействия падает с ростом энергии мюонов. Возможности соответствующих опытов по упругому рассеянию при малых энергиях подробно проанализированы в [43], где получено следующие выражение для отношений сечений рассеяния на 180°

$$R \simeq 1 + \lambda \frac{F(t=-S)}{(S+m_\sigma^2)} \frac{4m_p m_\mu}{(1+\varkappa)^2} + \lambda^2 \left(\frac{F(t=-S)\,S}{S+m_\sigma^2}\right)^2 \frac{1}{2(1+\varkappa)^2}.$$

Здесь m_σ — масса скалярного бозона; $\lambda = \frac{g_{\mu\mu\sigma} g_{NN\sigma}}{\alpha}$ — отношение различных констант взаимодействия; $F(t) = \frac{F_{\sigma\mu\mu}(t)\, F_{\sigma NN}(t)}{G_\mu(t)\, G_{(p)E}(t)}$ — отношение форм-факторов вершин; $\varkappa$ — аномальный магнитный момент протона.

Б. Сводка экспериментальных данных

Данные об эксперименте	Параметры функций $R = R' = N(1 - 2Q^2/\Lambda^2)$		Верхние границы (95%-ная достоверность)	
			Λ	$F = \sqrt{2}\, 4\pi f^2/M_b^2 = \sqrt{2}\, \frac{4\pi\alpha}{\Lambda^2}$
Упругое μp-рассеяние: импульсы мюонов 1,5—6 *Гэв/с*; $0{,}40 \leqslant Q^2 \leqslant 1{,}20$ (*Гэв/с*)^2; 1040 событий [44]	Аппроксимация	$\Lambda^{-2} = 0{,}172 \pm 0{,}033$; $N = 1$	$\geqslant 2$ *Гэв*	$\leqslant 2{,}9 \cdot 10^3\ G$
	с одним свободным параметром	$\Lambda^{-2} = 0 \pm 0{,}033$, $N = 0{,}8$		
Упругое $\mu^\pm p$-рассеяние, импульсы мюонов 4—19 *Гэв/с*; $0{,}15 \leqslant Q^2 \leqslant 0{,}85$ (*Гэв/с*)^2; 9687 событий [45]	с одним свободным параметром	$\Lambda^{-2} = 0{,}148 \pm 0{,}024$; $N = 1$	$\geqslant 2{,}4$ *Гэв*	$\leqslant 2 \cdot 10^3\ G$
		$\Lambda^{-2} = 0$; $N = 0{,}922 \pm 0{,}013$		

Таблица 4 (окончание)

Б. Сводка экспериментальных данных				
Данные об эксперименте	Параметры функций $R = R' = N(1 - 2Q^2/\Lambda^2)$		Верхние границы (95%-ная достоверность)	
			Λ	$F = \sqrt{2}\,4\pi f^2/M_b^2 = \sqrt{2}\,\frac{4\pi\alpha}{\Lambda^2}$
Неупругое μ^+p-рассеяние; импульс мюонов 10—12 *Гэв/с*; $0{,}1 \leqslant Q^2 \leqslant 4{,}0$ (*Гэв/с*)^2; $0{,}6 \leqslant \nu \leqslant 9{,}0$ *Гэв*; 10 800 событий [46]	с двумя свободными параметрами	$\Lambda^{-2} = 0{,}064 \pm 0{,}056$; $N = 0{,}953 \pm 0{,}033$	$\geqslant 2{,}4$ *Гэв*	$\leqslant 2\cdot 10^3$ *G*
	с одним свободным параметром	$\Lambda^{-2} = 0{,}049 \pm 0{,}012$; $N = 1$		
		$\Lambda^{-2} = 0$; $N = 0{,}917 \pm 0{,}024$		
Упругое μ^+p-рассеяние; импульс мюонов 5,6 и 7,3 *Гэв/с*; $0{,}6 < Q^2 < 3{,}2$ (*Гэв/с*)^2 [47]*	с двумя свободными параметрами	$\Lambda^{-2} = 0{,}021 \pm 0{,}021$; $N = 0{,}946 \pm 0{,}042$	$\geqslant 4{,}0$ *Гэв*	$\geqslant 7{,}2\cdot 10^2$ *G*
	То же	$N = 1{,}043 \pm 0{,}080$; $\Lambda^{-2} = 0{,}064 \pm 0{,}038$	$\geqslant 2{,}7$ *Гэв*	$\geqslant 1{,}6\cdot 10^3$ *G*
Неупругое μ^+p-рассеяние; импульс мюонов 5,6 и 7,3 *Гэв/с*; $0{,}4 < Q^2 < 3{,}6$ (*Гэв/с*)^2; $0{,}4 < \nu < 6{,}0$ *Гэв* [47]*	»	$N = 0{,}997 \pm 0{,}043$; $\Lambda^{-2} = 0{,}006 \pm 0{,}016$	$\geqslant 5{,}1$ *Гэв*	$\geqslant 4{,}4\cdot 10^2$ *G*
Неупругое μ^+d-рассеяние, импульс мюонов 7,3 *Гэв/с*; $0{,}4 < Q^2 < 3{,}5$ (*Гэв/с*)^2 [47]*	»	$N = 0{,}925 \pm 0{,}038$; $\Lambda^{-2} = -0{,}019 \pm 0{,}015$	$\geqslant 4{,}5$ *Гэв*	$\geqslant 5{,}6\cdot 10^2$ *G*
Неупругое μ^+N-рассеяние; импульс мюонов 56 и 150 *Гэв/с*; $6 < Q^2 < 44$ (*Гэв/с*)^2 [47]*. Предположение о скейлинге структурных функций нуклона		$N = 1{,}10^{+0{,}12}_{-0{,}06}$; $\Lambda^{-2} = 0{,}004^{+0{,}003}_{-0{,}002}$	$\geqslant 10$ *Гэв*	$\geqslant 1{,}1\cdot 10^2$ *G*

Таблица 5

Аномальные взаимодействия мюонов с нейтральными векторными бозонами B^0

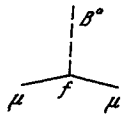
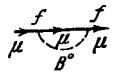
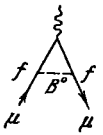
Варианты модели и основные процессы [3, 4, 6]		Ограничения на константу аномального взаимодействия F (95%-ная достоверность)	
		существующие сейчас	близкие перспективы
	А. Нейтральный векторный бозон взаимодействует только с мюонами $L = \sqrt{4\pi} f\,(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu)\,B^0_\alpha$ $f_{\mu\mu B} = f;\ f_{NNB} = f_{eeB} = f_{\nu\nu B} = 0$ } Эффективная константа аномального $\mu\mu$-взаимодействия $F/\sqrt{2} = 4\pi f^2/M_B^2$. Константа F всюду сравнивается с константой слабого взаимодействия $G = 10^{-5}/M_p^2\ (G/\sqrt{2} = 4\pi g^2/M_w^2)$		
	Основные процессы 1. Масса мюона		
	2. Дополнительный аномальный магнитный момент мюона (табл. 3) $\Delta a_\mu = \frac{1}{4\pi^2}\frac{1}{3}\frac{F}{\sqrt{2}} m_\mu^2 < 5\cdot 10^{-8}$	$F \leqslant 70\ G$	$F \leqslant (20 \div 30)\ G$
	3. Эффективное четырехмюонное взаимодействие $L = \frac{4\pi f^2}{Q^2 + M_B^2}(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu)(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu) \simeq \frac{F}{\sqrt{2}}(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu)(\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu).$ Оно может проявляться в реакции $\mu + Z \to \mu + \mu^+ + \mu^- + Z$; учет интерференции между амплитудами электромагнитного и аномального процессов, дающих вклад в эту реакцию,	$F \leqslant 2\cdot 10^4\ G$	$F \leqslant 100 \div 200\ G$ (оценки основаны на данных, приведенных в [48])

Таблица 5 (продолжение)

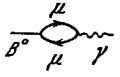
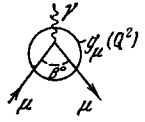
Варианты модели и основные процессы [3, 4, 6]		Ограничения на константу аномального взаимодействия F (95%-ная достоверность)	
		существующие сейчас	близкие перспективы
	приводит к выражению $\sigma(\mu \to 3\mu) \simeq \sigma(\mu \to 3\mu)_{\text{эл.-магн.}}(1 + K) \sim \sigma(\mu \to 3\mu)_{\text{эл.-магн.}} \times \left(1 + 2\frac{f^2/M_B^2}{\alpha/m_{\mu^+\mu^-}^2}\right)$. Эксперимент $m_{\mu^+\mu^-} < 0{,}35$ Гэв, $K < 0{,}4$ (95%-ная достоверность, получена из данных работы [49]). В этом же эксперименте изучение пар тождественных мюонов позволило установить, что мюоны подчиняются статистике Ферми — Дирака		
	4. Рождение B^0-бозона мюонами $\mu + Z \to \mu + Z + B^0$, $B^0 \to \mu^+\mu$		
	5. Эффективное взаимодействие B^0-бозона с фотонами, из-за которого все заряженные частицы также взаимодействуют с B^0 с очень малой константой $f' = (\alpha f/3\pi)\ln(\Lambda^2/m_\mu^2)$ (при $\Lambda = 1000$ *Гэв*, $f' = 10^{-2} f$). Таким образом, появляется эффективное аномальное взаимодействие μ-p, e-μ и e-p с очень малой константой F'	$F'_{\mu p} \simeq 10^{-2} \cdot F$, $F'_{e\mu} \simeq 10^{-2} \cdot F$, $F'_{ep} \simeq 10^{-4} \cdot F$	
	6. Из-за аномального взаимодействия с полем B^0 у мюона появляется форм-фактор $g_\mu(Q^2) = 1 - Q^2/K^2 \simeq 1 - f^2Q^2/M_B^2$ [13]. Если взять $f^2/M_B^2 < 7{,}3 \cdot 10^{-4}$ из опытов по $(g-2)_\mu$, то получим для $g_\mu(Q^2)$ $K > 35$ *Гэв*, т. е. если и существует этот форм-фактор, он очень мал и не проявится в опытах по μ-p-рассеянию и рождению мюонных пар, поставленных в настоящее время.		

Таблица 5 ((продолжение)

Варианты модели и основные процессы [3, 4, 6]		Ограничения на константу аномального взаимодействия (F 95%-ная достоверность)	
		существующие сейчас	близкие перспективы
	7. Нарушение μ-e-универсальности слабых взаимодействий, так как мюон в виртуальном $(\mu + B^0)$-состоянии не может принимать участие в слабом взаимодействии: $(G_e - G_\mu)/G_e \simeq \simeq \frac{f^2}{8\pi} \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_B^2}\right)$ (Λ — параметр обрезания). Эксперимент дает $(G_e - G_\mu)/G_e < (2 \div 4)\%$		
μ $f_{\mu\mu B}$ (Q^2) μ N f_{NNB} N	Б. Нейтральный векторный бозон взаимодействует с мюонами и адронами: $f_{\mu\mu B} \neq 0$: $f_{NNB} \neq 0$; $f_{eeB} = f_{\nu\nu B} = 0$ Эффективная константа аномального мюон-нуклонного взаимодействия $F/\sqrt{2} = \frac{4\pi f_{\mu\mu B} f_{NNB}}{M_B^2}$.		
e μ γ p e + f μ p f Электромагнитный процесс Аномальный процесс	8. Тогда, кроме 1—7, могут иметь место и другие процессы. Упругое и неупругое рассеяние $\mu N \to \mu N$ и $\mu N \to \mu + $ адроны (табл. 4) $R' = \left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2\, d\nu}\right)^{\mu p} \Big/ \left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2\, d\nu}\right)^{ep} = 1 + \frac{\sqrt{2}}{4\pi} \frac{F Q^2}{\alpha}$	$F \leqslant (100 \div 500) G$	$F \leqslant 50\ G$
N N e e γ μ^+ μ^- + N N B^0 f μ^+ μ^- Электромагнитный процесс Аномальный процесс	9. Образование мюонных и электронных пар в адронных взаимодействиях (например, $NN \to l^+l^- +$ все каналы). Прямое сравнение дифференциальных сечений этих процессов $R(Q^2)_{\mu e} = (d\sigma/dQ^2)_{\mu^+\mu^-}/(d\sigma/dQ^2)_{e^+e^-} \simeq \left(1 + \frac{\sqrt{2}}{4\pi} F \frac{Q^2}{\alpha}\right)$ ($Q^2 = q^2 = M^2_{l^+l^-} > 0$, т. е. область временно-подобных им-		$F \leqslant (50 \div 100) G$

Таблица 5 (продолжение)

	Варианты модели и основные процессы [3, 4, 6]	Ограничения на константу аномального взаимодействия F (95%-ная достоверность)	
		существующие сейчас	близкие перспективы
	пульсов в отличие от μ-p-рассеяния). Пока приведены только опыты по образованию мюонных пар. Сравнение образования мюонных и электронных пар вплоть до $M_{l^+l^-} \simeq 10$ *Гэв* станет возможным в опытах на встречных протонных пучках (ISR)		$F \leqslant (50 \div 100)\,G$
	10. Образование B^0-бозона в адронных соударениях: $N + N \to B^0 +$ все каналы		
	11. Лептонные распады векторных мезонов ($v^0 = \rho, \omega, \varphi$) [32] $R = \frac{\Gamma(v^0 \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(v^0 \to e^+e^-)} = 1 + \frac{\sqrt{2}\,FM^2_{V^0}}{4\pi\alpha}$ $\left.\begin{matrix} R(\rho) = 1{,}8 \pm 0{,}4 \\ R(\varphi) = 0{,}78 \pm 0{,}12 \end{matrix}\right\}$ Дальнейший прогресс в повышении точности при измерении R возможен в специальных опытах (одновременное измерение на одной и той же установке вероятностей $V^0 \to \mu^+\mu^-$; e^+e^--распадов)	$F(\rho) \leqslant 1{,}6 \cdot 10^4$ G $F(\varphi) \leqslant 2{,}4 \cdot 10^3\,G$	$F \leqslant 500\,G$
Электромагнитный процесс + Аномальный процесс	12. Тормозное излучение мюонов и фоторождение мюонных пар. В этих опытах ограничения на F, по-видимому, были невелики, так как в большинстве из них нуклонам ядер передавались малые импульсы. Однако в этих опытах проверяется КЭД лептонных пропагаторов	$\Lambda > 2{,}3$ *Гэв*	$\Lambda > (30 \div 40)$ *Гэв* [48]
Электромагнитный процесс + Аномальный процесс	В. Нейтральный векторный бозон взаимодействует с мюонами и мюонными нейтрино: $L = \sqrt{4\pi} f (\bar{\mu}\gamma_\alpha\mu + \bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha\nu_\mu) B^0_\alpha$, $f_{\mu\mu B} \neq 0$; $f_{\nu_\mu\nu_\mu B} \neq 0$; $f_{NNB} = f_{eeB} = f_{\nu_e\nu_e B} = 0$. При этом удается избежать трудностей с нарушением универсальности в слабых взаимодействиях [3, 6]		

Таблица 5 (окончание)

	Варианты модели и основные процессы [3, 4, 6]	Ограничения на константу аномального взаимодействия F (95%-ная достоверность)	
		существующие сейчас	близкие перспективы
$\frac{F}{\sqrt{2}}=\frac{4\pi f_{\nu_\mu \nu_\mu B'} f_{\mu\mu B}}{M_B^2}$ $\frac{G}{\sqrt{2}}=\frac{4\pi q^2}{M_W^2}$ Слабый процесс Аномальный процесс	13. Тогда, кроме 1—6, будет иметь место также следующий процесс. Аномальное взаимодействие мюонного нейтрино в реакции $\nu_\mu + Z \to \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + Z$	$F \leqslant 20\ G$ [50]	$F < G$
	Г. Нейтральный векторный бозон взаимодействует с мюонами, мюонными нейтрино и адронами $f_{\mu\mu B} \neq 0$; $f_{\nu_\mu \nu_\mu B} \neq 0$; $f_{NNB} \neq 0$; $f_{eeB} = 0$; $f_{\nu_e \nu_e B} = 0$		
$f_{\nu_\mu \nu_\mu B}$ B_0 f_{NNB}	14. Тогда, кроме процессов 1—6, 8—13, имеет также место следующий процесс: $\nu_\mu + N \to \nu_\mu +$ адроны (аномальные нейтральные токи). Возможно, что нейтральные токи обнаружены в недавних нейтринных опытах с сечениями 0,1—0,4 от сечений обычного слабого процесса $\nu_\mu + N \to \mu^- +$ адроны [33, 51]. Очень важно провести эксперимент по поискам нейтральных токов также в опытах с электронным нейтрино, чтобы понять, является ли существование таких токов общим свойством слабых взаимодействий или именно здесь нарушается универсальность мюонных и электронных лептонов	$F \leqslant (0{,}3 \div 0{,}6)\ G$	
	Д. Нейтральные лептонные токи (см. [42]). Из опытов на встречных пучках $e^+e^- \to e^+e^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ могут быть получены ограничения на константы аномальных взаимодействий $\frac{F_{ee}}{\sqrt{2}}(\bar{e}\gamma_\alpha e)(\bar{e}\gamma_\alpha e)$ и $\frac{F_{e\mu}}{\sqrt{2}}(\bar{\mu}\gamma_\alpha \mu)(\bar{e}\gamma_\alpha e)$.	$F_{ee} \leqslant 50G$ $F_{e\mu} \leqslant 10G$	$F \leqslant G$
	Из данных по $(g-2)_\mu$ (табл. 3) получаются ограничения на константы токов $(F_{e\mu}/\sqrt{2})(\bar{\mu}\gamma_\alpha \mu)(\bar{e}\gamma_\alpha e)$ и $(F_{\mu\mu}/\sqrt{2})(\bar{\mu}\gamma_\alpha \mu)(\bar{\mu}\gamma_\alpha \mu)$	$\left.\begin{matrix} F_{e\mu} \\ F_{\mu\mu} \end{matrix}\right\} \leqslant 50G$	$F \leqslant (10 \div 20)\ G$

Так, опыты по $(g-2)_\mu$ обладают высокой чувствительностью к модификации фотонного пропагатора и к возможности существования мюонного форм-фактора и почти нечувствительны к нарушениям КЭД лептонного пропагатора. В то же время измерение тормозного излучения мюонов позволяет исследовать как раз этот тип отступлений от квантовой электродинамики. Аномальное мюонное взаимодействие, в котором участвуют мюоны и адроны, может заметно проявляться в μ-N-рассеянии или в опытах по образованию мюонных пар адронами и очень слабо скажется в реакции $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, в то время как структура мюонов [т. е. форм-фактор $G_\mu(q^2)$] могла бы проявиться во всех этих процессах. Нельзя исключить также возможность взаимной компенсации различных явлений, например, нарушений КЭД типа модификации фотонного пропагатора и аномального мюонного взаимодействия с полем нейтральных векторных бозонов и т. д.

2. Интересно рассмотреть более общий феноменологический вид аномального мюонного взаимодействия

$$\frac{F_i}{\sqrt{2}}(\bar{\mu}O_i\mu)(\bar{\mu}O_i\mu) \tag{2}$$

(чистомюонное аномальное взаимодействие) или

$$\frac{F_i}{\sqrt{2}}(\bar{\mu}O_i\mu)(\bar{N}O_iN) \tag{3}$$

(мюон-адронное аномальное взаимодействие), где $i = S, V, T, A, P$; $O_S = 1$; $O_V = \gamma_\mu$; $O_T = \sigma_{\mu\nu}$; $O_A = \gamma_\mu\gamma_5$; $O_P = \gamma_5$. Возможно также, что аномальное взаимодействие не сохраняет четность, и тогда оно может быть записано в виде

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[(F_SSs + F'_SSp) + (F_PPp + F'_PPs) + (F_VVv + F'_VVa) + \\ + (F_AAa + F'_AA_v) + (F_TTt + F'_TTt^{(a)})]. \tag{4}$$

Здесь S, s, P, p и т. д.— биспинорные ковариантные комбинации фермионных полей, имеющие свойства скаляра, псевдоскаляра и т. д.

Для взаимодействия (2) некоторые оценки для верхних границ F_i из данных по аномальному магнитному моменту мюона приводится в табл. 3. Возможные поиски эффектов несохранения четности в мюон-нуклонных процессах, обусловленные взаимодействием типа (4), обсуждаются в следующем параграфе. Модели нарушения μ-e-универсальности, связанные с введением скалярных φ-мезонов в калибровочных теориях слабого и электромагнитного взаимодействия, будут рассмотрены ниже.

В работах [52] из данных по μ-мезоатомам получены ограничения для констант F_i аномального взаимодействия типа (3): $F_v + F_S < 5\cdot10^3\,G$ (сдвиг уровней в μ-мезоатомах Al); $F_s < 8\cdot10^3\,G$ (тонкое расщепление $2P$-уровней μ-мезоатомов Pb); $\left.\begin{matrix} F_A, F_T < 10^5\,G \\ F_P < 10^7\,G \end{matrix}\right\}$ (сверхтонкое расщепление уровней μ-мезоатомов тяжелых элементов).

Лучшие ограничения для F_s и F_p (примерно на уровне $F_v = F$ в табл. 4) могут быть получены, если провести специальные опыты по μp-рассеянию на большие углы при малой энергии ($E_\mu \sim 0{,}5 \div 1$ *Гэв*) [43, 53], так как для скалярного и псевдоскалярного варианта аномального взаимодействия соответствующая амплитуда падает с увеличением первичной энергии мюонов.

4. О ВОЗМОЖНЫХ ПОИСКАХ АНОМАЛЬНОГО МЮОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, НЕ СОХРАНЯЮЩЕГО ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ЧЕТНОСТЬ, В ГЛУБОКО НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ

Пусть аномальное мюон-нуклонное взаимодействие имеет вид произведения нейтральных адронных и лептонных токов [54]

$$L = \frac{G_0^{(\mu)}}{\sqrt{2}} \bar{\mu}\gamma_\alpha (g_V + g_A\gamma_5) \mu J^0_{\alpha\,\text{адрон}}. \tag{5}$$

Следует иметь в виду, что взаимодействие типа (5) может быть специфическим для мюонов и не проявляться в процессах с другими лептонами (ν, e) [2]. Однако оно может иметь и более общую природу, как, например, имеет место для калибровочных моделей слабого взаимодействия, в которых предполагается существование нейтрального Z^0-бозона и нейтральных токов.

Так, в модели Вайнберга [55] величина константы взаимодействия $G_0^{(\mu)} = G = 10^{-5}/M_p^2$; $g_A = \frac{1}{\sqrt{2}}$; $g_V = \frac{1}{\sqrt{2}}(4\cos^2\vartheta_W - 1)$; ($\vartheta_W$ — угол Вайнберга). В модели Ли — Прентки — Зумино [56], в которой отсутствуют нейтральные токи нейтрино, $G_0^{(\mu)}$ может быть существенно больше G и является свободным параметром теории. В скалярных моделях величина $G_0^{(\mu)}$ может быть весьма велика, например в простейшей модели Таникава — Ватанабе — Шабалина $G_0^{(\mu)} > 200\,G$ [57] [3].

Рассмотренные выше экспериментальные данные по $(g-2)_\mu$ и проверка μ-e-универсальности в опытах по рассеянию мюонов накладывают на постоянную $G_0^{(\mu)}$ довольно слабое ограничение, которое не является очень определенным и лежит в пределах от 100 до 1000 G (рис. 1). Если взаимодействие (5) существует, то амплитуда глубоко неупругого μ-N-рассеяния может быть представлена как сумма электромагнитной и аномальной амплитуды (см. рис. в табл. 4), в результате интерференции которых дифференциальное сечение неупругого μ^-N-взаимодействия имеет вид [54]

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2\,d\nu} = \left(\frac{d^2\sigma}{dQ^2\,d\nu}\right)_{\text{эл. магн}} \left\{1 + \frac{9\sqrt{2}}{20\pi\alpha} G_0^{(\mu)} Q^2 \left[g_V G_V + g_A G_A \frac{(E^2 - E'^2)}{(E^2 + E'^2)}\right] - \right.$$
$$\left. - \frac{9\sqrt{2}}{20\pi\alpha} G_0^{(\mu)} Q^2 S_\mu \left[g_V G_A \left(\frac{E^2 - E'^2}{E^2 - E'^2}\right) + g_A G_V\right]\right\}. \tag{6}$$

Здесь $G_{A,V}$ связаны с аксиальными и векторными константами партонных нейтральных токов; S_μ — продольная поляризация мюонного пучка; константы $g_{A,V}$, $G_{A,V} \sim 1$ и зависят от конкретной модели. Эта формула соответствует усреднению по протону и нейтрону (т. е. относится к ядерной мишени) и справедлива для области $x = 1/\omega = Q^2/2M_N\,\nu > 0{,}3 \div 0{,}5$.

Как видно из (6), сечение процесса зависит от направления и величины продольной поляризации мюонов, причем относительная величина этого

---

[2] В этом случае оно является обобщением модели аномального взаимодействия с полем нейтральных векторных бозонов B^0, в котором мюонный и адронный токи содержат также и аксиальные члены.

[3] Любопытно отметить, что в нуклон-нуклонных взаимодействиях малых энергий наблюдаемые эффекты несохранения четности имеют величину, которая может существенно превышать теоретические оценки для слабых взаимодействий. Так, измерения группы В. М. Лобашова [58] для реакции $np \to \gamma d$ привели к величине круговой поляризации γ-квантов $p_\gamma = -(1{,}30 \pm 0{,}45)10^{-6}$, в то время как теоретические оценки дают величину от 10^{-7} до 10^{-9} [59]. Поэтому, вне зависимости от конкретных моделей поиски эффектов несохранения четности в области больших переданных импульсов представляются весьма интересными.

эффекта растет с ростом квадрата переданного импульса Q^2. Таким образом, опыты с мюонными пучками с различной спиральностью открывают возможность поисков эффектов несохранения четности, обусловленных взаимодействием типа (5).

Предлагалось также искать другие проявления этого взаимодействия: а) разность сечений рассеяния μ^+- и μ^--мезонов на нуклонах, связанную с нарушением С-инвариантности; б) нарушение скейлинговой зависимости сечений глубоко неупругого рассеяния от переменной $\omega = 2M_p\nu/Q^2$, характерной для чистоэлектромагнитного процесса, из-за влияния интерференционных членов, пропорциональных Q^2 [60].

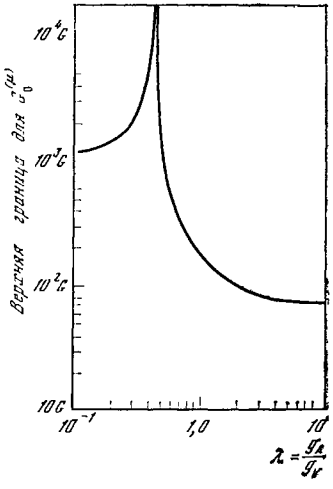


Рис. 1. Верхняя граница для константы взаимодействия $(G_0^{(\mu)}/\sqrt{2})\,\bar{\mu}\gamma_\alpha(g_v + g_A\gamma_5)\mu\cdot B_\alpha^0$ из данных по аномальному магнитному моменту мюона.

При этом введена нормировка $|g_v|^2 + |g_A|^2 = 1$, $\lambda = g_A/g_v$. Рисунок не учитывает данные, внесенные при корректуре (см. табл. 3)

Для проведения опытов с пучками мюонов с разной поляризацией и одинаковыми энергиями требуется осуществить специальное формирование мюонного пучка. С помощью мюонного канала 70 *Гэв* ускорителя ИФВЭ были получены пучки мюонов с разными спиральностями со средним импульсом около 20 *Гэв/с*. Эти пучки формировались при распаде π-мезонов с импульсом 40 *Гэв/с* (отбиралась мягкая часть мюонного спектра, соответствующая вылету мюонов назад в системе покоя пионов, т. е. с отрицательной продольной поляризацией мюонов в лабораторной системе координат, л.с.к.) и с импульсом 28 *Гэв/с* (отбиралась жесткая часть мюонного спектра; положительная поляризация мюонов в л.с.к.). Измерения показали, что средняя величина разности продольных поляризаций этих двух мюонных пучков $\langle S_\mu(\rightarrow) - S_\mu(\leftarrow)\rangle$ составляет $\simeq 1$. На ускорителе с энергией 400 *Гэв* (*NAL*, Батавия) этим методом могут быть получены пучки мюонов с разной спиральностью с импульсом более 100—150 *Гэв/с*.

Таким образом, эксперименты по измерению разности сечений взаимодействий мюонов с разной спиральностью в области глубокой неупругости оказываются вполне реальными. Для упрощения опыта можно не измерять переданный импульс, а только задавать область больших Q^2, отбирая события, соответствующие большим углам рассеяния мюонов. В настоящее время подобный эксперимент ставится на ускорителе ИФВЭ. Получен предварительный результат: $G_0^{(\mu)} = (+4 \pm 12)\,G^4$.

При энергии мюонов около 100 *Гэв/с* чувствительность подобных опытов еще более повысится (до $G_0^{(\mu)} \simeq 0{,}2 \div 1{,}0 \cdot G$), так как возрастает эффективная

[4] Труды международной конференции в Палермо (июнь, 1975 г.).

область переданных импульсов. Кроме того, может быть увеличена толщина мишени. Поэтому станет возможным не только проводить поиски аномальных мюонных процессов, но и изучать калибровочные модели электромагнитных и слабых взаимодействий. Такие исследования приобретают теперь особый интерес в связи с последними данными о нейтральных токах в нейтринных опытах [51].

5. О НАРУШЕНИИ μ-e-УНИВЕРСАЛЬНОСТИ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Различия между мюонами и электронами могли бы быть связаны со свойствами слабых взаимодействий, которые для разных типов лептонов могут обрезаться при разных импульсах, по-разному модифицировать формфакторы этих частиц на малых расстояниях и вносить различные поправки к затравочным массам мюона и электрона. В такой схеме в принципе может быть удалось бы объяснить большую разность масс m_μ и m_e.

Хотя эксперименты свидетельствуют о μ-e-универсальном характере слабых взаимодействий (см. табл. 1), необходимо, однако, провести существенно более точные и более разнообразные проверки этой симметрии. В частности, весьма интересным оказывается вопрос о возможных типах взаимодействий между нейтрино.

Как было показано в [61], существующие экспериментальные данные накладывают очень слабые ограничения на значения констант $\nu\nu$-взаимодействий.

1. Предполагается существование прямого $\nu\nu$-взаимодействия вида $L_{\nu\nu} = F(\bar{\nu}\gamma_\alpha\nu)(\bar{\nu}\gamma_\alpha\nu)$. Ограничения на константы $\nu\nu$-взаимодействий $F = F_{\nu_e\nu_e}$; $F_{\nu_\mu\nu_\mu}$; $F_{\nu_\mu\nu_e}$ получены из анализа следующих процессов:

а) поиски $K^+ \to \mu^+\nu_\mu\nu\tilde{\nu}$-распада (рис. 2, *а*):

$$\frac{\Gamma(K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \nu + \tilde{\nu})}{\Gamma(K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu)} = 3{,}4\cdot 10^{-16}\left(\frac{F}{G}\right)^2 < 1\cdot 10^{-5} \text{ [62]}.$$

Отсюда

$$\left.\begin{matrix} F_{\nu_e\nu_\mu} \\ F_{\nu_\mu\nu_\mu} \end{matrix}\right\} \leqslant 2\cdot 10^5 G;$$

б) поиски реакции $\nu_\mu + p \to \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu$ (рис. 2, *б*) (кажущееся нарушение сохранения лептонного заряда: $\nu_\mu \to \mu^+\ldots$): $F_{\nu_\mu\nu_\mu} < 2\cdot 10^6\, G$.

Этот предел может быть заметно улучшен [до величины $(10^4 - 10^5)\, G$] в опытах с квазимонохроматическими пучками мюонных нейтрино ν_μ, в которых примесь антинейтрино $\tilde{\nu}_\mu$ будет существенно уменьшена (т. е. будет снижен уровень фона);

в) поиски реакции $\nu_\mu + p \to e^+ + n + \nu_e + \nu_\mu$ (рис. 2, *в*) (кажущееся нарушение сохранения мюонного заряда: $\nu_\mu \to e^+\ldots$): $F_{\nu_e\nu_\mu} < 10^6\, G$.

2. Проводился также анализ более общего типа $\nu\nu$-взаимодействий $L_{\nu\nu} = F_i(\bar{\nu}O_\alpha\nu)(\bar{\nu}O_\alpha\nu)$, и было установлено, что ограничения, приведенные выше, относятся к следующим комбинациям констант:

а) для F_1, $O_\alpha = a\gamma_\alpha(1+\gamma_5) + b\gamma_\alpha(1-\gamma_5)$, $\quad F^2 \to \frac{16}{3}a^2(2a^2+b^2)F_1^2$;

б) для F_S, $\quad O_\alpha = 1$ и F_p, $\quad O_\alpha = \gamma_5$, $\quad F^2 \to \frac{1}{8}F_{S,P}^2$;

в) для F_T, $O_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}$, $\quad F^2 \to 6F_T^2$.

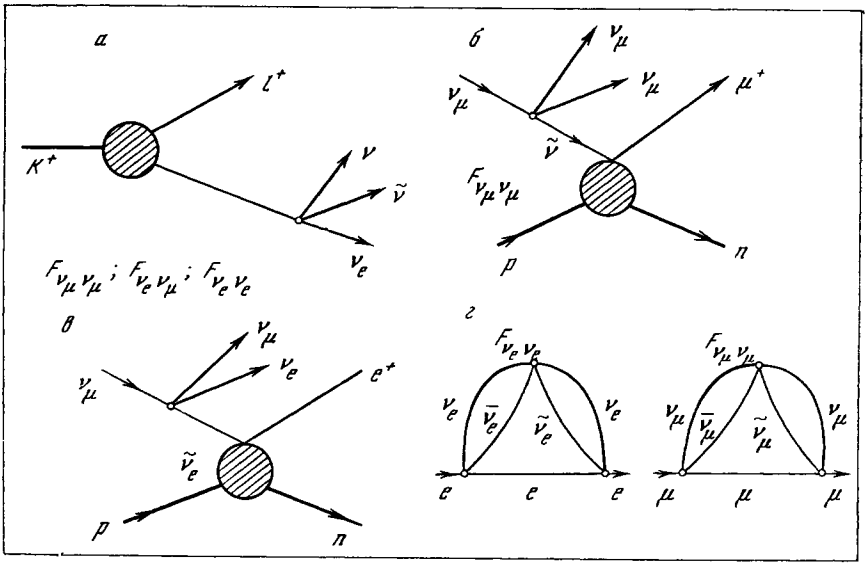


Рис. 2. Возможное проявление νν-взаимодействий (табл. 5)

а — $K^+ \to l^+\nu_l\tilde{\nu}\nu$-распад; *б* — реакция $\nu_\mu p \to \mu^+ n \nu_\mu \nu_\mu$; *в* — реакция $\nu_\mu p \to e^+ n \nu_e \tilde{\nu}_\mu$; *г* — диаграммы, определяющие разность масс мюонов и электронов, обусловленную нарушением μe-универсальности в νν-взаимодействиях, т. е. $F_{\nu_\mu\nu_\mu} \neq F_{\nu_e\nu_e}$

А между тем в нелокальной теории слабых и электромагнитных процессов именно νν-взаимодействия приводят к нарушению μ-*e*-универсальности и при некоторых условиях могут объяснить различие в массах мюона и электрона [63].

В рассматриваемой нелокальной теории предполагается, что источником нелокальности служат взаимодействия заряженных и нейтральных полей (фотонов и нейтрино). Масса нейтрино постулируется равной нулю: $m_{\nu_\mu} = m_{\nu_e} = 0$. Как было установлено в работах [63], в такой нелокальной модели удается получить матрицу рассеяния, конечную в каждом приближении и удовлетворяющую всем основным требованиям современной теории. При этом в лагранжиане возникают добавочные члены, соответствующие контактным $\nu_e\nu_e$-, $\nu_\mu\nu_\mu$- и $\nu_e\nu_\mu$-взаимодействиям с константами $F_{\nu_e\nu_e}$, $F_{\nu_\mu\nu_\mu}$ и $F_{\nu_e\nu_\mu}$. Добавочные νν-члены неинвариантны относительно преобразования $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$, т. е. нарушают μ-*e*-универсальность [5]. Оказывается, что эти нарушения очень различаются между собой в различных моделях слабого взаимодействия:

а) четырехфермионное слабое взаимодействие без промежуточных бозонов

$$\frac{F_{\nu_e\nu_e}}{F_{\nu_\mu\nu_\mu}} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \simeq 10^{-4} \tag{7}$$

(сильное нарушение μ-*e*-универсальности в νν-взаимодействии);

[5] Так как в рассматриваемой нелокальной модели слабых взаимодействий нейтрино является выделенной частицей — «носителем нелокальности», то νν-взаимодействия находятся в особом положении и соответствующие константы могут быть достаточно велики.

б) слабое взаимодействие с промежуточным W-бозоном

$$\frac{F_{\nu_e\nu_e}}{F_{\nu_\mu\nu_\mu}} \simeq 1 + \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{3M_W^2} \tag{8}$$

(слабое нарушение μ-e-универсальности в $\nu\nu$-взаимодействиях).
Проводились соответствующие расчеты для разности масс мюонов и электронов. Эта разность масс обусловлена вкладом диаграмм на рис. 2, *г*. Оценки показали, что

$$m_\mu^2 - m_e^2 \simeq \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{m_0^2 C}{l_\nu^6} [F_{\nu_\mu\nu_\mu} - F_{\nu_e\nu_e}], \tag{9}$$

где m_0 — затравочная лептонная масса; l_ν — элементарная длина, определяющая область нелокальности; C — некоторый параметр теории.

В модели четырехфермионных слабых взаимодействий без промежуточных бозонов можно получить следующие значения «слабых поправок» к массам лептонов за счет диаграмм рис. 2, *г*, $\delta m_e^2 \simeq m_e^2$; $\delta m_\mu^2 \simeq 10^4 m_e^2$. Сделав естественные предположения о параметрах модели $m_0 \simeq m_e$; $\left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right) \frac{1}{l_\nu^2} = 1$, можно найти для соответствующих констант выражения $F_{\nu_e\nu_e} = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{C}$; $F_{\nu_\mu\nu_\mu} \simeq$ $\simeq 10^4 \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{C}$. В частности, при $C \sim 1$ $F_{\nu_e\nu_e} \simeq G$; $F_{\nu_\mu\nu_\mu} \sim 10^4 G$. Эти значения констант не противоречат экспериментальным данным и являются разумными в рамках рассматриваемой теории. Таким образом, в нелокальной теории четырехфермионных слабых взаимодействий без промежуточного W-бозона можно объяснить разность масс мюона и электрона на основании предположения о сильном нарушении μ-e-универсальности в чистом $\nu\nu$-взаимодействии. Однако в модели слабого взаимодействия с промежуточным W-бозоном нарушение μ-e-универсальности очень мало [см. формулу (8)], и подобное объяснение является, по-видимому, несостоятельным.

Для экспериментального прояснения ситуации представляются очень интересными дальнейшие поиски распадов $K \to \mu\nu_\mu\nu_\mu\tilde{\nu}_\mu$ [62]: как видно из сказанного выше, увеличение чувствительности опытов примерно на два порядка уже позволило бы обнаружить $\nu_\mu\nu_\mu$-взаимодействие с константой $F_{\nu_\mu\nu_\mu} \sim 10^4\, G$, если такое взаимодействие существует.

Большой интерес представляют также новые более точные нейтринные эксперименты тех типов, которые были рассмотрены выше.

6. О ВОЗМОЖНЫХ ПОИСКАХ АНОМАЛЬНЫХ МНОГОФЕРМИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ПЕРВИЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Рассмотрим модели, в которых аномальное мюонное взаимодействие очень мало при низкой энергии, но сильно растет с ее увеличением и может проявляться в каких-то новых явлениях в области высоких и сверхвысоких энергий. Именно такими свойствами обладают, например, многофермионные процессы (см. [64] и ссылки там). В многофермионных взаимодействиях могут участвовать различные типы частиц (мюоны, электроны, нейтрино, барионы). Однако в рамках проблемы μ-e-универсальности особенно интересно рас-

смотреть случай, когда такими взаимодействиями обладали бы только мюоны (или мюонные лептоны). При этом аномальное взаимодействие проявилось бы в процессах образования многомюонных ливней, вызываемых мюонами (а может быть, также и мюонными нейтрино) в кулоновском поле ядер. Если в многофермионных взаимодействиях участвуют, например, мюоны и адроны, то в μ-N-соударениях (а возможно, и в NN-соударениях) также могут генерироваться мюонные ливни.

Эффективный лагранжиан многофермионного взаимодействия имеет вид

$$H = G_n (\bar{u}u)^{n/2} \quad (n = 4,\ 6,\ 8...). \tag{10}$$

Размерности плотности лагранжиана, фермионного поля и константы взаимодействия равны соответственно ($\hbar = C = 1$)

$[H] = [E]/[L]^3 = [E^4]$; $[u] = [L]^{-3/2} = [E]^{3/2}$, $[G_n] = [E]^{(4-3/2\cdot n)}$

Сечение многофермионного процесса из размерных соображений должно иметь вид

$$\sigma_n = f_n G_n^2 S^{\left(\frac{3n}{2} - 5\right)} \tag{11}$$

(f_n — безразмерная постоянная).

Сечение σ_n быстро возрастает до унитарного предела $\sigma_{\text{унит}} = 4\pi/S$, который достигается при $S_n = \left[\frac{4\pi}{f_n G_n^2}\right]^{-\left(\frac{3n}{2} - 4\right)}$. Поэтому σ_n можно записать в виде

$$\sigma_n = \frac{4\pi}{S} (S/S_n)^{\left(\frac{3}{2}n - 4\right)}. \tag{12}$$

Вблизи унитарного предела вид многофермионного взаимодействия должен меняться.

Анализ, проведенный в [64], показал, что если многофермионное взаимодействие носит локальный характер и лептоны участвуют в нем четырехкомпонентным образом, то полное число одинаковых лептонов в конечном состоянии (например, μ^+) должно быть не более четырех, т. е. возможны процессы $\mu^+ + \ldots \to 2\mu^+\mu^- \ldots$; $\to 3\mu^+2\mu^- \ldots$; $\to 4\mu^+3\mu^- + \ldots$[6].

Рассмотрим несколько примеров многофермионных процессов. Если во взаимодействиях такого типа участвуют только адроны и мюоны, то мюонные ливни могут образовываться в реакциях

$$\mu^\pm N \to \mu^\pm 3\mu^+ 3\mu^- N \quad (n = 10), \tag{13}$$

$$\to \mu^\pm 2\mu^+ 2\mu^- N \quad (n = 8), \tag{13а}$$

$$\to \mu^\pm \mu^+ \mu^- N \quad (n = 6). \tag{13б}$$

Если в многофермионных взаимодействиях участвуют только одни мюоны, то возможны процессы в кулоновском поле ядер

$$\mu^\pm (\text{кулон}) \to \mu^\pm 3\mu^+ 3\mu^- (\text{кулон}) \quad (n = 8), \tag{14}$$

$$\to \mu^\pm 2\mu^+ 2\mu^- (\text{кулон}) \quad (n = 6). \tag{14а}$$

---

[6] Если лептоны входят во взаимодействие двухкомпонентным образом (V — A-вариант), то в конечном состоянии должно быть не более двух одинаковых лептонов, т. е. возможен только процесс $\mu^+ + \ldots \to 2\mu^+\mu^- + \ldots$

Если в аномальных взаимодействиях участвуют как мюоны, так и мюонные нейтрино, множественность фермионов n может быть еще более высокой.

Для процессов в кулоновском поле ядра вид сечения когерентной многофермионной реакции

$$\sigma_n\,(\text{кулон})_{\text{когер}} \simeq \text{const}\,\alpha^2 G_n^2 \left(\frac{S\Delta}{M_N}\right)^{\left(\frac{3}{2}n-5\right)} F_Z^2(\Delta^2), \tag{15}$$

где Δ — характерный переданный импульс; $F_Z(\Delta^2)$ — форм-фактор ядра с зарядом Z и атомным номером $A = 2Z$. Так как $\Delta \leqslant 1/R_{\text{ядер}} = \text{const}\, Z^{-1/3}$, то $\sigma_n\,(\text{кулон})_{\text{когер}} \sim Z^{\left(\frac{5}{3}-\frac{1}{2}n\right)}$. Поэтому когерентная генерация ливней на ядре как целом будет мала и доминирующую роль должны играть реакции в кулоновском поле отдельных нуклонов.

Оценки сечений многофермионных реакций, проведенные в [64], показывают, что для многофермионных процессов с участием нуклонов [реакции (13)] с учетом всех неупругих адронных каналов

$$\sigma_6 \sim 10^{-7} G_6^2 S^4; \qquad \sigma_8 \sim 10^{-15} G_8^2 S^7; \qquad \sigma_{10} \sim 10^{-24} G_{10}^2 S^{10}. \tag{16}$$

Для чистолептонных процессов в кулоновском поле нуклонов эти сечения следует умножить на фактор $\sim 10^{-1}\alpha^2 \sim 10^{-5}$, т. е.

$$\sigma_6\,(\text{кулон}) \sim 10^{-12} G_6^2 S^4; \qquad \sigma_8\,(\text{кулон}) \sim 10^{-20} G_8^2 S^7. \tag{17}$$

Из данных по взаимодействию мюонов космических лучей при энергии $E_\mu \to 10^3$ *Гэв* с веществом было установлено, что при этой энергии $\sigma_n \lesssim 10^{-30}$ *см*^{2} [64, 65]. Это соответствует верхним оценкам для констант многофермионных взаимодействий, приведенным в табл. 6. Специальные опыты на ускорителях и в космических лучах позволят на несколько порядков увеличить чувствительность поисков многомюонных процессов. Как видно из структуры формулы (11) для сечений, увеличение первичной энергии мюонов оказывается более существенным для поисков многофермионных взаимодействий, чем увеличение интенсивности мюонных потоков. Поэтому поиски многофермионных процессов — одна из немногих областей, где опыты в космических лучах с успехом могут конкурировать с экспериментами на ускорителях.

Вообще стоит отметить, что в процессе космического эксперимента крупного масштаба через установку может быть пропущено несколько миллионов мюонов с энергией, превышающей возможности самых больших из существующих ускорителей, и следует подумать, какие опыты с ними могли бы быть существенными.

Многофермионные процессы — это один из примеров аномального взаимодействия, растущего с энергией. В работах [5, 14] обсуждались другие возможные механизмы, которые приводят к значительному росту сечений образования мюонных пар мюонами с увеличением энергии последних [7]. Мюонные ливни могли бы возникать также в нуклон-нуклонных соударениях, например, при образовании пар тяжелых лептонов и их последующих распадах, или в процессах образования кварков, распадающихся затем по лептонным каналам с нарушением сохранения барионных зарядов (Пати и

---

[7] В этих моделях в лагранжиан аномального взаимодействия входят производные полей нейтральных бозонов.

Таблица 6

Возможности будущих экспериментов по поискам многомюонных ливней на ускорителях и в космических лучах и ограничения на константы многофермионных взаимодействий

А. Возможности экспериментов на мюонных пучках больших ускорителей

$E_\mu = 250$ *Гэв/с* (400 *Гэв* ускоритель NAL, Батавия), полный поток мюонов за время опыта (2—5) 10^{11}, толщина мишени (2,5—5) 10^{27} *нукл/см*^{2}. Может быть получен предел по сечению многомюонного процесса $\sigma_n \leqslant 10^{-39}$ *см*^{2}

Б. Возможности экспериментов с мюонами космических лучей

Параметры установки: $\Omega S \simeq 10$ *м*$^2\cdot$*стер*; толщина мишени $\simeq 10$ *м* железа ($5\cdot10^{27}$ *нукл/см*^{2}); время измерений $\sim 5\cdot10^7$ *сек* Интегральный спектр горизонтальных мюонов высоких энергий: для $2\cdot10^2 \leqslant E_\mu \leqslant 3\cdot10^3$ *Гэв* $T(>E_\mu) = 10^{-5}\cdot\left(\frac{E_\mu[\text{Гэв}]}{100}\right)^{-2,1\pm0,15}$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}$ [65] Предполагается, что мюонный спектр имеет такой же вид и при $E_\mu > 3\cdot10^3$ *Гэв*	Энергия мюонов, *Гэв*	Верхние границы σ_n, (90%-ная достоверность), *см*^{2}	Полные потоки мюонов, которые пройдут через установку за время опыта
	200—500	$4\cdot10^{-35}$	$1\cdot10^7$
	500—1000	$4\cdot10^{-34}$	$1\cdot10^6$
	1000—2000	$2\cdot10^{-33}$	$3\cdot10^5$
	2000—3000	$8\cdot10^{-33}$	$6\cdot10^4$
	3000—4000	$2\cdot10^{-32}$	$2\cdot10^4$
	4000—5000	$6\cdot10^{-32}$	$8\cdot10^3$
	5000—10 000	$4\cdot10^{-32}$	$1\cdot10^4$
	>10 000	$2\cdot10^{-31}$	$3\cdot10^3$

В Ограничения на константы взаимодействия многофермионных процессов G_n

	Для мюон-барионных процессов (13)			Для чисто-мюонных процессов в кулоновском поле ядер (14)	
	G_6	G_8	G_{10}	G_6	G_8
Ограничения из уже существующих космических данных ($\sigma_n \lesssim 10^{-30}$ *см*^{2} при $E_\mu \sim 10^3$ *Гэв*)	$4\cdot10^{-5}/M_p^5$	$4\cdot10^{-6}/M_p^8$	$2\cdot10^{-3}/M_p^{11}$	$2\cdot10^{-2}/M_p^5$	$1\cdot10^{-3}/M_p^8$
Ограничения, которые могут быть получены из будущих опытов в космических лучах					
в области энергий $E_\mu < 3\cdot10^3$ *Гэв*	$3\cdot10^{-7}/M_p^5$	$6\cdot10^{-9}/M_p^8$	$6\cdot10^{-10}/M_p^{11}$	$7\cdot10^{-5}/M_p^5$	$2\cdot10^{-6}/M_p^8$
в области всех энергий мюонов	$7\cdot10^{-8}/M_p^5$	$3\cdot10^{-10}/M_p^8$	$3\cdot10^{-12}/M_p^{11}$	$2\cdot10^{-5}/M_p^5$	$6\cdot10^{-8}/M_p^8$
Ограничения, которые могут быть получены в будущих опытах на ускорителях ($E_\mu \simeq 250$ *Гэв*; $\sigma_n \lesssim 10^{-39}$ *см*^{2})	$2\cdot10^{-3}/M_p^5$	$1\cdot10^{-8}/M_p^8$	$6\cdot10^{-8}/M_p^{11}$	$7\cdot10^{-6}/M_p^5$	$4\cdot10^{-6}/M_p^8$

Салам [66]) и т. д. Поиски всех таких процессов на ускорителях и в космических лучах представляют значительный интерес, особенно с ростом первичной энергии. В работе [67] в частности, анализируются некоторые космические данные, которые могли бы интерпретироваться как указание на возможное существование аномальных мюонных явлений при энергии $E_\mu > 10^4$ *Гэв*.

7. О ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНАХ

До сих пор мы рассматривали проблему μ-e-универсальности как явление, которое носит замкнутый характер и является следствием какой-то особой симметрии природы, приводящей к дублетному вырождению $\begin{Bmatrix}\mu\\ \nu_\mu\end{Bmatrix} \rightleftarrows \begin{Bmatrix}e\\ \nu_e\end{Bmatrix}$. Но существует и другая точка зрения, согласно которой μ, ν_μ, e, ν_e являются лишь первыми, самыми легкими членами семейства лептонов, и что лептонный мир столь же многообразен, как и мир адронов, однако явления в этом мире разыгрываются на меньших расстояниях и требуют для своего изучения больших энергий, чем достигнутые к настоящему времени. В этом смысле экспериментальная физика лептонов может быть находится примерно на том же уровне, на котором находилась физика адронов четверть века тому назад, когда энергия ускорителей составляла несколько десятков мегаэлектронвольт.

Для полного экспериментального решения проблемы возможного существования новых лептонов необходимо провести их поиски в широком диапазоне времен жизни, начиная от стабильных или долгоживущих (квазистабильных) частиц и кончая очень короткоживущими частицами. В табл. 7 представлены краткие характеристики возможных типов и свойств лептонов и систематизированы результаты по поискам этих частиц [8].

На рис. 3 даны результаты опытов группы ИФВЭ по поискам тяжелых квазистабильных лептонов [72] (табл. 7, п. Б.2). В этих опытах лептоны не были обнаружены. Были установлены верхние границы для возможных сечений их образования в определенной области масс M_L и времен жизни τ_L.

На рис. 4 показаны результаты поисков тяжелых лептонов, обладающих неминимальным электромагнитным взаимодействием типа $\lambda \frac{e}{M_L} (\overline{\psi}_e \sigma_{\mu\nu} q_\nu \psi_{e^*}) A_\mu$ (табл. 7, п. Б.5). В этих опытах тяжелые лептоны не были найдены. Были установлены верхние пределы для константы λ^2 в области масс $M_L < 2{,}2$ *Гэв*. Представлены также ограничения на λ^2, полученные из данных по аномальному магнитному моменту электронов.

Анализ возможных свойств тяжелых лептонов показывает, что экспериментальное обнаружение их (если они существуют) представляет довольно сложную задачу. Это связано с отсутствием интенсивных источников рождения тяжелых лептонов (какими являются, например для мюонов распады пионов и каонов). Кроме того, время жизни тяжелых лептонов может быть очень мало. Следует также иметь в виду, что новые лептоны могут обладать весьма большими массами. Поэтому неудивительно, что первые попытки обнаружения таких частиц не увенчались успехом. Необходим широкий фронт дальнейших экспериментов. Важнейшее значение имеет увеличение энергии ускорителей.

---

[8] Вопрос о тяжелых лептонах подробно обсуждается в [68—70], где приведена также библиография основных работ.

Таблица 7

Тяжелые лептоны

А. Возможные типы и свойства тяжелых лептонов

1. Тяжелые лептоны участвуют в минимальном электромагнитном и универсальном слабом взаимодействиях и обладают теми же значениями сублептонных чисел, что и уже известные электронные и мюонные лептоны: а) тяжелые мюоны (μ^*), электроны (e^*) и нейтрино ($\nu_\mu{}^*$ и $\nu_e{}^*$) обладают теми же квантовыми числами, что и μ, e, ν_μ, ν_e; б) зеркально-заряженные мюоны и электроны-лептоны μ^{*+}, e^{*+}, и антилептоны $\tilde{\mu}^{*-}$, $\tilde{e}^{*-}$. Схемы распада: а) тяжелые мюоны и т. д. $\mu^{*-} \to \mu^- \nu_\mu \tilde{\nu}_\mu$; $e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu$; $\pi \nu_\mu \ldots$; б) зеркально-заряженные частицы: $\mu^{*+} \to \tilde{e}^+ \nu_e \nu_\mu$; $\tilde{\mu}^+ \nu_\mu \nu_\mu$; $\pi \nu_\mu \ldots$ Распады типа $\mu^* \to \mu\gamma$ идут благодаря совместному действию слабых и электромагнитных взаимодействий и дополнительно подавлены в $\sim \alpha$ раз. Прямой распад $\mu^* \to \mu\gamma$, по-видимому, невозможен из-за отсутствия неминимального электромагнитного взаимодействия. Время жизни τ_L (M_L — масса тяжелого лептона): $\tau_L \simeq 10^{-11} (M_p/M_L)^5$ *сек*

2. Тяжелые лептоны участвуют в минимальном электромагнитном и универсальном слабом взаимодействиях и обладают новым сублептонным квантовым числом ($l_\lambda \neq l_\mu$, l_e): $\lambda^\pm$, λ^0-лептоны. Схемы распада: $\lambda^\pm \to \lambda^0 \pm$ (или, наоборот, $\lambda^0 \to \lambda^\pm +$ в зависимости от масс $M(\lambda^\pm)$ и $M(\lambda^0)$. Время жизни: если $M(\lambda^0)$ очень мало (λ^0 аналогично нейтрино), то $\tau_\lambda \sim 10^{-11} (M_p/M_\lambda)^5$ *сек*. В схеме с $l_\lambda \neq l_\mu$, l_e будут существовать и стабильные лептоны (или квазистабильные в зависимости от степени сохранения l_λ). Такими частицами могут быть или λ^0 или $\lambda^\pm$. Возможно, что существуют только стабильные или квазистабильные лептоны $\lambda^\pm$ (или только λ^0). Если $\Delta = [M(\lambda^\pm) - M(\lambda^\circ)] \ll M(\lambda)$, то $\tau_\lambda \sim 10^{-11} (M_p/\Delta)^5$ *сек*, и может быть сравнительно велико даже при больших M_λ, если массы тяжелых λ^0 и $\lambda^\pm$-лептонов близки между собой

3. Тяжелые лептоны с аномальными свойствами. Некоторые примеры: а) лептоны обладают необычными значениями спина: $S = 3/2$, $5/2$ и т. д. или целые спины (в последнем случае самый легкий лептон этого типа будет стабильным или квазистабильным, если сублептонное число сохраняется не строго); б) лептоны обладают неминимальным электромагнитным взаимодействием $e^* e\gamma$ ($\mu^* \mu\gamma$) $\left(L = \lambda \frac{e}{M_L} (\overline{\Psi}_e \sigma_{\mu\nu} q_\nu \Psi_{e^*}) A_\mu\right)$, вызывающим распад $e^* \to e\gamma$, $\mu^* \to \mu\gamma$. Время жизни очень мало и зависит от λ и M_L

Б. Экспериментальные поиски тяжелых лептонов

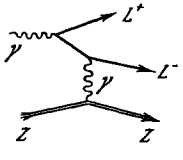
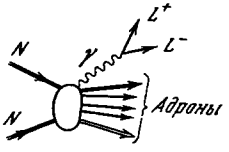
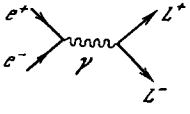
Процесс образования	Экспериментальные поиски			Перспективы
	В ряде экспериментов не найдено тяжелых квазистабильных заряженных лептонов в следующей области масс и времен жизни			
	Институт	M_L, *Гэв*	τ_L, *сек*	
1. Парное рождение тяжелых заряженных лептонов γ-квантами высоких энергий $\gamma + Z \to L^+ + L^- + Z$. Для ядер Be и $E_\gamma = 100$ *Гэв* $\sigma_{Be}(M_L = 1$ *Гэв*$) = 6 \cdot 10^{-33}$ *см*^{2} $\sigma_{Be}(M_L = 4$ *Гэв*$) = 4 \cdot 10^{-36}$ *см*^{2} 	SLAC, 1968 г.	$0{,}2 \leqslant M_L \leqslant 0{,}92$ $0{,}97 \leqslant M_L \leqslant 1{,}03$	Стабильные		Поиски фоторождения короткоживущих тяжелых лептонов (по их распадам) затруднены тяжелыми фоновыми условиями. Однако постановка таких опытов планируется на ускорителе NAL (Батавия, США)
		$0{,}2 \leqslant M_L \leqslant 0{,}48$ $0{,}50 \leqslant M_L \leqslant 0{,}86$	$\tau_L > 10^{-8}$	
		$0{,}2 \leqslant M_L \leqslant 0{,}46$ $0{,}55 \leqslant M_L \leqslant 0{,}70$	$\tau_L > 5 \cdot 10^{-9}$	
	ФИАН, 1959 г.	$0{,}003 \leqslant M_L \leqslant 0{,}013$	$\tau_L > 10^{-8}$	
	ФИАН, 1960 г.	$0{,}001 \leqslant M_L \leqslant 0{,}013$	$\tau_L > 10^{-9}$	
	SLAC, 1963 г.	$0{,}003 \leqslant M_L \leqslant 0{,}090$	$\tau_L > 10^{-9} - 10^{-10}$	

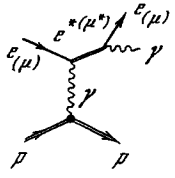
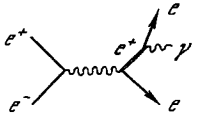
Таблица 7 (продолжение)

Б. Экспериментальные поиски тяжелых лептонов

Процесс образования	Экспериментальные поиски	Перспективы
2. Парное рождение тяжелых лептонов в виртуальных электромагнитных процессах в адронных соударениях. Для PN-взаимодействий $PN \to PNL^+L^- +$ все каналы расчеты сечений основаны на экспериментальных данных по образованию мюонных пар с большой эффективной массой при $E_p = 20—30$ *Гэв*. Для протонов с энергией $E_p = 70$ *Гэв* [72] $\sigma(M_L = 1$ *Гэв*$) = 3 \cdot 10^{-34}$ *см*^{2}, $\sigma(M_L = 4$ *Гэв*$) = 2 \cdot 10^{-37}$ *см*^{2} 	Проводились поиски тяжелых квазистабильных заряженных лептонов в PN-соударениях при $E_p = 70$ *Гэв* (ИФВЭ, 1972 г.) [72]. Тяжелые лептоны не обнаружены, и установлены верхние границы для возможных сечений их образования. Результаты этого эксперимента совместно с данными по образованию мюонных пар в нуклон-нуклонных взаимодействиях показывают, что не существует тяжелых лептонов с массами от $M_L = 0{,}55$ *Гэв* ($\tau_L > 7 \cdot 10^{-10}$ *сек*) до $M_L = 4{,}5$ *Гэв* ($\tau_L > 3 \cdot 10^{-8}$ *сек*) (см. рис. 3)	В PN-соударениях, по-видимому, реализуются оптимальные условия для поисков стабильных и квазистабильных лептонов в широком интервале масс. С ростом энергии ускорителей возможны поиски квазистабильных лептонов в области бо́льших масс и с временами жизни $>10^{-9}—10^{-10}$ *сек*. Поиски короткоживущих лептонов (по продуктам их распадов) очень затруднены фоном адронных процессов, хотя в принципе они возможны (например, в опытах на встречных протон-протонных пучках, путем регистрации мюон-электронных пар, образующихся при распаде L^+, L^- — лептонов)
3. Рождение тяжелых лептонов на встречных e^+e^--пучках $e^+e^- \to L^+L^-$. Сечение этой реакции $\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-32}$ *см*$^2/E^2$ ($2E$ — полная энергия в *Гэв*) 	Проводились поиски $\mu^\pm e^\pm$-пар, образующихся при распаде L^+, L^--лептонов (ADONE, 1970—1973 гг.). Энергия встречных пучков $2E = 1{,}2 \div 3{,}0$ *Гэв*. Не найдено тяжелых лептонов, которые участвуют в универсальных слабых взаимодействиях с лептонами и адронами, до массы $M_L \leqslant 1{,}0$ *Гэв* или тяжелых лептонов, взаимодействующих универсальным образом только с лептонами до массы $M_L \leqslant 1{,}45$ *Гэв* (95%-ный уровень достоверности) [73]	В ближайшем будущем планируются опыты в области масс лептонов до нескольких гигаэлектронвольт

4. Распады частиц. При исследовании продуктов распада K- и π-мезонов тяжелые лептоны не обнаружены. Из экспериментальных данных по K, π-распадам следует, что массы всех лептонов, участвующих в универсальных слабых взаимодействиях и входящих в слабый ток вместе с нейтрино с нулевой или очень малой массой, должны превышать массу K-мезона ($M_L < M_K$). Однако из анализа спектров масс $\pi^\pm\mu^\pm$-состояний (в $K_L^0 \to \pi\mu\nu$-распадах и нейтринных реакциях) и $\mu\gamma$-состояний (нейтринные и мюонные неупругие процессы) Рамм [74] сделал вывод о существовании заряженных и нейтральных лептонов с $M_L = 0{,}43$ *Гэв* и $\tau_L < 10^{-12}$ *сек*. Экспериментальная обоснованность «лептона Рамма» недостаточна. Его данные находятся в противоречии с результатами других исследований (например, с данными [75]).

Таблица 7 (продолжение)

Процесс образования	Экспериментальные поиски: реакция	работа	исследуемый интервал масс, *Гэв*	ограничения на λ в этом интервале	Перспективы
Поиски лептонов с неминимальным электромагнитным взаимодействием $e^* \to e\gamma$; $\mu^* \to \mu\gamma$. Тип взаимодействия $L = \lambda \frac{e}{M_L}\left(\overline{\Psi}_e \sigma_{\mu\nu} q_{\nu e^*}\right) A_\mu$ Процессы образования а) $e(\mu) + p \to e^*(\mu^*) + p$, $e^*(\mu^*) \to e(\mu) + \gamma$  б) $e^+e^- \to e^+ + \tilde{e}$; $e^* \to e + \gamma \to \mu^* + \tilde{\mu}$; $\mu^* \to \mu + \gamma$ 	$e^-p \to e^{*-}p$; $e^{*-} \to e^-\gamma$	Orsay, 1965 г.	$0{,}12 \leqslant M_L \leqslant 0{,}57$	$1 \cdot 10^{-2} \div 1{,}5 \cdot 10^{-1}$	Данные по аномальному магнитному моменту электронов и мюонов позволяют получить следующие ограничения для квантовых чисел тяжелых лептонов с неминимальным взаимодействием $\lambda^2 \ln\left(\frac{\Lambda}{M_L}\right) \leqslant 3 \cdot 10^{-4}$ (см также рис. 4). Кроме того, эти данные позволяют исключить существование легких точечных частиц (лептонов) со следующими значениями спина и массы [77]: $S = 0$, $M_L < 2{,}5$ *Мэв*; $S = 1/2$, $M_L < 24$ *Мэв*; $S = 1$, $M_L < 100$ *Мэв*
		DESY, 1965 г.	$0{,}5 \leqslant M_L \leqslant 1{,}1$	$1{,}4 \cdot 10^{-2} \div 2{,}5 \cdot 10^{-2}$	
		CEA, 1966 г.	$0{,}3 \leqslant M_L \leqslant 0{,}7$	$6 \cdot 10^{-2} \div 7 \cdot 10^{-2}$	
		CEA, 1968 г.	$0{,}1 \leqslant M_L \leqslant 1{,}25$	$8 \cdot 10^{-3} \div 9 \cdot 10^{-2}$	
	$e^-C \to e^{*-}C$; $e^{*-} \to e^-\gamma$	Cornell, 1970 г.	$0{,}26 \leqslant M_L \leqslant 1{,}32$	$4{,}1 \cdot 10^{-1} \div 6{,}5 \cdot 10^{-1}$	
	$\mu Z \to \mu^* Z$; $\mu^* \to \mu\gamma$	BNL, 1969 г.	0,6		
	$e^+e^- \to e^* e$; $e^* \to e\gamma$	ADONE, 1973 г. [76]	$0{,}6 \leqslant M_L \leqslant 2{,}2$	$9 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$	
	Результаты экспериментов приведены на рис. 4				
6. Образование тяжелых лептонов в нейтринных взаимодействиях [68, 69, 78] а) тяжелые мюоны и электроны $\nu_\mu n \to \mu^{*-} p$, $\nu_\mu N \to \mu^{*-}$ + все каналы б) зеркально-заряженные мюоны и электроны: $\nu_\mu p \to \mu^{*+} n$; $\nu_\mu N \to \eta^{*+}$ + все каналы в) тяжелые нейтрино ν^* (нейтральные процессы) $\nu_\mu N \to \nu_\mu^*$ + все каналы г) λ-лептоны $\nu_\mu Z \to \mu^- \tilde{\lambda}^+ \lambda^0 Z$. Для $M_L = 1$ *Гэв*, $E_\nu \simeq 5$ *Гэв* $\sigma[\nu_\mu n(p) \to \mu^{*-}(\mu^{*+}) \cdot p(n)] = 5 \cdot 10^{-39}$ *см*^{2}, $\sigma[\nu_\mu Z \to \mu^- \tilde{\lambda}^+ \lambda^0 Z] \simeq 10^{-42}$ *см*^{2}	Получены ограничения для масс тяжелых лептонов (если вероятности их распада по каналу $\mu^* \to \mu\gamma$ малы) а) обработка данных нейтринных экспериментов ЦЕРН [78]: **$M(\mu^{*-}) > 1{,}8$ *Гэв* (90%-ная достоверность, $M(\mu^{*+}) \geqslant 2$ *Гэв*; б) эксперименты в Батавии [79]: **$M(\mu^{*+}) > 8{,}4$ *Гэв* (90%-ная достоверность) **; в) эксперименты в ЦЕРНе [80]: $M(\mu^{*+}) > 2{,}4$ *Гэв*				Нейтринные эксперименты являются очень эффективным методом поисков тяжелых лептонов типа тяжелого мюона, зарядово-зеркального тяжелого мюона и, возможно, тяжелого нейтрино. В опытах на ускорителе с энергией 400 *Гэв* (*NAL*, Батавия) можно проводить поиски тяжелых лептонов до масс 15—20 *Гэв*

Примечание. Данные, помеченные двумя звездочками, внесены при корректуре.

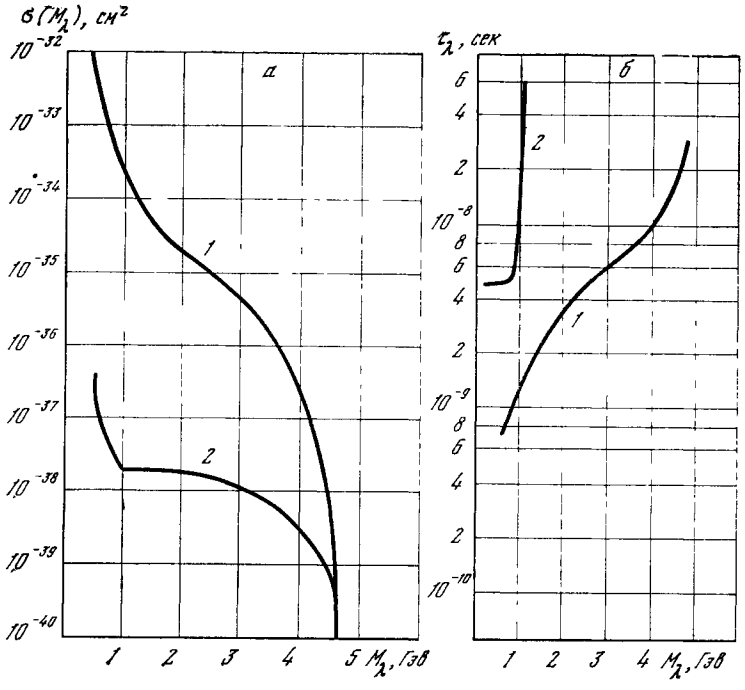


Рис. 3. Результаты экспериментов группы ИФВЭ по поискам тяжелых квазистабильных лептонов [72]

а — полные сечения образования тяжелых лептонов в pN-соударениях при энергии $E_p = 70$ *Гэв*, *1* — ожидаемые сечения $\sigma(M_L)_{теор}$, полученные на основании данных по образованию мюонных пар в нуклон-нуклонных взаимодействиях; *2* — верхние границы для полных сечений (с 90%-ной достоверностью) $\sigma(M_L)_{90\%}$, полученные из эксперимента, в предположении, что импульсный спектр лептонов описывается с помощью партонной модели; *б* — верхний предел для времени жизни тяжелых лептонов; *1* — получена путем сравнения кривых 1 и 2, рис. 1, *а*; *2*—результаты работы [71]

Для поисков долгоживущих лептонов, по-видимому, наиболее перспективны опыты на протонных ускорителях нового поколения с энергией несколько сот гигаэлектронвольт и выше (см. табл. 7, п. Б.2).

Поиски заряженных короткоживущих λ-лептонов, участвующих в слабых взаимодействиях вместе с новым типом нейтрино, в ближайшее время будут проводиться в опытах на встречных пучках (табл. 7, п. Б. 2, 3).

Для поисков тяжелых мюонов и электронов наиболее обещающими представляются нейтринные эксперименты и опыты на встречных пучках (см. табл. 7, п.Б. 3, 6). Если существуют тяжелые мюоны и электроны с немиминальными электромагнитными распадами $\mu^* \to \mu\gamma$ и $e^* \to e\gamma$, то их следует искать в нейтринных опытах, на встречных пучках, а также в новых прецезионных измерениях в пучках мюонов и электронов высоких энергий (см. табл. 7, п. Б. 3, 5, 6).

8. СКАЛЯРНЫЕ МЕЗОНЫ, ПЕРЕНОРМИРУЕМЫЕ КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И НАРУШЕНИЕ μ-*e*-УНИВЕРСАЛЬНОСТИ

В последнее время очень большое внимание привлекают к себе попытки создания новой единой перенормируемой теории слабых и электромагнитных взаимодействий (см. [55—56, 81], а также обзоры различных моделей [69,

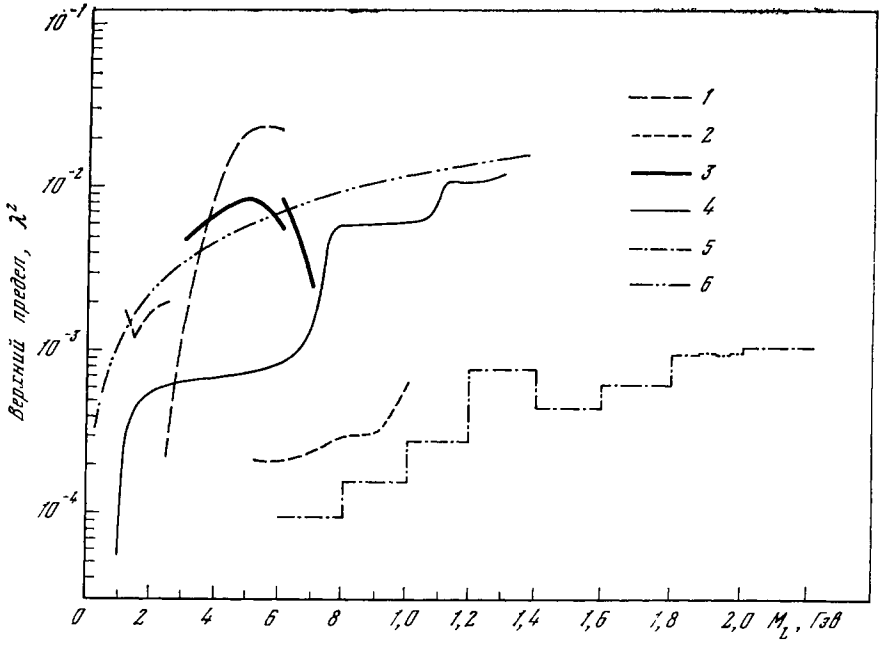


Рис. 4. Результаты поисков тяжелых лептонов, обладающих неминимальным электромагнитным взаимодействием типа $\chi \frac{e}{M_L} (\overline{\Psi}_e \sigma_{\mu\nu} q_\nu \Psi_{e^*}) A_\mu$

1 — ORSAY; 2 — DESY; 3 — CEA, 4 — CEA; 5 — ADONE; 6 — аномальный момент

82—84]). Было предложено несколько интересных и перспективных моделей подобного типа, которые позволяют устранить основные расходимости из диаграмм слабых процессов высшего порядка ценой предположения о существовании нейтральных векторных промежуточных бозонов (нейтральных токов) или (и) тяжелых лептонов. Однако при этом оказалось, что для полной компенсации расходимостей следует также ввести в теорию новый тип частиц — скалярные φ-мезоны («частицы типа Хиггса») с определенным образом выбранными константами взаимодействия: взаимодействие скалярных φ-полей с промежуточными бозонами характеризуется константой $g_{\varphi WW} \sim gM_W$, а их взаимодействие с фермионными полями — константой $g_{\varphi F\tilde{F}} < gm_{\text{фермион}}/M_W$ (где $g/M_W \sim \sqrt{G}$).

В перенормируемых калибровочных теориях слабого и электромагнитного взаимодействия скалярные мезоны являются ответственными за спонтанное нарушение калибровочной инвариантности, приводящее к появлению массы у промежуточных бозонов и у лептонов. Хотя существование по крайней мере нейтральных скалярных φ-мезонов является общей чертой всех перенормируемых теорий со спонтанным нарушением симметрий, свойства φ-частиц и, в частности, их связь с лептонами очень зависят от выбора моделей. Так, в моделях с нейтральными промежуточными бозонами типа Вайнберга — Салама $g_{\varphi\mu\tilde{\mu}} \sim gm_\mu/M_W$, $g_{\varphi e\tilde{e}} \sim gm_e/M_W$. С другой стороны, в модели Джорджи — Глешоу, где нейтральных промежуточных бозонов нет, а в теорию входят триплеты мюонных и электронных частиц (причем нейтральными компонентами триплета являются суперпозиции соответствующих нейтрино и тяжелого нейтрального лептона), константы

взаимодействия поля φ с лептонами определяются массами тяжелых мюонных и электронных лептонов M^+ и E^+: $g_{\varphi\mu\bar{\mu}} \sim gm_{\mu+}/M_W$; $g_{\varphi e\bar{e}} \sim gm_{E+}/M_W$ и могут быть довольно велики. Таким образом, введение в теорию скалярных мезонов в явном виде приводит к нарушению μ-*e*-универсальности. Может быть поэтому именно новая перенормируемая теория слабых взаимодействий и позволит понять природу «μ-*e*-проблемы» и ее связь с возможным существованием новых тяжелых лептонов.

Ниже рассматриваются возможные свойства скалярных φ-мезонов и обсуждаются процессы, в которых они могли бы проявляться.

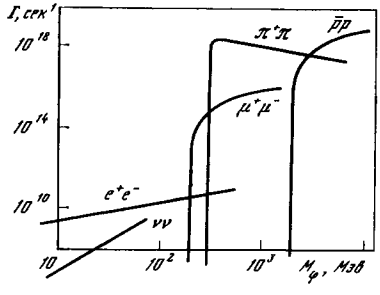


Рис. 5. Численные оценки вероятностей различных типов распада φ-мезонов в модели, где константа взаимодействия φ-мезонов с фермионами F $g_{\varphi FF} \sim \sqrt{G}m_F$ [85]

1. Скалярные мезоны в калибровочных моделях перенормируемых слабых и электромагнитных взаимодействий вызывают спонтанное нарушение калибровочной инвариантности, приводящее к появлению масс у промежуточных бозонов и лептонов. Скалярные мезоны характеризуются определенными константами связи с промежуточными бозонами и лептонами. Их существование необходимо для полной компенсации расходимостей в диаграммах слабых процессов высших порядков. В разных калибровочных моделях используются различные типы скалярных мезонов: нейтральные φ-мезоны с разными константами взаимодействий с лептонами, заряженные и даже дважды заряженные мезоны [55, 56, 69, 81—84].

2. Свойства нейтральных скалярных мезонов, взаимодействующих с фермионными полями с константой $\sim \sqrt{G}m_{\text{фермион}}$ [85] [9]:

а) вероятности распада скалярных мезонов по ряду каналов в зависимости от величины их массы показаны на рис. 5. Для достаточно массивных скалярных φ-мезонов может иметь место значительная вероятность распада с испусканием тяжелых лептонов (если последние существуют);

б) вероятность рождения φ-мезонов в различных реакциях по порядку величины может быть найдена из оценки

$$\sigma(A \to B + \varphi)/\sigma(A \to B + \gamma) \simeq \begin{cases} 10^{-4} & \text{в реакциях с адронами,} \\ 10^{-6} & \text{в реакциях с мюонами,} \\ 10^{-10} & \text{в реакциях с электронами;} \end{cases}$$

в) скалярные φ-мезоны могли бы привести к эффектам нарушения μ-*e*-универсальности при образовании $\mu^+\mu^-$- и e^+e^--пар в адронных соударениях, в упругом и неупругом μ*p*- и *ep*-рассеянии и в других близких процессах. Однако в области, доступной для измерений, ожидаемые эффекты очень малы (10^{-4}—10^{-5});

г) если масса φ-мезонов мала, то существование этих частиц могло бы проявляться в распадах *K*-мезонов.

[9] Оценки константы взаимодействия φ-мезонов с адронами очень произвольны (см. например, [55]).

Сравнение верхних пределов для распадов $K^+ \to \pi^+e^+e^-$ и $K^+ \to \pi^+\mu^+\mu^-$ с теоретическими предсказаниями для вероятностей процессов $K^+ \to \pi^+\varphi$; $\varphi \to e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ показывает, что масса φ-мезона должна быть $>2m_\pi$[10].

3. Нейтральные скалярные мезоны в модели Джорджи — Глешоу ($g_{\varphi\mu\mu} \sim \sqrt{G}\, m_{M+}$; $g_{\varphi ee} \sim \sqrt{G}\, m_{E+}$) [81, 86 — 90]:

а) из данных по аномальным магнитным моментам мюонов и электронов и из опытов со встречными электронными пучками могут быть получены некоторые ограничения на массы скалярных мезонов, тяжелых лептонов M^+ и E^+ и промежуточных бозонов [86—88]. Так, из экспериментальных данных на встречных кольцах следует, что для разных масс промежуточных бозонов можно установить следующие нижние пределы на массу скалярных φ-мезонов: $M_W = 10$ *Гэв*, $m_\varphi > 10$ *Гэв*; $M_W = 15$ *Гэв*, $m_\varphi > 6{,}5$ *Гэв*; $M_W = 20$ *Гэв*, $m_\varphi > 4{,}5$ *Гэв* [87]. Дальнейшие опыты подобного типа в модели Джорджи — Глешоу представляются перспективными:

б) из верхней границы распада $R' = \Gamma(K^+ \to \pi^+e^+e^-)/\Gamma(K^+ \to \pi^0e^-\nu) < 8\cdot10^{-6}$ в простейшей модели Джорджи — Глешоу с пятью кварками следует, что $m_\varphi > 10$ *Гэв* [89]. Однако вся эта схема на несколько порядков противоречит данным по распаду $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$: предсказанное отношение $R'' = \Gamma(K_L^0 \to \mu^+\mu^-)/\Gamma(K_L$ — все каналы$) \sim (2 \div 3)\,10^{-4}$ [89, 90], а эксперимент дает $R'' \lesssim 10^{-8}$. Для устранения этого противоречия вводят дополнительные «очарованные» кварки (модель с восемью кварками). В новой модели взаимодействие одного φ-мезона с током (n, λ) запрещено, и из данных по K-распадам нельзя получить сильные ограничения на массу скалярных бозонов (по-видимому, можно считать, что $m_\varphi > m_K$).

Из сказанного выше видно, что масса скалярных бозонов должна быть больше 0,3—0,5 *Гэв*, а их время жизни, по-видимому, лежит в пределах 10^{-15} —10^{-20} *сек*. В модели Джорджи — Глешоу, где константы взаимодействия лептонов с φ-мезонами сравнительно велики, некоторая информация о скалярных мезонах может быть получена из данных по $(g-2)_{\mu,e}$ и из опытов на встречных электронных пучках. В этих опытах φ-мезоны могут либо рождаться непосредственно резонансным образом, либо проявляться в сечении реакций $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, e^+e^- и $e^-e^- \to e^-e^-$ как отступление от предсказаний КЭД. Однако модель Джорджи — Глешоу, возможно, противоречит данным о существовании нейтральных токов в нейтринных реакциях [51] и в последнее время утратила свою популярность. В других моделях, где константы взаимодействия скалярных мезонов с лептонами пропорциональны массе лептонов и оказываются гораздо меньшими, чем в модели Джорджи — Глешоу, поиски эффектов, связанных с φ-мезонами, представляются довольно трудными.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на то что «μ-*e*-проблема» возникла уже более четверти века назад, мы очень мало продвинулись в понимании ее природы. Большие экспериментальные усилия, затраченные за этот период, не пропали, однако, даром: они привели к открытию мюонного нейтрино, установили сущест-

---

[10] Если $m_\varphi < 2m_e$, то распад φ-мезонов должен идти по каналу $m_\varphi \to 2\gamma$ с ожидаемым временем жизни $> 10^{-4}$ *сек*. Непосредственная регистрация такой частицы была бы очень затруднена. Однако поиски распадов $K^+ \to \pi^+\ldots$ с величиной энергии π-мезонов, большей, чем для процесса $K^+ \to \pi^+\pi^0$, позволили исключить существование π-мезонов с массой, меньшей нескольких десятков мегаэлектронвольт [85].

вование двух сублептонных квантовых чисел (l_e, l_μ) и позволили сказать, что если различие в массах мюонов и электронов обусловлено каким-то новым специфическим взаимодействием, то соответствующая эффективная константа может превышать константу слабого взаимодействия не более чем на три порядка. В ближайшие годы мы, по-видимому, узнаем, может ли аномальное взаимодействие характеризоваться константой, большей чем $10-100\,G$, а затем постепенно будем продвигаться к слабой константе. Особенно перспективными экспериментальными направлениями здесь представляются новые измерения аномального магнитного момента мюона и опыты с большими переданными импульсами (μ-N-рассеяние, рождение мюонных пар). Новая существенная информация о свойствах мюонов может быть получена в опытах по исследованию тормозного излучения мюонов и на электрон-позитронных встречных кольцах ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$). Очень важными направлениями являются, конечно, поиски новых явлений, связанных с мюонами — несохранение четности в μN-процессах, мюонные ливни и т. д. — и новых необычных свойств мюонов.

Возможно, что решение «μ-e-проблемы» будет найдено в новой перенормируемой модели слабых взаимодействий, которая, как мы сейчас надеемся, будет создана как единая теория слабых и электромагнитных процессов. Введение скалярных мезонов, нарушающих μ-e-универсальность, исследование свойств нейтральных токов, например $\nu\nu$-взаимодействий, вопрос о существовании тяжелых лептонов, проверка различных схем классификации лептонов и форм сохранения лептонных зарядов являются существенными чертами новой теории и потребуют для своего экспериментального выяснения проведения широкой программы поисков новых типов частиц, тщательного изучения редких и «запрещенных» слабых распадов, новых нейтринных опытов. И может оказаться, что почти сорок лет назад Андерсон и Неддермейер, открыв мюон, натолкнулись на выступающую из воды верхушку айсберга — нового мира лептонных частиц и малых расстояний.

Исследования свойств мюонов — этих может быть самых загадочных элементарных частиц — всегда находились в кругу основных научных интересов Абрама Исааковича Алиханова. По инициативе и под руководством Абрама Исааковича в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) была выполнена большая серия экспериментов, в которых определялась спиральность мюонов в $\pi \to \mu$-распаде, изучались обычные и радиационные распады мюонов, проводились очень чувствительные поиски $\mu \to e\gamma$- и $\mu \to 3e$-распадов, исследовались некоторые свойства μ-мезоатомов и атомов мюония. В этот же период теоретиками ИТЭФ были получены интересные результаты в области слабых и электромагнитных взаимодействий мюонов и предприняты попытки построения модели аномальных мюонных взаимодействий.

Большой научный вклад Абрама Исааковича Алиханова в мюонную физику, делает, как нам представляется, уместным включение настоящей работы в сборник, посвященный его памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Марков*. Сб. «Нейтрино», вып. 4. «Наука», 1964; Nucl. Phys., 1964, **55**, 130.
2. *J. Schwinger*. Ann. of Phys., 1957, **2**, 407.
3. *И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь*. ЖЭТФ, 1961, **41**, 1205; Nucl. Phys., 1962, **35**, 311.
4. *И. Ю. Кобзарев*. Сб. «Вопросы физики элементарных частиц», т. II. Ереван, Изд-во АН Арм.ССР, 1962, стр. 244.
5. *М. А. Марков*. Письма ЖЭТФ, 1966, **3**, 98.
6. *R. Sugano*. Progr. Theor. Phys., 1962, **28**, 508.
7. *M. Taketani, Y. Katayama*. Progr. Theor. Phys., 1960, **24**, 661.

8. *S. J. Brodsky, E.* de *Rafael.* Phys. Rev., 1968, **168**, 1620.
9. *G. Marx, K. Nayg.* Nucl. Phys., 1959, **12**, 125.
10. *Y. Ne'eman.* Phys. Rev., 1964, **134.B**, 1355.
11. *S. A. Basri.* Phys. Rev., 1964, **134.B**, 1355.
12. *D. Kiang, S. H. Ng.* Phys. Rev., 1970, **D2**, 1964.
13. *E. J. M. Farley.* Proc. Royal Soc., 1965, **285**, 248; Preprint Wills Phys. Lab., 1966.
14. *S. Ng., R. Sugano.* Progr. Theor. Phys., 1970, **43**, 1588.
15. *G. Rajasekaran, K. V. Sarma.* Nucl. Phys., 1970, **B18**, 568.
16. *L. M. Lederman. M. J. Tannenbaum.* Advances in Particle Physice, 1968, v. 1.
17. *G. Feinberg, L. M. Lederman.* Ann. Rev. Nucl. Sci., 1963, **13**.
18. *J. Bailey, E. Picasso.* Progress in Nucl. Phys., 1970, **12**, 43.
19. *M. L. Perl.* Preprint SLAC-PUB-982, 1971.
20. *М. Танненбаум.* Труды семинара по μ-*e*-проблеме. «Наука», 1972.
21. *В. А. Петрунькин.* Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч. II. Дубна, 1973, стр. 218.
22. *S. J. Brodsky, S. D. Drell.* An. Rev. Nucl. Science, 1970, **20**, 147.
23. *R. Wilson.* Proc. of XV Int. Conf. on High Energy Phys. (Kiev, 1970); 219, Kiev, 1972.
24. *B. E. Lautrup* et al. Phys. Reports, 1972, **30**, 193.
25. *V. Silvestrini.* Proc. of XVI Int. Conf. on High Energy Phys. Batavia — Chicago, 1972, **4**, 1.
26. *Ц. Ли, Ц. Ву.* Слабые взаимодействия. «Мир», 1968.
27. *А. А. Комар.* Труды семинара по μ-*e*-проблеме, «Наука», 1974.
28. *A. A. Quaranta* et al. Phys. Rev., 1969, **177**, 2118.
29. *В. М. Быстрицкий* и др. Препринт ОИЯИ, Д1-73-00, 1973.
30. *A. R. Clark, B. Cork* et. al. Phys. Rev. Let., 1972, **29**, 1274.
31. *K. S. Heard* et al. Paper contribute to the XVI Int. Conf. on High Energy Phys. (Batavia — Chicago, 1972).
32. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1973, **45**, N 2, 11.
33. Supplement an J. de Phys., **34**, FASC, 11—12 C1 — 1973. II Conf. Internat. Sur les Partic. Elementaires. Aix-en-Provence (1973); B. Stech (Cl. 71), P. Musset (Cl. 23).
34. *B. L. Beron* et al. Phys. Rev. Lett., 1974, **33** 663.
35. *J. E. Augustin* et al. Phys. Rev. Lett., 1975, **34**, 233.
36. *B. Borgia, F. Ceradini* et al. Lett. Nuov. Cim., 1972, **3**, 115.
37. *V. Alles-Borelli, M. Bernardini* et al. Lett. Nuov. Cim., 1971, **2**, 376.
38. *J. Bailey* et al. Phys. Lett., 1975, **55B**, 420.
39. *Б. В. Гешкенбейн, М. В. Терентьев.* Я.Ф., 1968, **8**, 119.
40. *Л. Б. Окунь.* Я.Ф., 1969, **10**, 358.
41. *Б. Л. Иоффе.* УФН, 1973, **110**, 357.
42. *Л. Окунь, Б. Понтекорво, К. Руббиа.* Я.Ф., 1966, **4**, 120.
43. *H. W. Fearing.* Phys. Rev., 1972, **D6**, 203.
44. *R. W. Ellsworth* et al. Phys. Rev., 1968, **165**, 1449.
45. *L. Camilleri* et al. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 149, 153.
46. *W. T. Toner, T. J. Braunatein* et al. Phys. Lett., 1971, **36B**, 251. *T. J. Braunstein, W. I. Lakin* et al. Phys. Rev., 1972, **D6**, 106.
47. *A. Entenberd* et al. Phys. Rev. Lett., 1974, **32**, 486, 489; **33**, 551; *D. J. Iox* et al. Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 1504.
48. *F. Combey, E. Picasso.* CEPN/ECFA, 1972/4 Vol. II, 149 (1973); *K. W. Chen.* Batavia Summer Study, 1969, v. **4**, 101.
49. *J. J. Russell, R. C. Sah.* et al. Phys. Rev. Lett., 1971, **26**, 46.
50. *В. С. Кафтанов* и др. Phys. Lett., 1972, **40B**, 215.
51. *F. Hasert* et. al. Phys. Lett. 1973, **46B**, 138.
52. *В. И. Захаров, Л. Б. Окунь.* Письма ЖЭТФ, 1972, **16**, 102; *В. И. Захаров, М. И. Шифман.* Я. Ф., 1973, **18**, 162.
53. *Е. Б. Богомольный, А. Д. Долгов* и др. Я.Ф., 1972, **16**, 129.
54. *Н. Н. Николаев, М. А. Шифман, М. Ж. Шматиков.* Письма ЖЭТФ, 1973, **18**, 70.
55. *S. Weinberg.* Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 1264; Phys. Rev., 1972, **D5**, 1412; *R. Jakiw, S. Weinberg.* Phys. Rev., 1972, **D5**. 2398.
56. *B. W. Lee.* Phys. Rev., 1972, **D6**, 1188; *J. Prentki, B. Zumino.* Nucl. Phys., 1972, **B47**, 99.
57. *G. A. Lobov, E. P. Chebalin.* Nucl. Phys., 1972, **B38**, 327; *Е. П. Шебалин.* Препринт ИТЭФ-21, 1973.
58. *V. M. Lobachev et al.* Nucl. Phys. 1972, **A197**, 241.
59. *D. Tadic.* Phys. Rev., 1968, **174**, 1964; *G. S. Hadyimichael* et al. Phys. Rev., 1976, **D3**, 775; *G. S. Danilov.* Phys. Lett., 1971, **35B**, 579.
60. *A. Love* et. al. Nucl. Phys., 1972, **B49**, 513; *M. A. Chifman. M. J. Chmaticov.* Nucl. Phys., **B58** (1973).

61. *D. Yu. Bardin, S. M. Bilenky, B. Pontecorvo.* Phys. Lett., 1970, 32B, 121; *D. Yu. Bardin, S. M. Bilenky.* Препринт ОИЯИ, Е12-5881, 1971.
62. *G. D. Cable. R. N. Hildebrand. C. Y. Pang.* Phys. Lett., 1972, 40B, 699.
63. *G. V. Efimov, S. S. Selzer.* Ann. of Phys., 1971, 67, 124; *В. А. Алебастров, Г. В. Ефимов, Ш. З. Сельцер.* Препринт ОИЯИ, Р2-6129. 1971; Ann. of Phys., 1973, 76, 251; Я.Ф., 1973, 18, 210; *Г. В. Ефимов.* Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, 1973, 4, 3.
64. *С. С. Герштейн, В. Н. Фоломешкин.* Я.Ф., 1972, 15, 534.
65. *Э. Ф. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь.* Космические мюоны и нейтрино. Атомиздат, 1970.
66. *J. C. Pati, A. Salam.* Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 661.
67. *Н. Н. Калмыков, Г. Б. Христиансен.* Я. Ф., 1973, 18, 1070.
68. *С. С. Герштейн, Л. Г. Ландсберг, В. Н. Фоломешкин.* Препринт ИФВЭ 72-115, 1972.
69. *J. D. Bjorken, C. H. L. Smith.* Phys. Rev., 1973, D7, 887.
70. *M. L. Perl.* SLAC-PUB-1062, 1972.
71. *A. Barna.* J. Cox et al. Phys. Rev., 1968, 173, 1391.
72. *С. С. Головкин* и др. Phys. Lett., 1972, 42B, 136; *Ю. Б. Бушнин* и др. Препринт ИФВЭ 72-116, 1972; Nucl. Phys., 1973, B58, 476; *С. С. Герштейн, Л. Г. Ландсберг, В. М. Фоломешкин.* Препринт ИФВЭ 71-54, 1971; Я. Ф., 1972, 15, 345.
73 *V. Alles-Borelli* et al. Lett. Nuov. Cim., 1970, 4, 1156; *M. Bernardini* et al. 6th. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions (Bonn, august 1973).
74. *C. A. Ramm.* Nature Phys. Science, 1970, 227, 1323; 1971, 230, 145.
75. *A. R. Clark* et al. Preprint LBL-700, 1972.
76. *C. Bacci* et al. Phys. Lett., 1973, 44B, 530.
77. *L. G. Dedenko* et al. Nucl. Phys., 1973, B57, 263.
78. *С. С. Герштейн, В. М. Фоломешкин.* Я. Ф., 1968, 8, 768; *А. С. Асратян* и др. Phys., Lett., 1974, 49B, 488.
79. *B. C. Barish* et al. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 1387.
80. *T. H. Eichten* et al. Phys. Lett., 1973, B46, 281.
81. *H. Georgi, S. L. Glashow.* Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 1494.
82. *B. W. Lee.* Proc. of XVI Int. Conf. on High Energy Phys., v. 4 (Batavia — Chicago, 1972).
83. Элементарные частицы (первая зимняя школа ИТЭФ), ч. I. Атомиздат, 1973.
84. *C. H. Llewellyn Smith.* Preprint TH-1710-CERN, 1973.
85. *Е. Б. Богомольный.* Я. Ф., 1973, 18, 574.
86. *J. R. Primack, H. R. Quinn.* Phys. Rev., 1972, D6, 3171.
87. *M. Conversi* et al. Phys. Lett., 1973, 46B, 269.
88. *D. A. Dicus.* Phys. Rev., 1973, D8, 338.
89. *B. W. Lee* et al. Phys. Rev., 1973, D7, 510.
90. *Б. Л. Иоффе, Н. Н. Николаев.* Письма ЖЭТФ, 1973, 17, 59.

В. А. ЛЮБИМОВ

РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПИОНОВ НА НУКЛОНАХ

1. НАЧАЛО ИССЛЕДОВАНИЯ ПИОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД. РАССЕЯНИЕ В «РЕЗОНАНСНОЙ» ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Исследование рассеяния является наиболее прямым и эффективным способом изучения взаимодействия элементарных частиц. Рассеяние вперед, под большими углами или рассеяние частиц назад раскрывают различные стороны взаимодействия.

История исследования рассеяния назад ведет свое начало с знаменитого опыта Резерфорда, в котором наблюдались случаи рассеяния назад α-частиц от тонкой слюдяной фольги. Эти наблюдения привели к открытию атомного ядра. Резерфорду «повезло» с энергией α-частиц, которая оказалась подходящей для этого случая: достаточно велика, чтобы «чувствовать» структуру

атома, с другой стороны, достаточно мала, чтобы не разрушить ядро. При этом условии оказалось справедливым представление о рассеянии частиц, как о рассеянии биллиардных шаров. Формула Резерфорда, выведенная им на основании классической механики Ньютона для взаимодействия заряженных частиц, оказалась достаточно точной и пригодной для этого случая.

Однако с повышением энергии бомбардирующих частиц представления о них как о биллиардных шарах становятся несостоятельными, и связано это с тем, что, грубо говоря, при взаимодействии частиц высоких энергий «прочность» частиц становится недостаточной. Сегодня термин «физика частиц высоких энергий» становится многозначным. Мы будем придерживаться первоначального значения понятия «высокие энергии», при котором имеется в виду такая энергия (кстати, весьма скромная по нынешним представлениям), при которой происходит рождение, поглощение и превращение частиц друг в друга в процессе взаимодействия.

Даже при упругих взаимодействиях, когда сохраняются исходные частицы, происходит интенсивное рождение и поглощение частиц. Взаимодействие при высокой (в указанном смысле) энергии в каком-то смысле «неупруго», если под этим подразумевать перестройку внутренней структуры частиц. Однако такая перестройка различна в зависимости от угла, на который рассеиваются частицы. При упругом рассеянии вперед мало затрагивается внутренняя структура сталкивающихся частиц, мы говорим, что происходит обмен помероном-реджионом с квантовыми числами вакуума (т. е. обмен, не меняющий природу взаимодействующих частиц). Некоторая парадоксальность проявляется в том, что перестройка структуры тем меньше, чем больше энергия сталкивающихся частиц («вымирание» всех полюсов, кроме полюса Померанчука, в Редже-представлении).

К этому процессу вновь применим полуклассический подход, и если не «биллиардная» теория, то весьма близкое к ней эйканальное представление (дифракция, оптическая теорема). Сечение упругого рассеяния вперед велико (геометрическая картина дифракции на шаре) и в грубом приближении не зависит от энергии.

Совсем иная картина наблюдается при рассеянии назад. Хотя этот процесс и является упругим, т. е. в конечном состоянии сохраняются те же частицы, что были вначале, при таком рассеянии происходит глубокая перестройка структуры частиц. Это в некотором смысле куда более «неупругий» процесс по сравнению, скажем, с перезарядкой вперед, поскольку при рассеянии назад тоже происходит «перезарядка», но обмен осуществляется барионным числом. Из всех квантовых чисел обмен барионным числом наиболее труден, поскольку барионное число связано с большой массой обмениваемой частицы. По этой причине сечение рассеяния назад будет малым и уменьшится с увеличением энергии взаимодействующих частиц [1].

Можно было бы попытаться представить рассеяние назад буквально как рассеяние налетающей частицы в противоположном направлении без какой-либо перестройки внутренней структуры. При этом частицы должны обменяться импульсом, равным импульсу налетающей частицы. Однако при высоких энергиях вероятность обменяться импульсом, достигающим многие десятки гигаэлектронвольт, частицами без их разрушения крайне мала из-за малой «прочности» частиц. В этом легко убедиться, если обратиться к рассеянию частиц на угол 90°. В отличие от рассеяния назад, допускаю-

[1] «Интуитивные» представления о трудности барионного обмена из-за большой массы бариона основаны на линейности реджевских траекторий. Если же барионные траектории нелинейны, то приведенное выше заключение о поведении рассеяния назад может оказаться неправильным. См. об этом подробнее на стр. 94.

щего двойную интерпретацию (барионная перезарядка или обмен импульсом) при рассеянии частиц на 90° независимо от того, меняется в процессе взаимодействия природа частиц или нет, в любом случае импульс претерпевает резкое изменение. Из всех процессов рассеяние под 90° имеет самое малое сечение и быстрее всего падает с энергией.

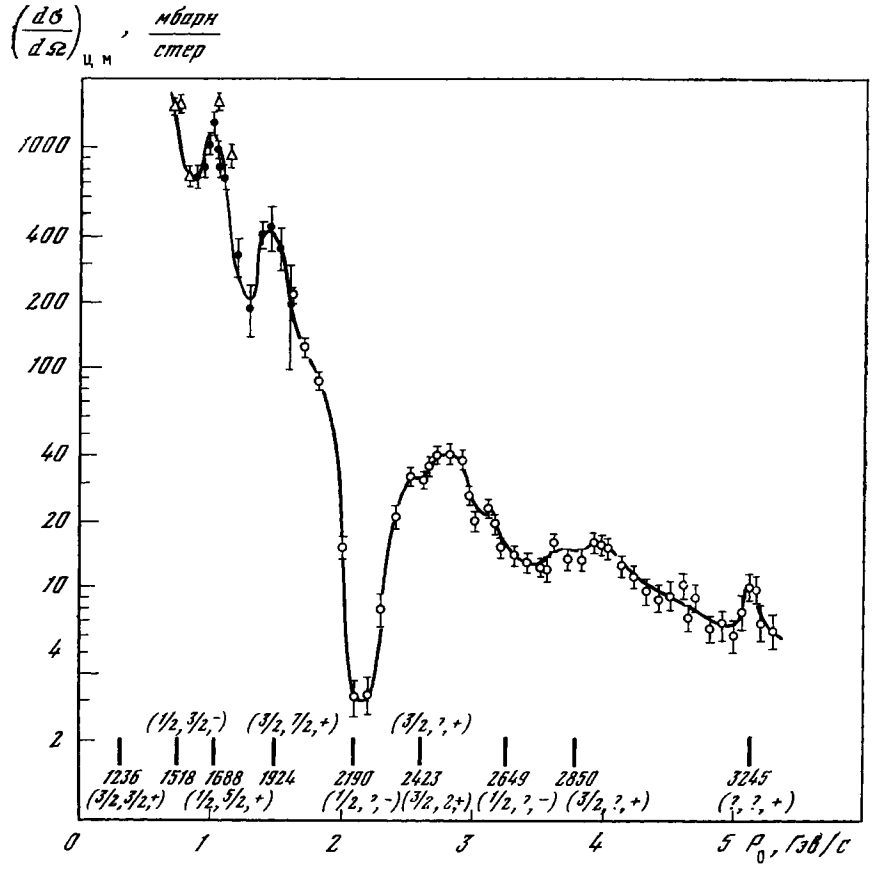
Таким образом, рассеяние назад при высоких энергиях следует рассматривать скорее как «барионную перезарядку», причем сечение этого процесса будет тем больше, чем меньше поперечный переданный импульс. Так, мы подошли к тому, что в рассеянии назад должен наблюдаться пик при 180°. Теоретическое предсказание существования пика в рассеянии назад одно из фундаментальных, поскольку вытекает из наиболее общих принципов теории, не зависящих от конкретных модельных представлений [1].

Хотя мы и начали разговор с опытов Резерфорда, история исследования рассеяния назад при высоких энергиях совсем не продолжительна. И если сегодня изучением рассеяния назад заняты ведущие лаборатории мира, исследование ведется во всем доступном диапазоне энергий, то еще в 1963 г экспериментальная оценка сечения рассеяния назад пионов на нуклонах для энергий 1 *Гэв* колебалась в пределах от единиц до нескольких тысяч *мкбарн/стер* [2, 3]. Лишь в 1964 г. в работе [4], выполненной в ИТЭФ и именуемой далее ИТЭФ-1, впервые была получена достоверная оценка рассеяния назад π-мезонов на нейтронах ядер углерода. Было обнаружено, что сечение процесса сильно зависит от энергии и в диапазоне 1,55—4,5 *Гэв* изменяется от 600 до 20 *мкбарн/стер*. Эта поисковая работа была выполнена двумя методиками: пузырьковой (пропановой) камерой и с помощью большой цилиндрической искровой камеры. Оба метода дали согласующиеся результаты. Несколько ранее, в том же 1964 г., правда, при одном значении энергии — 4 *Гэв*, объединенной группой Аахен — Берлин — Бирмингам — Бонн — Гамбург — Лондон — Мюнхен в ЦЕРНе в пузырьковой камере, были осуществлены измерения π^+-p-рассеяния назад (19±5 *мкбарн/стер*) [5]. Последующие работы показали, что полученные оценки сечений были правильными, поэтому эти две работы следует считать первыми, в которых наблюдалось рассеяние назад пионов на нуклонах при высоких энергиях.

За сравнительно короткий период в исследовании рассеяния назад пионов на нуклонах были получены впечатляющие результаты.

1. Прежде всего это относится к обнаружению пика назад и особенностей в угловом распределении [6—8]. Так, в реакции π^+p-пик в районе 180° оказался очень узким (значительно уже, например, дифракционного пика в рассеянии вперед) с особенностью в угловом распределении в виде глубокого провала, в то время как в реакции π^-p-пик назад был очень широким (значительно шире соответственно дифракционного пика вперед), без каких-либо нерегулярностей в области малых переданных импульсов.

2. Различиям в угловых распределениях $\pi^\pm p$-рассеяния назад соответствует и большая разница в величине сечения. Отношение сечений $d\sigma/d\Omega\,(\pi^+p)\Big/\frac{d\sigma}{d\Omega}\,(\pi^-p)$ в рассеянии на 180° составляет 5—7. Большое различие в процессах с частицами разных знаков (это справедливо также и для K-мезонов [9]) является примечательной чертой рассеяния назад. Действительно, в процессах вперед (упругое рассеяние, полное сечение) различия в реакциях с частицами и античастицами невелики и вообще нивелируются с ростом энергии (теорема Померанчука [10]). В конечном итоге это является следствием обмена реджеоном с квантовыми числами вакуума. При рассеянии же назад дифференциация в поведении частиц разных знаков происходит за счет обмена частицами с разными квантовыми числами.



3. Непохожи и энергетические зависимости сечений $\pi^{\pm}$-p-рассеяния назад. Однако здесь самым важным было открытие резонансного характера поведения сечения рассеяния пионов на нуклонах на 180° с энергией в так называемой резонансной области энергий (<10 *Гэв*) [6, 11]. Вообще следует заметить, что из всех процессов в сильных взаимодействиях при высоких энергиях процессы с рассеянием назад имеют самые большие вторые производные (рис. 1, 2)[2]. Лишь физика резонансов может в этом сравниться с рассеянием назад.

Теперь мы перейдем к работе [6], в которой впервые, в одном исследовании, были замечены почти все основные особенности рассеяния назад пионов на нуклонах. Эта работа (именуемая далее ИТЭФ-2) была выполнена в ИТЭФ, в лаборатории академика А. И. Алиханова, в 1965 г., вскоре после упомянутого выше обнаружения в этой же лаборатории рассеяния назад π^--мезонов на нейтронах ядра (ИТЭФ-1 [4]).

В работе ИТЭФ-2 исследовалась реакция упругого рассеяния назад π^--мезонов $\pi^- + n \to n + \pi^-$ (назад) на нейтронах ядер дейтерия.

---

[2] Если отвлечься от теоретической интерпретации, то в общем случае интерес, который вызывает экспериментальный результат, тем выше, чем труднее получить предположение на основании предыдущих экспериментов путем экстраполяции. Таким образом, интерес можно «измерить» величиной изменения скорости процесса по параметру, т. е. второй производной.

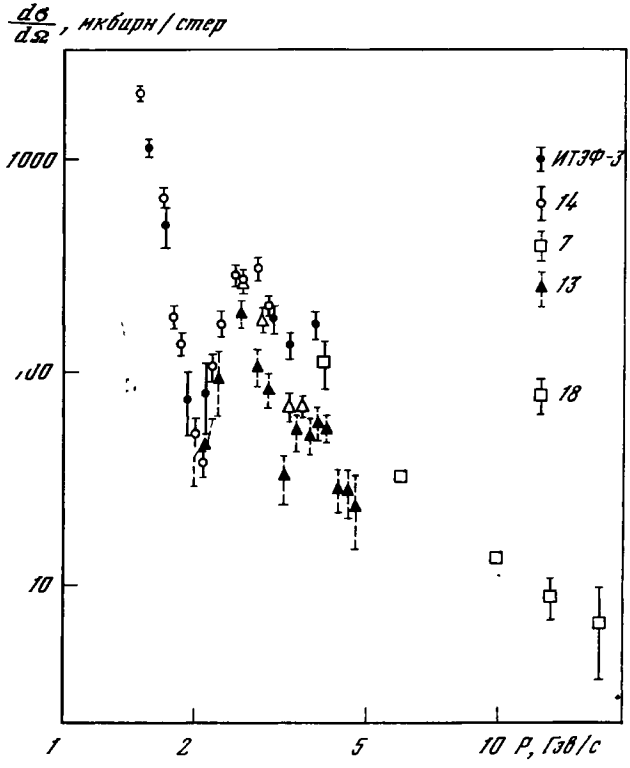


Рис. 1. Зависимость сечения π^-p-рассеяния на 180° от импульса

Рис. 2. Зависимость сечения π^+p (π^-n)-рассеяния на 180° от импульса

В работе был осуществлен необычный метод выделения упругой реакции, основанной на том, что при упругой реакции не происходит рождения дополнительных частиц.

Идея заключалась в использовании прибора, дающего возможность выделить треки всех частиц, участвующих в реакции, что позволило бы выбрасывать все случаи взаимодействий, когда в конечном состоянии было больше двух частиц. Таким прибором в работе была большая цилиндрическая искровая камера (диаметром 70 *см*, высотой 50 *см*). Следует заметить, что в то время это была крупнейшая в мире цилиндрическая искровая камера и одна из крупнейших искровых камер вообще. В камере были видны треки первичного и рассеянного пионов. Для эффективной регистрации π^0-мезонов от неупругих процессов часть слоев камеры была выполнена из свинца.

В центре камеры располагалась мишень, окруженная счетчиками антисовпадений. Эти счетчики выбрасывали большую часть неупругих событий. Кроме того, использовалась характерная особенность реакции рассеяния назад пиона на нейтроне — детектировался рассеянный вперед нейтрон с большим импульсом. Регистрация рассеянного вперед нейтрона осуществлялась нейтронным детектором, расположенным за камерой.

Таким образом, установка (система счетчиков, искровая камера и нейтронный детектор) позволяла не только выбирать две частицы в конечном состоянии (необходимый признак упругой реакции), но и в какой-то мере определять природу этих частиц — достаточный признак упругой реакции.

К особенностям примененного в работе метода следовало отнести высокую (~единицы) геометрическую эффективность наблюдения рассеяния назад и возможность визуального наблюдения продуктов взаимодействия, что важно при изучении редкого процесса.

На рис. 3 приведены сечения рассеяния π^--мезонов на нейтронах дейтерия, усредненные по интервалу углов 160—180° системы масс центра в зависимости от энергии. Видно резкое падение сечения рассеяния назад при возрастании импульса первичного пиона. Сечение изменялось примерно в 20 раз при увеличении импульса с 1,5 до 4 *Гэв/с*. Обращает на себя внимание нерегулярность в области импульсов 2—3 *Гэв/с*. Эта особенность является проявлением резонанса Δ (2360) [6].

На рис. 4 приведено угловое распределение упругого $\pi^- n$-рассеяния назад при среднем значении импульса пиона 2,8 *Гэв/с*. Из рисунка видно, что $\pi^- n$-рассеяние назад имеет форму очень узкого пика в области $-0{,}94 < \cos\theta^* < -1$.

Ширина пика при рассеянии отрицательных пионов на нейтронах назад в 2—3 раза меньше переднего дифракционного пика.

И, наконец, в этой работе в короткой экспозиции была предпринята попытка измерить сечение рассеяния назад в реакции $\pi^+ + n \to n + \pi^+$ при импульсе первичного пиона 2,1 *Гэв/с*. Не было обнаружено ни одного случая рассеяния. На рис. 3 показан верхний предел (90%-ный уровень достоверности) сечения упругого $\pi^+ n$-рассеяния назад. Полученный результат указывал на большое различие в поведении π^+-и π^--мезонов при рассеянии на нуклонах назад.

Представляет интерес сравнить первые данные по рассеянию назад пионов на нуклонах, полученные в работе ИТЭФ-2, с результатами последующих работ.

Почти одновременно с ИТЭФ-2 в Брукхейвене [7] были получены подтверждения узкого (относительно дифракции вперед) пика в рассеянии назад π^+-мезонов на протонах (изотопически инвариантной реакции).

В последующих более поздних работах [8] было получено, что поведение сечения рассеяния π^+- мезонов на протонах имеет сложную структуру (рис. 5), Так, узкому пику назад предшествует глубокий провал в сечении при значении переданного импульса $u = -0{,}16$ $(Гэв/c)^{-2}$. (Указание на существование структуры в угловом распределении $\pi^+ p$ ($\pi^+ n$)-рассеяния можно усмотреть и в первых данных работы ИТЭФ-2 [6] (см. рис. 4).) В то время никаких нерегулярностей в области малых переданных импульсов $[u < 1\,(Гэв/c)^{-2}]$ не было обнаружено на сравнительно широком (шире дифракционного пика вперед) пике в реакции π^--протон рассеянии назад (см. рис. 5).

В 1966 г. в выдающейся работе Корманиоса, Криша и др. [11] при исследовании упругого $\pi^- p$-рассеяния на 180° был открыт резонансный характер зависимости сечения от энергии в интервале энергий рождения изобар. Корманиос и другие авторы ссылаются в своей работе на работу ИТЭФ-2 [6] как первое наблюдение структуры в π-нуклонном рассеянии назад (в реакции $\pi^- n$). Зависимость имела вид минимумов и подъемов (см. рис. 1). В особенности впечатлял минимум в сечении при значении импульса π-мезона 2,15 *Гэв/с*. В интервале нескольких десятых долей *Гэв/с* сечение падало на два порядка, затем вновь возрастало на порядок величины. Этот минимум в сечении в точности соответствовал положению изобары N^* (2190). Обнаруженная в работе связь поведения сечения рассеяния назад с массами и квантовыми числами резонансов позволила по характеру энергетической зависимости определить некоторые неизвестные до этого квантовые числа резонансов (например, отрицательную четность для N^* (2190) и N^* (2650), положительную — для Δ (2420) и (2820) и т. д.).

Резонансный характер энергетической зависимости и связь рассеяния назад с резонансами можно понять, например, по интерференционной модели. Действительно, если при какой-либо энергии возможен процесс образования

изобары $\pi^- + p \to N^*(\Delta) \to \pi^- + p$ с последующим распадом вновь на те же частицы, то случай рассеяния назад и распад изобары с вылетом π^- назад будут неразличимы. Реакция с образованием изобары имеет резонансный характер энергетической зависимости. Очевидно, что рассеяние назад будет отражать этот резонансный ход в районе рождения изобар. В интерференционной модели эта идея вполне конкретизирована: картина рассея-

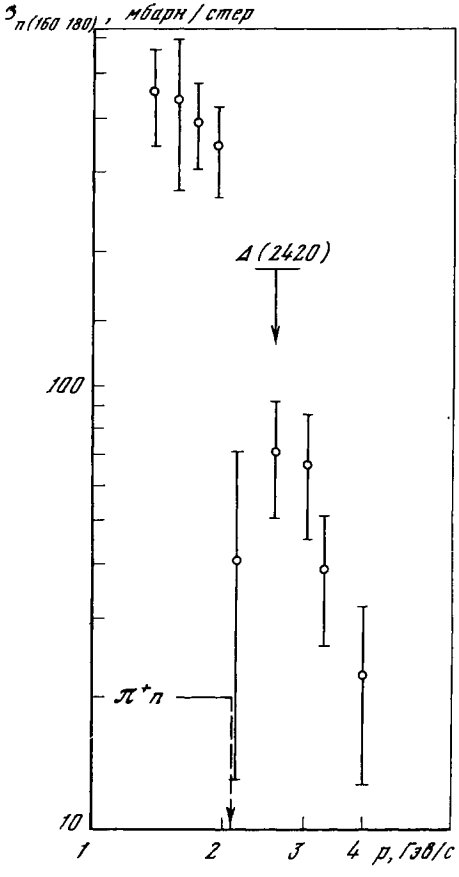


Рис. 3. Зависимость сечения упругого $\pi^- n$-рассеяния назад от импульса

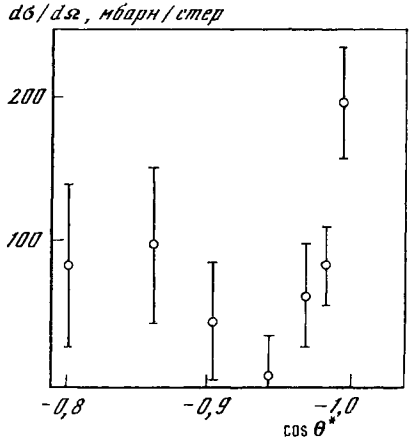


Рис. 4. Угловое распределение $\pi^- n$-рассеяния назад при импульсе 2,8 *Гэв/с*

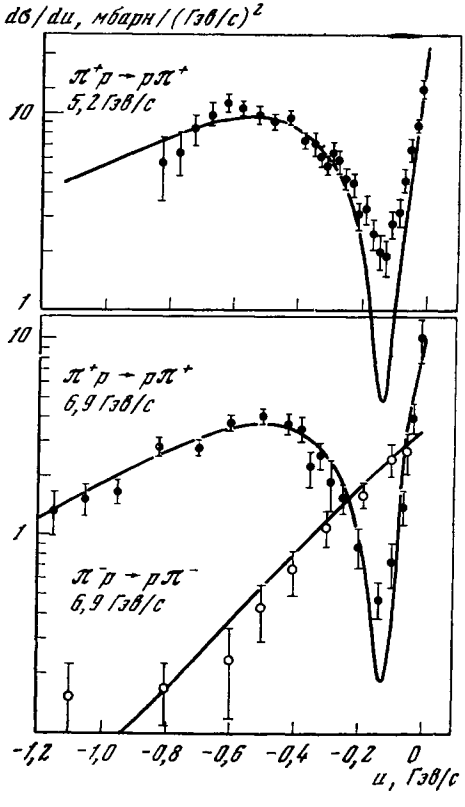


Рис. 5. Угловое распределение $\pi^+ p$- и $\pi^- p$-рассеяния назад

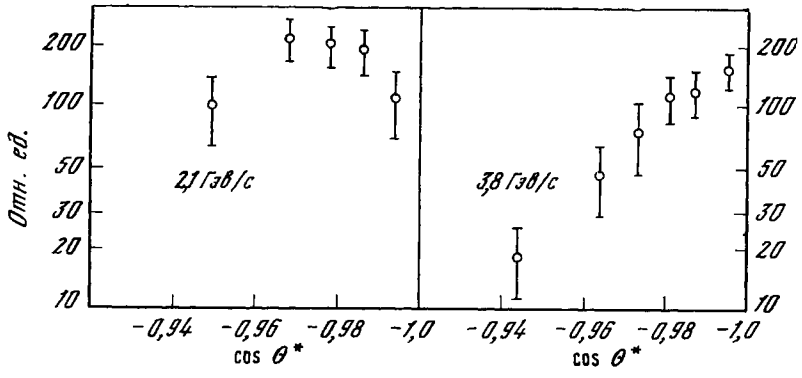


Рис. 6. Угловое распределение $\pi^- n$-рассеяния назад при импульсах 2,1 и 3,8 *Гэв/с*

ния назад представляет собой результат интерференции двух амплитуд — резонансной (образование изобары и распад в упругий канал, описываемые в Брайт — Вигнеровской форме) и нерезонансной (как правило, представляемой реджевской амплитудой [12]).

Резонансный характер энергетической зависимости в реакции $\pi^+ p$-рассеяния назад (именно в той, где и был впервые обнаружен в работе ИТЭФ-2 в изотопическом канале $\pi^- n$) исследовался в 1967—1968 гг. в работах Дубненской группы [3], Брукхейвене [14] и ИТЭФ-3 [15] ($\pi^- n$). Энергетическая зависимость $\pi^+ p$-рассеяния на 180° имеет столь же выраженный резонансный характер (см. рис. 2), определяемый образованием Δ-изобар в S-канале.

В работе ИТЭФ-3 помимо изучения энергетической зависимости рассеяния на 180° были исследованы также и угловые распределения рассеяния назад в районе 180°. Обнаружено, что угловые распределения тоже отражают интерференционную картину взаимодействия. Так, если для областей максимумов в сечении угловые распределения имеют четко выраженный характер пиков к 180° (P = 2,6 и 3,8 *Гэв/с*), то в районах минимумов распределения меняют характер. Для главного минимума сечений в районе импульсов 1,9—2,1 *Гэв/с* сечения рассеяния назад скорее падают к 180° (рис. 6.)

2. РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НА НУКЛОНАХ НАЗАД В «ПОСЛЕРЕЗОНАНСНОЙ» ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

Остановимся прежде на том, как теория описывает рассеяние назад пионов на нуклонах. К сожалению, не существует в общем виде теории сильных взаимодействий. Основная трудность заключается в том, что в отличие, например, от электродинамики в сильных взаимодействиях константа взаимодействия не мала, нет способа учитывать все бесконечное многообразие взаимодействия.

Удовлетворительная теория может быть создана для некоторых частных случаев. Так, например, если рассматривать очень далекие периферические взаимодействия, то успешным оказывается использование полюсной модели [3].

---

[3] В данном случае малый параметр возникает за счет экспоненциального уменьшения силы взаимодействия с ростом прицельного расстояния между взаимодействующими частицами.

Другой подход связан с рассмотрением процессов в области очень высоких энергий. Там, где взаимодействия не усложнены пороговыми явлениями, можно ожидать с увеличением энергии более гладких зависимостей, постепенного стирания индивидуальностей частиц (теорема Померанчука). Это дает надежду, что в асимптотической области описание взаимодействия в каком-то смысле упростится.

Наиболее обоснованной теорией асимптотического взаимодействия сильно взаимодействующих частиц является реджевская теория комплексных моментов [16]. В этой теории предполагается, что основной вклад во взаимодействие дают процессы обмена реджеоном — совокупностью частиц, которые находятся в состоянии с определенными квантовыми числами (барионным зарядом, изоспином и четностью) и переменным спином, зависящим от квадрата переданного импульса. Амплитуда обмена реджионом пропорциональна $E^{\alpha(t)}$, где $\alpha(t)$ — переменный спин реджиона. При больших энергиях из бесконечного числа особенностей, характеризуемых разными α_i, выделяется главная особенность с наибольшим $\alpha(t)$. В этом существо асимптотического рассмотрения. С другой стороны, поскольку α зависит от t, причем убывает с увеличением переданного импульса, то область малых t оказывается выделенной. Причем выделенной является не только область рассеяния вперед, но и рассеяния назад. В последнем случае должны быть малыми квадраты переданных импульсов u. Аналогично дифракционному рассеянию вперед пик назад — это убывание $\alpha(u)$ с увеличением квадрата переданного импульса u, только здесь $\alpha(u)$ — главная особенность барионного реджиона. Вообще в реджистике в отличие от классической оптики дифракционная картина имеет место в любом двухчастичном взаимодействии вперед или назад, упругом или обменном, лишь бы процесс мог быть описан обменом реджионом. Следуя Грибову, «реджистика — это теория дифракции на объекте, размеры которого растут с энергией» [17].

Как мы уже отмечали выше, асимптотическая область энергии достаточно далека от пороговых явлений, чтобы резонансы (в S-канале) могли непосредственно оказывать влияние на рассеяние частиц. Означает ли это, что, уйдя далеко по энергии в область, где зависимости носят плавный характер, где частицы обезличиваются, мы полностью потеряли с ними связь?

Одна из великих заслуг реджистики заключается в том, что она позволила обнаружить глубинные связи между самостоятельными прежде областями — рассеянием частиц при высоких энергиях, с одной стороны, и спектром резонансов и элементарных частиц, с другой. Дело в том, что реджион обладает определенным набором квантовых чисел и тем самым связан с образующими его резонансами и частицами с теми же квантовыми числами, более того величина α и ее зависимость от переданного импульса, т. е. то, что определяет динамику рассеяния частиц в асимптотике, в определенном смысле задаются соотношениями спинов и масс семейства элементарных частиц и резонансов с данными квантовыми числами

Амплитуда обмена фермионным реджионом

$$M = (E/E_0)^{\alpha(u)-1/2}\,\frac{1+\sigma e^{-i\pi(\alpha-1/2)}}{\sin\pi(\alpha-1/2)}\,B(u)$$

(где $\sigma = \pm 1$ — сигнатурный множитель, $E_0 = 1$ *Гэв* — размерная константа), определенная в физической области отрицательных значений u, для положительных значений u имеет физический смысл только при полуцелых значениях спина α. Для положительной сигнатуры ($\sigma = +1$), при значениях α: $1/2$, $5/2$, $9/2$, . . ., а для $\sigma = -1$, при $\alpha = 3/2$, $7/3$, $11/2$, . . ., амплитуда имеет

полюса. Если полюса сопоставить с реальными частицами и резонансами [4], то образуются так называемые реджевские траектории: для изотопканала $^1/_2$-нуклонные траектории: α_{N_α} с $\sigma = +1$ и α_{N_γ} с $\sigma = -1$, и для $I = {}^3/_2$ — Δ-траектория: α_{σ_δ} с $\sigma = -1$ (рис. 7).

Теория не предсказывает, какова должна быть форма реджевской траектории (что естественно, поскольку в теории не содержится спектр элементарных частиц и резонансов), однако в теории $\alpha(u)$ являлся единой аналитической функцией, описывающей для $u < 0$ поведения рассеяния частиц при высоких энергиях, а для $u > 0$ зависимость спина от массы для частиц и резонансов [5]. Если предположить, что реджевские траектории — прямые линии (еще раз подчеркнем, что это не вытекает ни из каких теоретических концепций, кроме, как из соображений простоты, и того, что это не противоречит положению реальных частиц (рис. 7)), то в этом случае положение частиц и резонансов на траектории однозначно задает поведение α от переданного импульса в физической области отрицательных u, где оно определяет рассеяние частиц.

Легко видеть, что барионный обмен приводит к сильному падению сечения рассеяния назад пионов на нуклонах при увеличении энергии. Поскольку

$$\frac{d\sigma}{du} \sim \frac{1}{E} |M|^2 \sim (E/E_0)^{2\alpha-2},$$

а проходящие через резонансы барионные траектории

$$\alpha_{N_\alpha(u)} = -0{,}36 + u \text{ и } \alpha_\Delta(u) = +0{,}10 + 0{,}9u,$$

то для процессов, определяемых нуклонным полюсом

$$\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0} \sim (E/E_0)^{-2{,}7},$$

а для процессов с Δ-траекторией

$$\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0} \sim (E/E_0)^{-1{,}8}.$$

Следует заметить, что падение сечения тем круче, чем больше значение массы резонанса при наименьшем спине. Таким образом, сильное падение сечения рассеяния назад пионов на нуклонах является следствием того, что не существует легких барионов с массой, меньшей нуклонной, нуклонная же траектория дает приведенную выше зависимость.

Если теперь исследовать на эксперименте энергетическую зависимость пион-нуклонного рассеяния назад, то можно отсюда получить поведение траекторий главных особенностей, определяющих процесс рассеяния. Однако прежде следует выяснить, какие особенности являются определяющими в пион-нуклонном рассеянии назад при высоких энергиях. Для этой цели следует обратиться к соотношению между различными реакциями. Так, реакция $\pi^- p$ упругого рассеяния назад имеет в u-канале значение проекции изоспина, равное $^3/_2$, и может идти поэтому только путем обмена Δ-реджионом. В реакции же $\pi^+ p$ значение третьей проекции изоспина равно $^1/_2$ и

---

[4] Если α — комплексно при полуцелых значениях $\mathrm{Re}\,\alpha$, то амплитуда описывает (в Брайт-Вигнеровской форме) нестабильную частицу-резонанс.

[5] Для $u > 0$, $\alpha(u) = \alpha(\mu^2)$, так как u — квадрат энергии в системе масс центра в u-канале.

π^+p рассеяние назад определяется как нуклонной (N_α), так и Δ-траекториями [6]. Изотопические соотношения между реакциями выводятся с помощью коэффициентов Клебша — Гордана. Так, отношение сечений π^-p/π^+p равно 0,2, если определяющим в обеих реакциях является N-полюс, и 9 : 1, если рассеяние идет только через Δ-полюс.

Экспериментальные исследования рассеяния назад π^+- и π^--мезонов на протонах в интервале энергий 5,9—17 *Гэв* были осуществлены усилиями в основном двух групп: Корнель — Брукхейвен [18] и Брукхейвен — Корнеги — Меллон [19]. Из этих измерений следует, что при указанных выше энергиях, так же как и при меньших энергиях, сечение $d\sigma/du$ (π^+p)-рассеяния

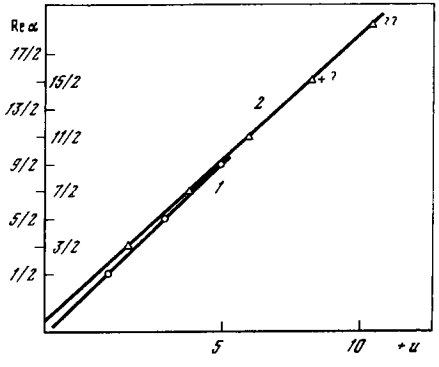


Рис. 7. Линейные реджевские траектории N_α и Δ

1 — $\alpha_{N_\alpha} = -0{,}37 + 0{,}99\ u$;

2 — $\alpha_\Delta = 0{,}10 + 0{,}91\ u$

назад в районе $u = 0$ значительно (в 5 раз) превышает сечение $d\sigma/du$ (π^-p). При этом сохраняется резкое различие в угловых распределениях (узкий пик с провалом для π^+p и широкий пик для π^-p-рассеяния). Из этих данных следует, что нуклонный вычет значительно превышает вычет для Δ-особенности, поэтому π^+p-рассеяние в основном определяется нуклонным полюсом.

Но, как мы видели выше, линейные траектории приводят к тому, что энергетическую зависимость для нуклонного полюса следует ожидать более крутой, чем для Δ-полюса. N-полюс должен вымирать быстрее, и с увеличением энергии Δ-полюс должен в конце концов заместить N-полюс в своем влиянии на π^+p-рассеяние, несмотря на то, что вычет N превышает вычет Δ. Эти соображения позволили Бержеру и Клайну [20] предсказать, что при энергии ~35 *Гэв* сечение π^-p-рассеяния назад должно превысить π^+p-рассеяние. Решающие выводы о поведении траектории, исходя из энергетической зависимости сечения рассеяния назад, могут быть получены лишь при экспериментальном исследовании при энергиях, доступных на ускорителях Серпухова и Батавии.

В настоящее время такие измерения планируются на ускорителе в Батавии группой Орира и ведутся на ускорителе в Серпухове группой ИТЭФ. Исследования в Серпухове рассеяния назад π^--мезонов на нуклонах далеко не завершены, и в настоящее время получены только первые результаты по измерениям π^-n-рассеянию назад в интервале энергий 20—40 *Гэв* [21]. Эта работа является следующим этапом традиционного для нашей лаборатории исследования рассеяния назад пионов на нейтронах, и мы будем именовать ее ИТЭФ-4.

---

[6] Обычно N_γ-траектория в π^+p-рассеянии не учитывается, поскольку имеет наименьшее значение α при $u=0$. При высоких энергиях влиянием N_γ-траектории можно пренебречь.

Установка в работе ИТЭФ-4 приведена на рис. 8. Здесь, как и в работах ИТЭФ-1, ИТЭФ-2, сохранен принцип максимальной эффективности регистрации продуктов взаимодействия пионов в мишени (мишень окружена искровыми камерами) и подавления летящих вперед заряженных частиц и γ-квантов в системе антисчетчиков. Кроме того (как в ИТЭФ-3), использован кинематический принцип выделения упругой реакции путем измерения углов рассеянного назад π^--мезона и рассеянного вперед нейтрона отдачи, регистрирующегося в искровых камерах нейтронного детектора. Особое внимание было уделено возможности экспонировать установку при

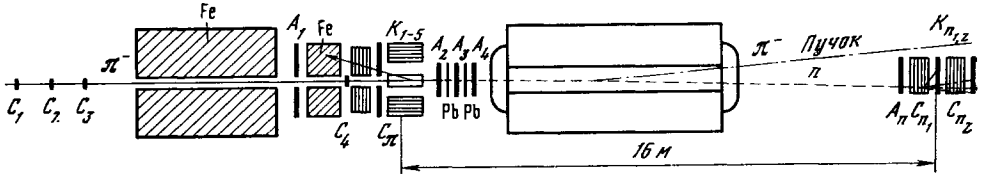


Рис. 8. Схема установки в опыте ИТЭФ-4

максимальной интенсивности пучка [7]. Для этой цели между мишенью и нейтронным детектором был помещен очищающий магнит, который отклонял первичный пучок от искровых камер нейтронного детектора, кроме того, в передней искровой камере, предназначенной для регистрации рассеянных назад π^--мезонов, в центре было сделано отверстие, через которое пропускался пучок. Эти меры позволили использовать в экспозиции интенсивность пучка на уровне (в среднем) 5×10^5 частиц за цикл при длительности сброса 0,5 *сек*.

В опыте была использована 1-метровая мишень с дейтерием в твердом состоянии, охлажденном жидким гелием.

На рис. 9 приведено угловое распределение сечения рассеяния назад π^--мезонов на нейтронах при энергии 40 *Гэв*. На рисунке виден острый пик назад с наклоном в узкой области около 180°: $d/du\,[\ln(d\sigma/du)] = (26 \pm 6)$ $(Гэв/c)^{-2}$.

На рис. 10 приведена энергетическая зависимость $(d\sigma/du)_{u=0}$ в сравнении с данными π^+p Корнель — Брукхейвена [18] при энергиях 5,9; 10; 13,7; 17,1 *Гэв*. Сравнение данных при энергиях 23 и 40 *Гэв* с данными группы Корнель — Брукхейвен показывает, что с ростом энергии падение сечения рассеяния начинает замедляться. Если в интервале 5,9—10 *Гэв* крутизна падения сечения с энергией $\sim 1/E^n$ характеризовалась показателем n, большим 2, что характерно для нуклонного полюса, то уже для энергий, больших 10 *Гэв*, показатель становится меньше 2, как, если бы чистый Δ-обмен являлся определяющим в $\pi^-\,n$ (π^+p)-рассеянии. Однако столь быстрая смена ролей N на Δ в $\pi^-\,n$ (π^+p)-рассеянии кажется малоправдоподобной. Еще при энергии 16 *Гэв* сечение π^-p было значительно меньше π^+p, если же Δ-полюс становится главным в π^+p, то, как мы видели выше, сечение π^-p должно во много раз (9 : 1) превысить π^+p-сечение. Хотя π^-p-сечение еще не измерено

[7] Необходимость этого достаточно очевидна, если принять во внимание, что сечение процесса очень мало и быстро падает с энергией. Насколько возрастают трудности при измерении рассеяния назад с повышением энергии, хорошо видно, например, в опыте Корнель — БНЛ [18] по тому, как увеличиваются ошибки в экспериментальных точках при переходе к энергиям 13 и 17 *Гэв* (см. рис. 10). При этих энергиях число событий рассеяния назад составляло штуки.

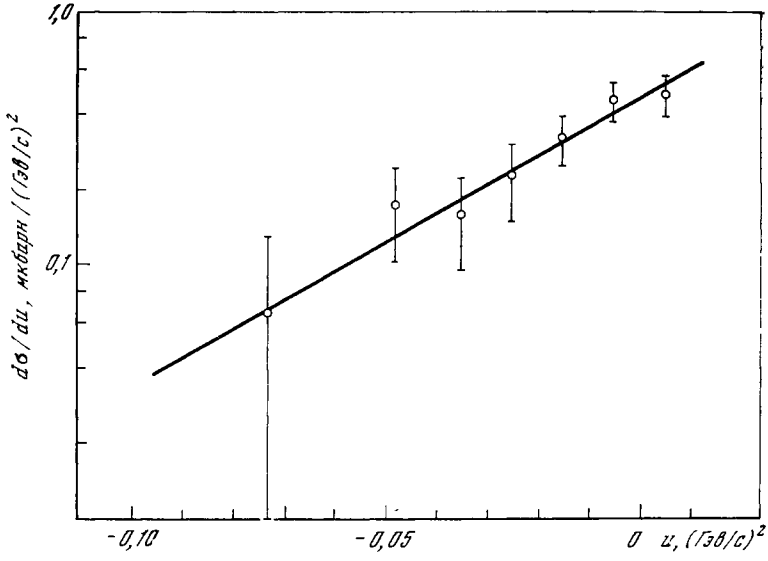


Рис. 9. Угловое распределение $\pi^- n$-рассеяния назад при импульсе 40 *Гэв/с* $(d\sigma/du) = Ae^{Bu}$; $A = 0{,}444 \pm 0{,}053$ *мбарн/(Гэв/с)*^{2}; $B = 26 \pm 6$ *(Гэв/с)*$^{-2}$

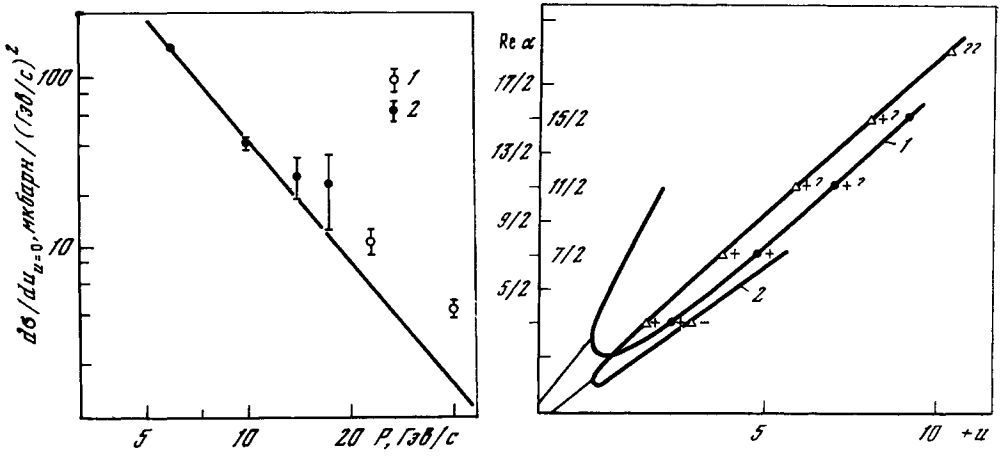


Рис. 10. Зависимость сечения $\pi^- n$-рассеяния назад $(d\sigma/du)_{u=0}$ от импульса
1 — ИТЭФ-4; 2 — Коркель — Брукхейтен

Рис. 11. Примеры нелинейных реджевских траекторий
1 — $\alpha_{N_\gamma} = 1 + 1{,}2\,u \mp 1{,}50\sqrt{u}$; 2 — $\alpha_\Delta = -0{,}20 + 0{,}83\,u \mp 0{,}36\sqrt{u}$

при энергиях 20—40 *Гэв*, однако маловероятно, что оно испытывает скачок. Кроме того, пик в рассеянии назад при 40 *Гэв* — узкий, что как раз характерно для N-особенности, а не для Δ.

Полученные в ИТЭФ-4 данные можно интерпретировать как следствие нелинейности реджевских барионных траекторий. Действительно, если при достижении значения $u = 0$ величина α (0) становится, например, больше

той, которая получается при линейной экстраполяции, то это неминуемо приведет к замедлению падения сечения с энергией.

Мы не хотим сказать, что результаты работы ИТЭФ-4 доказывают нелинейность траекторий, исследования еще далеко не закончены, очень многое мы ожидаем от результатов ведущегося сейчас исследования $\pi^- p$-рассеяния, возможно понадобится провести какие-либо дополнительные исследования, чтобы установить факт нелинейности траекторий, или найти другие объяснения. Сейчас же мы хотели указать на возможность того, что барионные траектории могут быть нелинейны.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. НЕЛИНЕЙНЫЕ БАРИОННЫЕ ТРАЕКТОРИИ

Если посмотреть на рис. 7, то на первый взгляд кажется, что близкое положение резонансов от прямых линий является весьма сильным подтверждением эмпирического правила прямолинейности реджевских барионных траекторий. Однако при более внимательном рассмотрении это правило уже перестает быть незыблемым.

Во-первых, траектории проведены не через все известные резонансы (в особенности существенны здесь частицы, расположенные выше траекторий: N (1670)5/2$^-$), с другой стороны, у части резонансов, лежащих на траекториях, неизвестны квантовые числа, и их положение на траекториях только тем и обусловлено, что они ложатся на прямую линию.

Во-вторых, прямолинейность траектории означает утверждение — вырождение резонансов по четности. Однако в таблице нет случаев совпадения резонансов с разной четностью, может быть, кроме пары N (1688)5/2$^+$ — N(1670)5/2$^-$, которую можно было бы рассматривать как дублет, но в таком случае требуется существование резонанса меньшей массы, который был бы дублетом нуклону N (940)1/2$^-$, а такого резонанса не найдено.

И, наконец, в-третьих. Близкое расположение резонансов на прямых линиях и в связи с этим большая степень надежности предсказания на поведение рассеяния в действительности является кажущейся. Через те же резонансы (и еще дополнительные частицы) с той же степенью близости можно провести параболы $\alpha(u) = \alpha_0 + \alpha' u + \beta\sqrt{u}$, причем (и это важно!) коэффициент β при члене $\sqrt{u}$ может быть сделан совсем не малым. А это совершенно изменяет ситуацию предсказания поведения рассеяния по положению резонансов. Рассеяние в области малых u (а только в этой области и «работает» теория) определяется главным образом величинами α_0 и β и очень слабо зависит от α' ($\alpha' u$ мало для $u \ll 1$), в то время как прохождение траектории около резонансов задается в первую очередь коэффициентом α'. Таким образом, прохождение траектории вблизи резонансов и поведение ее в области $u = 0$ оказываются развязанными, экстраполяция — очень далекой.

Приведем некоторые примеры. Траектории $\alpha_{N_\alpha} = -0{,}70 + 0{,}83u \pm 0{,}5\sqrt{u}$, $\alpha_\Delta = -0{,}20 + 0{,}83u \pm 0{,}36\sqrt{u}$ проходят через максимальное число известных к настоящему времени резонансов, описывая одновременно при положительном знаке перед $\sqrt{u}$ частицы с положительной четностью и при отрицательном знаке — частицы с отрицательной четностью (нуклонная траектория для спинов $^1/_2$, $^5/_2$ и $^9/_2$ дает значения масс — А 939; 1688; 2223 и 1537, реальные частицы: N(939)$^1/_2{}^+$, N(1688)$^5/_2{}^+$, N(2220) $^9/_2{}^+$ и N (1535)$^1/_2{}^-$; Δ-траектория: 1238, 1920, 2420, 2850, 3220 для положительного знака перед $\sqrt{u}$ и 1670 для — отрицательного, частицы: Δ (1236)$^3/_2{}^+$, Δ (1950) $^7/_2{}^+$, Δ (2420)$^{11}/_2{}^+$, Δ(2850)?$^+$, Δ (3230)?? и Δ(1670)$^3/_2{}^-$ (рис. 11).

При таких траекториях энергетическая зависимость рассеяния будет более крутой по сравнению с линейными траекториями [$d\sigma/du \sim E^{-3,4}$ для N и $\sim E^{-2,4}$ для Δ-траектории (ср. с зависимостью соответственно $E^{-2,4}$ и $E^{-1,8}$ в случае линейных траекторий)]. Можно получить и положительные значения $\alpha(0)$ в траекториях, например, $\alpha_{N_\alpha} = 0{,}5 + 1{,}58u - 1{,}48\sqrt{u}$. При этом α пройдет через точки $(,938)^1/_2{}^+$, $(1{,}688)^5/_2{}^+$ и $(2140)\,^9/_2{}^+$ (ср. с частицами), а энергетическая зависимость рассеяния будет значительно меньше, чем в случае линейных траекторий[8].

Сечения реакций π^-p- и π^+p-рассеяния назад могут не только не пересечься при энергии 35 *Гэв* (вспомним предсказания [20]), но вообще разойтись друг от друга.

При отсутствии требования на прямолинейность траектории у нас не остается аргументов для пренебрежения влиянием N_γ-траектории на π^+p-рассеяние. Более того, влияние N_γ-траектории на π^+p-рассеяние может оказаться решающим. В качестве курьеза приведем траекторию $\alpha_{N_\gamma} = 1{,}0 + 1{,}207u - 1{,}50\sqrt{u}$, идеально проходящую через реальные резонансы (ср. значения α: $(1{,}520)^3/_2{}^-$, $(2{,}190)\,^7/_2{}^-$, $2{,}650\,(^{11}/_2{}^-)$ и $3{,}025\,(^{15}/_2{}^-)$ с частицами N_γ $(1520)\,^3/_2{}^-$, N_γ $(2{,}190)\,^7/_2{}^-$, N_γ $(2{,}650)?^-$ и N_γ $(3{,}030??)$, при которой сечение рассеяния назад π^+ мезонов на протонах при значении $\sqrt{u}$, равном 0, **перестает зависеть от энергии** $(d\sigma/du)_{u=0} = \text{const}$. Конечно, траектория подобного сорта генерирует резонансы противоположной четности для положительного знака перед $\sqrt{u}$ с меньшими массами, которых нет в природе. Однако эту трудность можно избежать, например, приравняв нулю амплитуду π^+p-рассеяния в соответствующих точках u. Причем можно даже сделать так, что одновременно будет в точности описан знаменитый провал (при $u \sim -0{,}1$ $(Гэв/c)^{-2}$) в угловом распределении π^+p-рассеяния назад[9].

Разговор о реджевской теории комплексных моментов мы начали с впечатляющего факта связи резонансов и рассеяния. К сожалению, мы не знаем, как конкретно эта связь осуществляется. Приведенные выше примеры показывают, что современная теория по существу не ограничивает поведения рассеяния назад пионов на нуклонах (точнее, энергетическая зависимость рассеяния назад допустима в пределах от $E^{-3,5}$ вплоть до E^0). Вопрос заключается не в том, что эксперимент должен подтвердить или опровергнуть предсказания теории, он должен показать, какова картина рассеяния назад при высоких энергиях. И когда эксперимент, выполненный при энергиях серпуховского ускорителя, а возможно и ускорителя в Батавии, приподнимет занавес над таинством, происходящим при рассеянии назад пиона на нуклоне, может быть, станет понятнее, почему физика элементарных частиц называется физикой частиц высоких энергий.

---

[8] Мы выбрали $\alpha_{N_\alpha(0)}=0{,}5$ не случайно, при этом значении $d\sigma/d\Omega = \text{const}$, а $d\sigma/du \sim E^{-1}$, т. е. энергетическая зависимость рассеяния такая же, какую следовало ожидать при стоящем нуклонном полюсе. На самом же деле нуклонная траектория движется.

[9] Здесь мы не останавливались на объяснении особенности в угловом распределении π^+p-рассеяния (факт, весьма яркий по крайней мере с экспериментальной стороны). В нынешней теории он сравнительно легко объясняется и с помощью так называемых ложных нулей в амплитуде π^+p [12], и более «естественным» способом, путем учета перерассеяния [22], и еще «естественнее», с помощью учета N_γ-траектории и интерференции с N_α, и, наконец, приведенным выше способом. Такое многообразие объяснений приводит к тому, что мы так и не знаем истинную причину этого удивительного явления, теория оказывается настолько «гибкой», что ее предсказательный потенциал близок к нулю (по крайней мере в данном случае).

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Грибов.* Материалы конф. по физ. высоких энергий. Дубна, 1964.
2. *Ю. Д. Баюков, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, Я. Я. Шаламов, В. А. Шебанов.* ЖЭТФ, 1961, **41**, 52; *M. L. Perl, L. W. Jones, C. C. Ting.* Phys. Rev. 1963, **132**, 1252.
3. *Б. А. Кулаков, М. Ф. Лихачев, А. Л. Любимов, Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, В. С. Ставинский.* Материалы конф. по физике частиц высоких энергий. ЦЕРН, Женева, 1962.
4. *А. И. Алиханов, Г. Л. Баятян, Э. В. Брахман* и др. Материалы конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
5. Aachen — Berlin — Birmingam — Bonn — Hamburg — London — München Collabaration. Phys. Lett. 1964, **10**, 245.
6. *А. И. Алиханов, Г. Л. Баятян, Э. В. Брахман* и др. Письма ЖЭТФ, 1965, **2**, 90.
7. *J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl* et al. Phys. Rev., 1966, **152**, 1162.
8. *J. Orear, D. P. Owen, F. C. Peterson* et al. Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 389; *J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel* et al. Nucl. Phys., 1968, **B8**, 31.
9. *J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel* et al. Phys. Lett., 1967, **24B**, 317; *W. F. Baker, K. Berkelman, P. J. Carlson* et al. Phys. Lett., 1968, **28B**, 291.
10. *И. Я. Померанчук.* ЖЭТФ, 1958, **34**, 725.
11. *S. W. Kormanyos, A. D. Krish, J. R. O'Fallon, K. Ruddick, L. G. Ratner,* Phys. Rev., 1966, **164**, 1661.
12. *V. Barger, D. Cline.* Phys. Rev. Let., 1966, **16**, 913; Phys. Lett., 1966, **22**, 666; Phys. Rev., 1967, **155**, 1792.
13. *T. Dobrowolski, B. N. Guskov, M. F. Likhachev* et. al. Phys. Let., 1968, **24B**, 203.
14. *A. Carrol, J. Fisher, A. Lundby* et al. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 607.
15. *V. D. Antopolski* et al. Phys. Lett., 1968, **28B**, 220.
16. *В. Н. Грибов, Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук.* ЖЭТФ, 1963, **45**, 1114.
17. *В. Н. Грибов.* Сб. «Вопросы физики элементарных частиц». Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1963, стр. 147.
18. *A. Ashmore, C. J. S. Damerell, W. R. Frisken* et al. Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 460.
19. *E. W. Anderson, E. J. Bleser, H. R. Blieden* et al., Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1529.
20. *V. Barger, D. Cline.* Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 392.
21. *A. Babaev* et al. Phys. Lett., 1972, **38B**, 342.
22. *К. Г. Боресков, К. А. Тер-Мартиросян, И. С. Цукерман.* Я. Ф., 1973, **17**, 846.

А. Г. МЕШКОВСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКИХ РАСПАДОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ *K*-МЕЗОНОВ

ВВЕДЕНИЕ

В 1968—1973 гг. на протонном синхротроне Института теоретической и экспериментальной физики были поставлены эксперименты со 180-литровой ксеноновой пузырьковой камерой для поиска и исследования некоторых редких распадов K_L- и K_S-мезонов. Ксеноновая пузырьковая камера большого объема является высокоэффективным прибором для регистрации γ-квантов, электронов и π^0-мезонов. Поэтому с ее помощью было намечено изучать такие распады K^0-мезонов, в конечных продуктах которых имеются именно эти частицы.

Для исследования редких распадов K_L-мезонов создан пучок нейтральных частиц, на котором в ксеноновой пузырьковой камере было получено 10^6 стереофотографий. На этом материале исследовались CP-неинвариантный распад $K_L \to 2\pi^0$ и электромагнитный распад $K_L \to 2\gamma$. Кроме того, был предпринят поиск гипотетического χ^0-мезона, как одного из продуктов возможного распада $K_L \to \chi^0\gamma$.

Камера экспонировалась также на пучке π^--мезонов с импульсом 3,5 *Гэв/с*. В этом опыте было получено $1{,}1 \cdot 10^6$ стереофотографий, которые послужили для поисков распада $K_S \to 3\pi^0$, возможного только при нарушении CP-инвариантности, и распада $K_S \to 2\gamma$.

Эти работы выполнялись большими авторскими коллективами. Результаты всех исследований и связанные с ними методические разработки опубликованы в статьях [1—10] и содержатся в диссертациях [11—14]. На основе этого материала написан настоящий обзор.

1. 180-ЛИТРОВАЯ КСЕНОНОВАЯ ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА

Для изучения реакций с образованием γ-квантов в физике высоких энергий давно применяются пузырьковые камеры, наполненные тяжелыми жидкостями — различными фреонами, смесями фреонов с пропаном и т. д. Важной характеристикой таких пузырьковых камер является их эффективность регистрации радиационных процессов, возрастающая с увеличением размеров камеры и с уменьшением радиационной длины рабочей жидкости. В камерах очень больших размеров, объемом до 10 *м*^{3}, достигается эффективность, близкая к 100%. Создание таких камер — сложная техническая задача. Можно, однако, добиться высокой эффективности регистрации γ-квантов, применяя камеру относительно небольшого объема, если заполнить ее жидкостью с малой радиационной длиной x, например жидким ксеноном, для которого $x = 4$ *см*. Ксеноновые камеры объемом до 25 *л* ранее успешно применялись в физических экспериментах.

Построенная в ИТЭФ в 1967 г. пузырьковая камера с рабочим объемом 180 *л*, предназначенная для заполнения жидким ксеноном, является в настоящее время самой большой ксеноновой камерой в мире [6, 11]. Эффективность регистрации в камере одиночного γ-кванта с энергией $\gtrsim 20$ *Мэв* составляет 94—99% в зависимости от изучаемого процесса. При этом большие линейные размеры камеры ($25 \times 11 \times 10$ в единицах x для ксенона) позволяют измерять энергию γ-квантов и электронов по полной длине следов вызванного ими электромагнитного каскада (ливня) с точностью 10—20%.

На рис. 1 показан внешний вид камеры. При ее конструировании особое внимание было уделено обеспечению сохранности дорогостоящего ксенона. Корпус камеры рассчитан с большим запасом прочности, уплотнения съемных частей выполнены двойными, а давление между уплотнениями постоянно контролируется.

Освещение камеры происходит через полированную пластину из оргстекла толщиной 130 *мм*. Световой поток прямоугольного сечения, пройдя вдоль камеры, отражается от зеркала с противоположной стороны. Фотографирование производится под углом 90° к световому потоку через смотровую пластину из оргстекла толщиной 200 *мм*. Напротив смотрового стекла находится мембрана системы расширения. Оба стекла камеры снабжены защитными кожухами, которые предохраняют от потерь ксенона при возможной поломке стекол. В кожух смотрового стекла подается давление 18 *ат*, благодаря чему стекло находится в облегченных условиях работы.

Фотографирование следов частиц в пузырьковых камерах на фоне мембраны системы расширения часто приводит к плохому качеству снимков из-за образования на мембране большого количества светящихся пузырьков. В данной камере этот эффект удалось устранить с помощью подвижного вертикального экрана, изготовленного из дюралюминия и прикрывающего мембрану [9]. Обращенная к фотоаппарату сторона экрана почернена. При подаче и сбросе давления экран перемещается параллельно вслед за мембраной.

Рис. 1. 180-литровая ксеновая пузырьковая камера ИТЭФ

Фотографирование в камере производится трехобъективным фотоаппаратом на 35-миллиметровую неперфорированную пленку со средним уменьшением 16. Максимальная база фотографирования 380 *мм*.

Для заполнения камеры требуется 430 *кг* ксенона. Рабочие характеристики камеры: температура —17 °С, давление насыщенных паров 28 *ат*, давление поджатия 35 *ат*, уровень сброса давления 10—15 *ат*, коэффициент расширения 1,5%, частота срабатывания до 15 раз в *мин*, время чувствительности 20—30 *мсек*, задержка света 8 *мсек*.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ СНИМКОВ

Обработка снимков, полученных в ксеноновой пузырьковой камере, может осуществляться таким же способом, как и обработка снимков, выполненных с помощью водородных пузырьковых камер, т. е. по результатам измерения элементов следов частиц на отдельных проекциях. Но картины событий в тяжеложидкостных пузырьковых камерах гораздо более сложны, чем в водородных камерах. Следы заряженных частиц искажаются из-за сильного многократного рассеяния. Малая радиационная длина рабочей жидкости приводит к интенсивному развитию электромагнитных каскадов, что зачастую сопровождается перепутыванием конверсионных ливней от разных γ-квантов. Поэтому при обработке таких снимков более на-

дежным является метод, в котором с помощью стереопроектирования картины событий рассматриваются не на плоскости, а в пространстве.

Для пузырьковых камер этот метод впервые был разработан Крестниковым [15]. Ранее он применялся в камерах Вильсона и в диффузионных камерах. Для пузырьковой камеры следует учесть, что фотографирование ведется в среде с показателем преломления, отличным от 1. Показатель преломления жидкого ксенона равен 1,28.

Для обработки снимков 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры были сконструированы и построены стереопроекторы [7], на которых пространственная картина событий восстанавливается в натуральную величину. Оптическая система стереопроектора повторяет оптическую систему стереофотоаппарата ксеноновой камеры. Она содержит три отдельных проектора и три независимых фильмканала для пленки. Расстояния между объективами проекторов равны соответствующим расстояниям между объективами фотоаппарата.

Для наблюдения стереоэффекта применяется подвижный стол с прямоугольным экраном размером 60 × 95 *см*², который может перемещаться в горизонтальной плоскости и имеет три независимых оси вращения. На экране совмещаются изображения следов частиц с трех проекций. Для более удобного получения стереоэффекта в схеме управления предусмотрено периодическое переключение любой пары проекторов, причем частота переключения регулируется на пульте управления. На стереопроекторах измеряются любые пространственные углы, координаты различных точек на следах частиц и длины следов электронно-фотонных ливней.

Погрешность при измерении координат точек составляет ~0,5 *мм* в плоскости, перпендикулярной направлению оптических осей объективов, и ~1 *мм* в направлении осей. Точность измерения углов 1—2°. Измерение положения реперных крестов камеры показало, что отличие масштабов репроектирования вдоль направлений координатных осей не превышает 1%.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И γ-КВАНТОВ

Для определения энергии электронов и γ-квантов в тяжеложидкостных пузырьковых камерах может быть применен обычный метод измерения кривизны следов в магнитном поле. Другой способ заключается в измерении полной длины следов ливней, которые образуются электронами или γ-квантами в рабочей жидкости камеры. Однако определение энергии таким способом в камерах небольшого объема [16] не приводит к хорошей точности вследствие значительного геометрического обрезания ливней. При переходе к камерам больших размеров следует ожидать повышения точности.

Чтобы исследовать детально возможности измерения энергии этим методом в 180-литровой ксеноновой камере, в ИТЭФ был поставлен специальный эксперимент [8, 13]. На синхротроне был сформирован электронный пучок с варьируемой энергией в интервале 0,1—2,3 *Гэв/с*. Камера экспонировалась при 14 различных энергиях электронов в этом интервале. Было получено 50 000 стереофотографий.

При просмотре отбирались снимки с единственным входящим в камеру пучковым электроном, образующим ливень. На рис. 2 показан в качестве примера один из снимков. Всего было отобрано 1932 ливня.

Изображения ливней на экране стереопроектора зарисовывались в масштабе 1 : 1. По зарисовкам измерялась суммарная длина всех следов каждого ливня. В результате была получена зависимость полной длины следов ливня от энергии электронов, которая оказалась близкой к линейной.

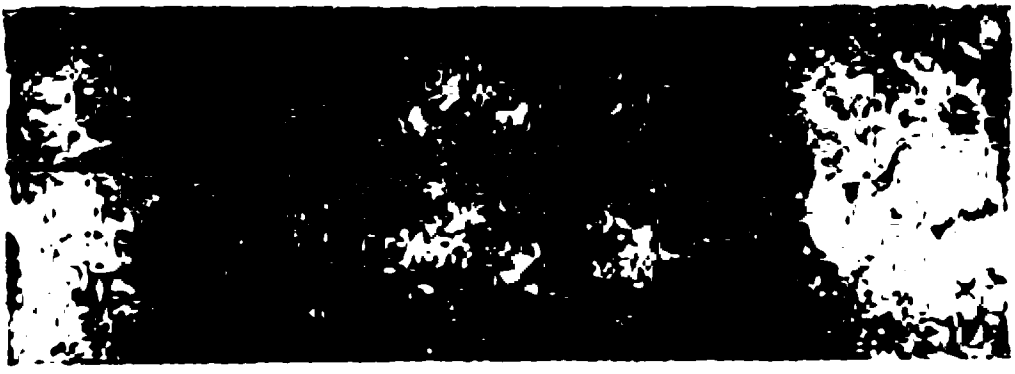


Рис. 2. Ливень, вызванный в ксеновой камере электроном с энергией 2,3 *Гэв*

Исследовались распределения ливней по полной длине следов. Оказалось, что распределения с вероятностью $p(\chi^2) \geqslant 10\%$ описываются кривыми Гаусса.

Ошибки в измерении энергии электронов $\Delta E/E$ находились как стандартные отклонения в этих распределениях для ливней, образованных электронами данной энергии. Так, было найдено, что $\Delta E/E$ составляет около 20% в области 0,1—0,15 *Гэв* и постепенно уменьшается, достигая 8% при энергии 1,5—2,0 *Гэв*.

Важно отметить, что в области 0,5—2,0 *Гэв* точность измерения энергии электронов в 180-литровой ксеноновой камере методом полной длины следов ливня в 2—3 раза лучше, чем в опытах с фреоновыми пузырьковыми камерами, в которых энергия измеряется по кривизне следов в магнитном поле напряженностью около 20 *кГс*. Только в области 0,1—0,3 *Гэв* точности обоих методов сравнимы.

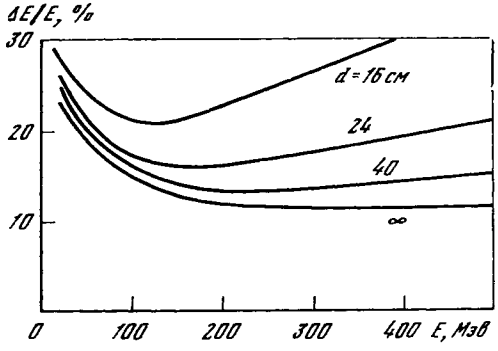


Рис. 3. Зависимость ошибок изменения энергии γ-квантов в 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере от энергии γ-квантов при различных длинах развития ливня d

Было исследовано влияние конечных размеров камеры на измерение энергии. Если камера недостаточно велика, чтобы ливень развился в ней полностью, то калибровочная функция энергии E для электрона, вызвавшего ливень, зависит не только от полной длины следов ливня R, но и от длины его развития в камере d, т. е. расстояния от точки входа электрона в камеру до границы эффективного объема. По зарисовкам ливней производилось искусственное геометрическое обрезание ливней на различных расстояниях d. Так получена зависимость $E(R)$ при различных значениях параметра d.

Заметное отступление от линейности начинается при $d \lesssim 50$ *см*. Одновременно сильно ухудшается точность в определении энергии.

Аналогичные исследования проделаны и для конверсионных ливней, вызванных γ-квантами известной энергии [12]. Для этого использовались снимки, полученные в 180-литровой ксеноновой камере при ее экспозиции на K_L-пучке.

На снимках было отобрано 1800 ливней, образованных γ-квантами от различных распадов K_L-мезонов. По зарисовкам тех ливней, которые имели возможность развиться в объеме камеры практически полностью, измерялась длина следов в зависимости от длины d от точки конверсии до линии искусственного обрезания. Энергия γ-квантов определялась для распадов $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $K_L \to 3\pi^0$. При этом отбирались только такие случаи распадов $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, у которых оба заряженных π-мезона останавливались в объеме камеры. После измерения на стереопроекторах энергия γ-квантов определялась путем расчета событий по программам кинематической идентификации [10].

В результате были определены калибровочные зависимости $E(R, d)$ для γ-квантов при энергии до 0,5 *Гэв*. Они использовались в дальнейшем при исследовании редких распадов K_L- и K_S-мезонов.

Исследовалась также точность в измерении энергии γ-квантов. Результат показан на рис. 3.

4. ПОСТАНОВКА ОПЫТА НА K_L-ПУЧКЕ

При экспериментальном исследовании распадных характеристик K_L-мезонов весьма важно обеспечить отсутствие в приборе K_S-мезонов, распады которых могут дать значительный фон. K_S-мезоны могут появляться от взаимодействия нейтронов пучка с веществом установки или в результате регенерации $K_L \to K_S$.

Идея опыта по исследованию распадов K_L-мезонов в пузырьковой камере состоит в том, что пучок нейтральных частиц проходит через вакуумированную трубу, пропущенную через камеру [17]. Таким образом, при хорошо коллимированном пучке малого диаметра по сравнению с внутренним диаметром трубы образование K_S-мезонов должно быть исключено. Распады K_L-мезонов происходят в вакууме и наблюдаются по следам продуктов распада в рабочей жидкости камеры.

Для исследования распадов K_L-мезонов с помощью 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры в ней была установлена дюралюминиевая труба, проходящая через весь рабочий объем камеры по ее оси [11]. Внутренний диаметр трубы составлял 45 *мм*, наружный — 51 *мм*. На рис. 1 хорошо виден конец трубы, выходящий из камеры через иллюминатор осветителя. Для наблюдения конверсионных ливней, образовавшихся сзади трубы, на подвижном экране, прикрывающем мембрану системы расширения, устанавливалось зеркало.

Для проведения экспериментов с K_L-мезонами на протонном синхротроне ИТЭФ был сформирован канал нейтральных частиц [14]. Его устройство и расположение аппаратуры на нем показаны на рис. 4.

Нейтральные частицы, рожденные протонами с импульсом 7 *Гэв/с* на внутренней алюминиевой мишени ускорителя, попадают в канал под углом 42° к оси протонного пучка. Главными элементами канала являются магниты *2*, очищающие пучок от заряженных частиц, и коллиматоры *4*, которые представляют собой части одного конуса, вершина которого совпадает с ме-

стом расположения мишени. Благодаря такой геометрии достигалась хорошая коллимация.

Для снижения в пучке интенсивности γ-компоненты перед коллиматором *1* устанавливался свинцовый конвертор. Для защиты от фона камера помещалась в бетонный домик и окружалась дополнительной защитой из парафина, кадмия, свинца и железа.

Камера устанавливалась на расстоянии 22 *м* от мишени. Интенсивность пучка поддерживалась такой, чтобы обеспечить в среднем 0,5 случая распадов K_L-мезонов на снимок.

Профиль нейтрального пучка в месте расположения камеры определялся двумя способами — по его нейтронной и K_L-мезонной компонентам.

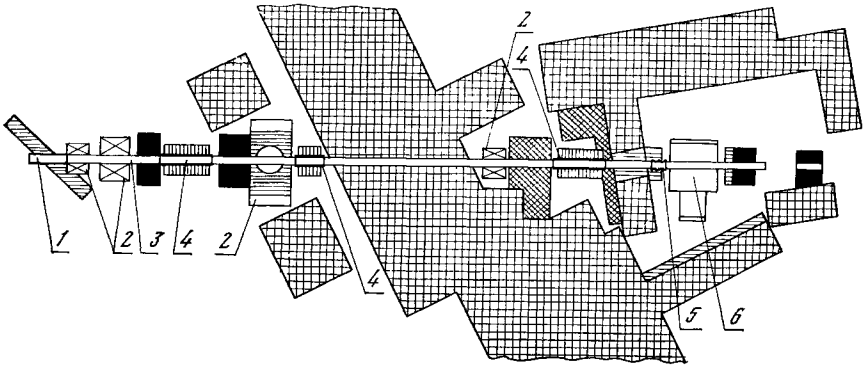


Рис. 4. Канал нейтральных частиц на протонном синхротроне ИТЭФ

1 — коллиматор неопределяющий; *2* — магниты; *3* — труба; *4* — коллиматоры; *5* — сильфон; *6* — 18 литровая ксеноновая пузырьковая камера

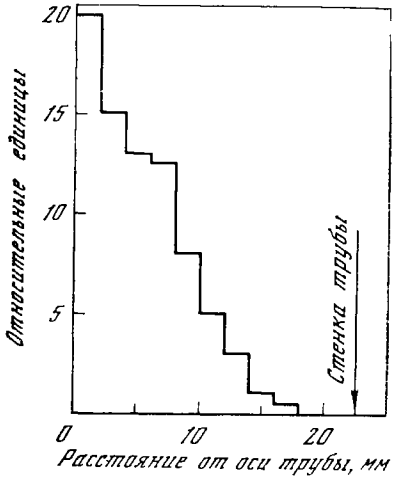


Рис. 5. Распределение интенсивности K_L-мезонов по радиусу внутри трубы

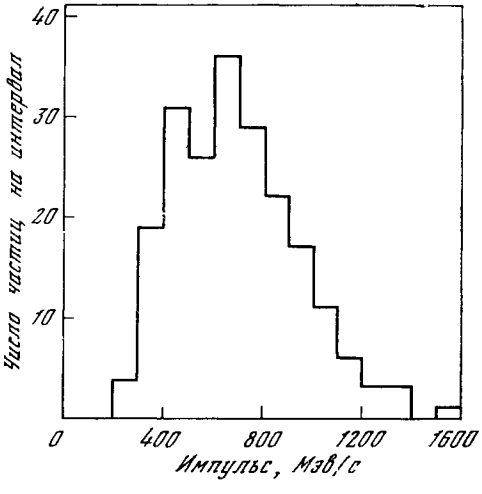


Рис. 6. Импульсный спектр K_L- мезонов

В первом способе измерения велись с помощью сцинтилляционных счетчиков, установленных сразу же после камеры и могущих перемещаться в горизонтальном и вертикальном направлениях. Во втором способе профиль пучка определялся в результате измерений на стереопроекторах координат точек распада $K_L \to 3\pi^0$, когда K_L-мезоны распадались внутри камеры в вакуумированной трубе. Случаи таких распадов были отобраны на снимках, полученных в экспозиции камеры на пучке. Оба способа дали полностью совпадающие результаты.

На рис. 5 показан профиль пучка, полученный по K_L-мезонной компоненте. Видно, что пучок не касается стенки трубки, т. е. образование K_S-мезонов исключено.

Импульсный спектр K_L-мезонов в пучке был определен в результате измерений 210 случаев распада $K_L \to 3\pi^0$, найденных на снимках. Он показан на рис. 6. Средний импульс K_L-мезонов таков, что обеспечивает достаточно высокую эффективность регистрации в камере γ-квантов от K_L-распадов.

5. РАСПАД $K_L \to 2\pi^0$ [1]

Исследование распада долгоживущего нейтрального K-мезона на два π^0-мезона является важной частью проблемы нарушения CP-инвариантности, которая подверглась такому интенсивному экспериментальному и теоретическому изучению после фундаментального открытия в 1964 г. группой Кронина [18] распада $K_L \to \pi^+\pi^-$. Проблема эта достаточно полно освещена в обзорах [19, 20]. Здесь мы отметим только, что исследование распада $K_L \to 2\pi^0$ весьма важно для понимания механизма нарушения CP-инвариантности. Определенные заключения об этом механизме можно получить, сравнивая отношения амплитуд распадов

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \to 2\pi^0)}{A(K_S \to 2\pi^0)}, \tag{1}$$

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)}. \tag{2}$$

Если $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$, то при распадах $K_L \to 2\pi$ осуществляется прямой переход от отрицательной CP-четности (K_2^0) к положительной (2π). Если же $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$, то нарушение CP-инвариантности происходит при виртуальном переходе $K_2^0 \to K_1^0$ с последующим распадом $K_1^0 \to 2\pi$, сохраняющим CP-четность.

К началу 1968 г., когда в ИТЭФ обсуждался вопрос о постановке опыта по исследованию распада $K_L \to 2\pi^0$, было известно, что этот распад обнаружен [21, 22] и что $|\eta_{00}| = 4 \cdot 10^{-3}$ с точностью 10%. В то же время усредненное мировое значение параметра $|\eta_{+-}|$ составляло $(1{,}95 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-3}$ [20]. Таким образом, следовало считать, что $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$.

Несмотря на определенность этого заключения, было, однако, ясно, что ввиду большой актуальности проблемы необходимы новые эксперименты для исследования распада $K_L \to 2\pi^0$ и измерения параметра η_{00}.

Обнаружение распада $K_L \to 2\pi^0$ принадлежит к числу очень трудных экспериментальных задач. Одновременное наблюдение четырех γ-квантов от распада двух π^0-мезонов требует применения прибора с высокой эффективностью регистрации γ-квантов. При эффективности, существенно меньшей 100%, неизбежен большой фон от распада $K_L \to 3\pi^0$, так как его вероят-

ность примерно в 200 раз больше вероятности распада $K_L \to 2\pi^0$. Фон обусловлен такими случаями распада $K_L \to 3\pi^0 \to 6\gamma$, когда из шести γ-квантов в приборе зарегистрировано четыре. При недостаточно хорошем разрешении часть таких случаев может дать заметный вклад в область массы K^0-мезона, и наблюдение слабого эффекта распада $K_L \to 2\pi^0$ станет невозможным.

Расчеты показали, что в 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере эти трудности будут в значительной степени преодолены [14]. Поэтому было решено поставить опыт.

Всего в экспозиции камеры на нейтральном пучке за год ее работы было получено 10^6 стереофотографий. 950 000 из них послужили для исследования распада $K_L \to 2\pi^0$.

Снимки просматривались по программе, в которой искались случаи с тремя и более электронно-позитронными парами от конверсии γ-квантов в ксеноне, направления которых пересекались в одной точке внутри трубы, проходящей через камеру. Такие «$m\gamma$-события» являлись главным образом результатом распадов $K_L \to 3\pi^0$. Среди случаев с четырьмя γ-квантами должны были находиться искомые распады $K_L \to 2\pi^0$.

Чтобы избежать случаев с малой потенциальной длиной конверсии γ-квантов, т. е. с плохой эффективностью регистрации, при просмотре отбирались такие события, когда точка распада K_L-мезона находилась в первой половине пути пучка через камеру. Кроме того, для надежной идентификации событий и обеспечения точности измерений обращалось особое внимание на малую загруженность кадра. Поэтому рабочие случаи фиксировались на таких кадрах, на которых имелось только одно $m\gamma$-событие. При этом допускалось наличие еще одного распада какого-либо другого типа: $K_L \to \pi e \nu$, $K_L \to \pi \mu \nu$ или $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, но при условии, что точка распада находилась на расстоянии не ближе 25 *см* от точки, в которой найдено $m\gamma$-событие.

25% снимков просматривались двукратно, остальные — однократно. Оказалось, что эффективность однократного просмотра составляет $(96{,}7 \pm 0{,}3)\%$ для $m \geqslant 4$ и не зависит от числа γ-квантов.

Чтобы определить эффективность конверсии γ-квантов, осуществлялся специальный просмотр для поиска распадов $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с одним или двумя γ-квантами от распада π^0-мезона. Было отобрано 930 таких событий и по относительному числу случаев с одним и двумя γ-квантами найдено, что эффективность конверсии одиночного γ-кванта $\alpha = 0{,}95 \pm 0{,}01$. Отсюда эффективность конверсии четырех γ-квантов $\alpha^4 = 0{,}814 \pm 0{,}034$. Величина α^4 определялась также методом Монте-Карло и составила 0,84. В дальнейших расчетах принималось ее экспериментальное значение.

В результате просмотра всех фотографий было найдено 666 случаев, которые после их анализа физиками интерпретировались как 4γ-события. В качестве примера на рис. 7 показан один из таких случаев.

Все 4γ-события рассматривались на стереопроекторах, и 452 из них были измерены. Для остальных выполнить измерения оказалось невозможно главным образом из-за того, что одна или несколько конверсионных пар были видны на снимке только по отражению в зеркале. Таким образом, «коэффициент измеримости» случаев с четырьмя γ-квантами составил $452/666 = 0{,}68 \pm 0{,}04$.

Для каждого измеримого случая находились координаты точки распада K_L-мезона в трубе, измерялись углы вылета всех γ-квантов относительно направления пучка, углы между двумя любыми γ-квантами, их азимутальные углы, потенциальные длины конверсии и полные длины следов конвер-

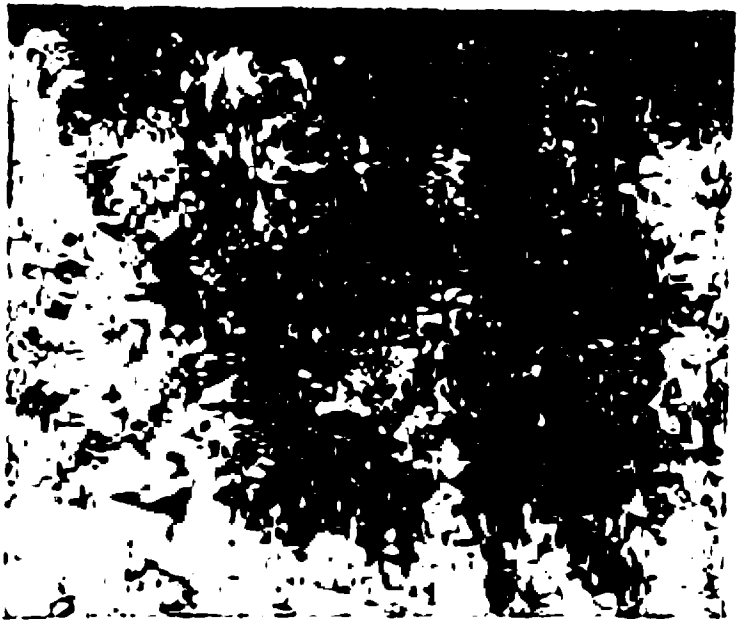


Рис. 7. Случай с четырьмя γ-квантами от распада K_L-мезона

сионных ливней. По результатам измерений вычислялись эффективная масса системы 4γ и другие необходимые величины.

Чтобы определить точность в определении массы K_L-мезона, были измерены 210 случаев распада $K_L \to 3\pi^0$. Распределение по эффективной массе шести γ-квантов для этих случаев показано на рис. 8. Как следует из гистограммы, ширина пика $\Delta M \approx 110$ *Мэв*, т. е. $\Delta M/M = \pm 11\%$.

Все измеренные случаи с четырьмя γ-квантами рассчитывались по *4C-fit*-программе, в которой производилось сравнение с гипотезой распада на два π^0-мезона некоторой частицы, летящей параллельно оси трубы. На рис. 9 показан полученный в результате этого расчета спектр эффективных масс системы $2\pi^0$ для событий, вероятность которых $p(\chi^2) > 10\%$ и $> 30\%$.

Как следует из гистограмм, случаи с четырьмя γ-квантами разделились на две группы. Левую группу образуют такие случаи распада $K_L \to 3\pi^0$, когда из шести γ-квантов конвертировали четыре. Правая группа обязана своим происхождением искомому эффекту распаду $K_L \to 2\pi^0$.

Обе группы событий, однако, не разделились полностью. Поэтому для вычисления числа случаев распада $K_L \to 2\pi^0$ следует оценить величину фона от распада $K_L \to 3\pi^0$ в правой группе событий.

Для этой оценки применялись два независимых метода. Во-первых, были сделаны вычисления по программе, в которой методом Монте-Карло моделировались случаи с четырьмя γ-квантами от распада $K_L \to 3\pi^0$. В программе учитывались все конкретные условия опыта и ошибки измерений. Во-вторых, фоновые случаи с четырьмя γ-квантами комбинировались из 6γ-событий, измеренных на стереопроекторах. В обоих способах случаи с четырьмя γ-квантами рассчитывались по той же *fit*-программе, которая применялась для измеренных 4γ-событий. В результате были отобраны фоновые комбинации, вероятность которых $p(\chi^2) > 10\%$ и $> 30\%$. Оба метода определения фона дали хорошо совпадающие результаты. На рис. 9, *а* и

б нанесены полученные фоновые кривые (сплошная линия). Пунктиром показано распределение для моделированных случаев распада $K_L \to 2\pi^0$, прошедших *fit*-программу.

После вычитания фона в соответствии с кривыми на рис. 9 имеем число случаев распада $K_L \to 2\pi^0$, равное $29 \pm 5{,}9$ при $p(\chi^2) > 10\%$ и $24 \pm 5{,}1$ при $p(\chi^2) > 30\%$, в интервале масс 450—600 *Мэв*.

Для вычисления истинного числа случаев распада $K_L \to 2\pi^0$ в эти числа следует внести поправки на эффективность конверсии четырех γ-квантов (0,814), коэффициент измеримости (0,68), эффективность *fit*-программы и число случаев распада для области масс <450 *Мэв*. Коэффициент, совместно

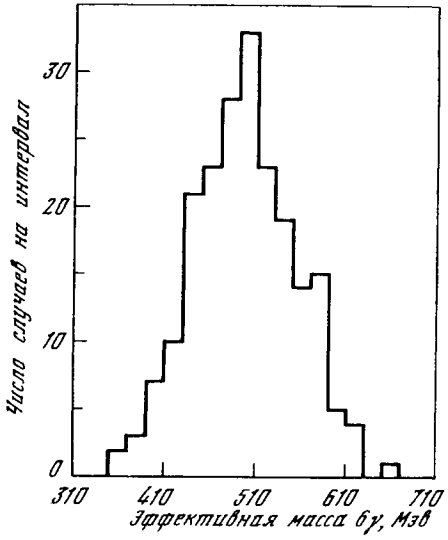
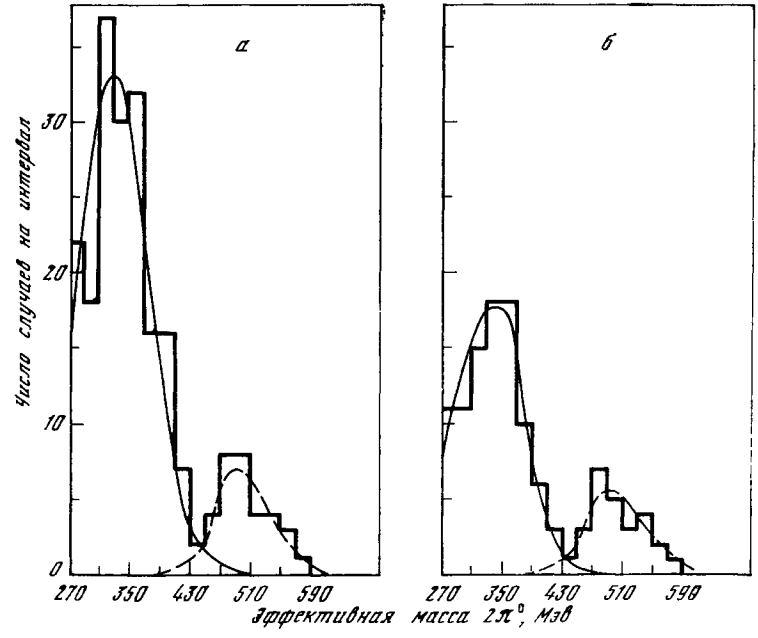


Рис. 8. Распределение по эффективной массе системы 6γ для распадов $K_L \to 3\pi^0$

Рис. 9. Распределение по эффективной массе $2\pi^0$ для 4γ-событий, прошедших *fit*-программу

а — $p(\chi^2) > 10\%$; *б* — $p(\chi^2) > 30\%$



учитывающий последние две поправки, определялся методом Монте-Карло и составил 0,78 ± 0,06 для $p(\chi^2) > 10\%$ и 0,65 ± 0,05 для $p(\chi^2) > 30\%$. После внесения указанных поправок имеем 66,7 ± 14,8 и 66,7 ± ± 15,6 случаев распада $K_L \to 2\pi^0$ соответственно двум значениям пределов для $p(\chi^2)$. Систематическая ошибка в этих числах, связанная с возможными случаями перевода 4γ-событий в 5γ- или 6γ-события, не превышает по оценке 5%.

Кроме фона от распада $K_L \to 3\pi^0$ можно указать еще один источник фона — распад $K_L \to \pi^0\gamma\gamma$. Из эксперимента известен [23] только верхний предел отношения $r = \Gamma(K_L \to \pi^0\gamma\gamma)/\Gamma(K_L \to 2\pi^0) < 0{,}24$. Чтобы оценить вклад от этого распада в число случаев с четырьмя γ-квантами для области масс >450 *Мэв*, была вычислена эффективность *fit*-программы для распада $K_L \to 2\pi^0$ по отношению к моделированным событиям $K_L \to \pi^0\gamma\gamma$ и учтено значение $r < 0{,}24$. В результате оказалось, что фон от распада $K_L \to \pi^0\gamma\gamma < 11\%$ при $p(\chi^2) > 10\%$ и $< 8\%$ при $p(\chi^2) > 30\%$.

Теперь можно вычислить отношение вероятностей $r_1 = \Gamma(K_L \to 2\pi^0)/\Gamma(K_L \to 3\pi^0)$. Число случаев распада $K_L \to 3\pi^0$ было определено по числу всех $m\gamma$-событий, найденных на тех же снимках, и составило 18 060. Следовательно, $r_1 = 66{,}7/18060 = (3{,}7 \pm 0{,}8)\cdot 10^{-3}$.

Так как $|\eta_{00}|^2 = \Gamma(K_L \to 2\pi^0)/\Gamma(K_S \to 2\pi^0)$, то отсюда легко получить, что

$$|\eta_{00}|^2 = \frac{R(K_L \to 3\pi^0)}{R(K_S \to 2\pi^0)} r_1, \tag{3}$$

где R — скорости распадов. Подставляя измеренное значение r_1 в формулу (3) и пользуясь величинами [24] $R(K_L \to 3\pi^0) = 3{,}99\cdot 10^6$ *сек*$^{-1}$ и $R(K_S \to 2\pi^0) = 0{,}363\cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, имеем $|\eta_{00}| = (2{,}02 \pm 0{,}23)\cdot 10^{-3}$. Это значение параметра $|\eta_{00}|$ не согласуется с первыми результатами по исследованию распада $K_L \to 2\pi^0$ [21, 22] и свидетельствует в пользу равенства $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$.

Данные о распаде $K_L \to 2\pi^0$, полученные в 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере, были доложены в 1970 г. на 15-й Международной конференции по физике высоких энергий в Киеве. К этому времени экспериментальные результаты по измерению вероятности распада $K_L \to 2\pi^0$ приобрели очень противоречивый характер. Группа Кронина, пересмотрев свою работу 1966 г. [22], отказалась от значения $|\eta_{00}| = 4\cdot 10^{-3}$, понизив величину параметра $|\eta_{00}|$ в 2 раза [23]. Группой Канди [17] с помощью фреоновой пузырьковой камеры было получено $|\eta_{00}| = (2{,}2 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-3}$. С другой стороны, оставались результаты группы Гайяра [21, 25] и с ними совпадали данные еще одной новой работы [26], из которой опять следовало, что $|\eta_{00}| = 4\cdot 10^{-3}$. В этой драматической ситуации результат, полученный в ксеноновой камере ИТЭФ, внес серьезное сомнение в справедливость неравенства $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$. Действительно, благодаря высокой эффективности регистрации γ-квантов и хорошей точности в измерении их энергии этот результат обладал наибольшей достоверностью по сравнению с данными других установок.

Если теперь воспользоваться более поздними сведениями о величинах $R(K_L \to 3\pi^0)$ и $R(K_S \to 2\pi^0)$ [27], то можно пересчитать значение $|\eta_{00}|$, полученное в эксперименте с ксеноновой камерой ИТЭФ. Вычисления дают, что $|\eta_{00}| = (2{,}08 \pm 0{,}24)\cdot 10^{-3}$. Это полностью согласуется с современным мировым значением параметра $|\eta_{00}|$, которое составляет [27] $(2{,}09 \pm 0{,}10)\cdot 10^{-3}$. В то же время $|\eta_{+-}| = (1{,}98 \pm 0{,}04)\cdot 10^{-3}$. Таким образом, в пределах ошибок опыта $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$, а это равенство является следствием тех моделей нарушения CP-инвариантности, в которых несохранение CP-четности происходит при виртуальном переходе $K_2^0 \to K_1^0$.

6. РАСПАД $K_L \to 2\gamma$[2]

В 1971 г. большую сенсацию вызвала работа Кларка и др. [28], посвященная поиску распада долгоживущего K^0-мезона по схеме $K_L \to \mu^+\mu^-$. Распад не был найден, и было получено, что на 90%-ном уровне достоверности $\Gamma(K_L \to \mu^+\mu^-)/\Gamma(K_L) < 1{,}8 \cdot 10^{-9}$, в то время как нижняя теоретическая граница, которая может быть вычислена [29], если известна вероятность распада $K_L \to 2\gamma$, составляет $(6 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-9}$. Поскольку в основе этой теоретической оценки лежат такие фундаментальные принципы физики, как унитарность S-матрицы и CPT-инвариантность, то естественно было сомневаться в правильности работы группы Кларка или в достоверности экспериментальных данных по измерению вероятности распада $K_L \to 2\gamma$.

До 1971 г. распад $K_L \to 2\gamma$ исследовался в нескольких работах [23, 30, 31], результаты которых согласовались друг с другом в пределах ошибок опыта и давали в среднем величину $\Gamma(K_L \to 2\gamma)/\Gamma(K_L) = (4{,}8 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-4}$. Однако не все эти работы следовало считать достаточно надежными, поскольку две из них выполнялись на электронных установках с очень низкой эффективностью регистрации распада $K_L \to 2\gamma$ порядка 0,01 [23] и 0,1 [31]. Большей убедительностью обладала только работа, выполненная с помощью фреоновой пузырьковой камеры [30], но она содержала всего лишь 16 случаев распада $K_L \to 2\gamma$. Таким образом, новые измерения были вполне актуальны.

Для поиска случаев распада $K_L \to 2\gamma$ группа ИТЭФ [2] использовала те же снимки 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры, которые послужили для исследования распада $K_L \to 2\pi^0$. Программой просмотра являлся поиск событий с двумя конверсионными парами, направления которых пересекались внутри вакуумированной трубы. Условия просмотра были такие же, как и при поисках $m\gamma$-событий при $m \geqslant 3$. 65% всех снимков просматривалась трехкратно, остальные — двукратно. Средняя эффективность всего просмотра составила $(93{,}0 \pm 1{,}3\%)$.

После контроля найденных событий и анализа их на стереопроекторах было отобрано 58 случаев, в которых γ-кванты удовлетворяли условию компланарности с направлением пучка K_L-мезонов. Из них удалось измерить 50 случаев. Для восьми 2γ-событий полные измерения не могли быть сделаны, так как в каждом из этих случаев одна из конверсионных пар находились за трубой и виднелась на снимке только по отражению в зеркале.

Все измеренные случаи рассчитывались по *2C-fit*-программе, в которой проверялась параллельность импульса распавшейся частицы оси пучка. Эффективность программы около 100%. Спектр эффективных масс $M_{2\gamma}$ системы 2γ для случаев, прошедших *fit*-программу с вероятностью $p(\chi^2) > 1\%$, показан на рис. 10. Как следует из гистограммы, все случаи разделились на две группы, максимумы которых находятся в области масс π^0-мезона и K^0-мезона. Ширина обоих пиков согласуется с ошибками измерений.

Обсудим возможные источники фона в K^0-мезонном пике. Из экспериментальной ширины π^0-мезонного пика следует, что π^0-мезоны не могут дать никакого фона в область масс K^0-мезона. Более вероятными источниками фона являются такие случаи распадов $K_L \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ и $K_L \to 3\pi^0 \to 6\gamma$, в которых из четырех или шести γ-квантов конвертировали только два, а также такие случаи с тремя γ-квантами от этих распадов, в которых два γ-кванта приняты за один. Моделирование этих источников фона методом Монте-Карло показало, однако, что они дают пренебрежимо малые вклады в область эффективных масс, для которой $M_{2\gamma} > 350$ *Мэв*.

Этот вывод подтверждается результатом расчета всех измеренных событий по 3*C-fit*-программе, где проводилось сравнение с гипотезой распада $K_L \to 2\gamma$. Оказалось, что все случаи с $M_{2\gamma} > 350$ *Мэв* удовлетворяют этой гипотезе с вероятностью $p(\chi^2) > 1\%$, а для остальных случаев $p(\chi^2) < 10^{-5}$. Эффективность *fit*-программы 95%.

Таким образом, следует считать, что все 28 случаев, составляющих правую группу гистограммы на рис. 10, обусловлены распадом $K_L \to 2\gamma$. Один из таких случаев показан на рис. 11.

Для вычисления истинного числа распадов $K_L \to 2\gamma$ следует учесть эффективность просмотра (0,93), вероятность конверсии двух γ-квантов

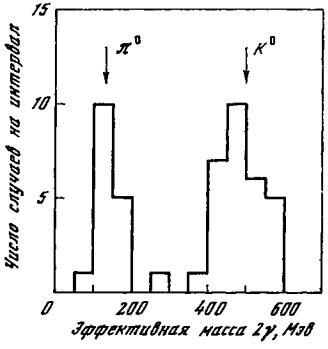


Рис. 10. Распределение по эффективной массе 2γ-событий, прошедших *fit*-программу

от распада $K_L \to 2\gamma$ и коэффициент измеримости случаев. Последние две величины вычислялись методом Монте-Карло и составили соответственно $0{,}95 \pm 0{,}02$ и $0{,}77 \pm 0{,}08$. Произведение всех трех поправочных коэффициентов равно 0,68. Отсюда имеем $28/0{,}68 = 41{,}2 \pm 8{,}9$ случая распада $K_L \to 2\gamma$.

Эту величину можно вычислить и другим способом. Как сказано выше, 8 случаев 2γ-событий не были пригодны для точных измерений. Тем не менее для них удалось произвести такие измерения, которые оказались достаточными для вычисления значений верхнего или нижнего пределов величины $M_{2\gamma}$. Оказалось, что для шести случаев верхний предел $M_{2\gamma}$ находится в интервале 40—225 *Мэв*, для двух — $M_{2\gamma} > 380$ *Мэв*. Таким образом, в соответствии с гистограммой на рис. 10 следует считать, что два случая из восьми относятся к K^0-мезонам, т. е. общее число найденных распадов $K_L \to 2\gamma$ с учетом неизмеренных событий составляет 30.

В это число следует внести поправки на вероятности конверсии (0,95) и эффективность просмотра. Последняя величина с учетом пониженной эффективности просмотра таких случаев, одна конверсионная пара у которых видна только в зеркале, равна $(83{,}8 \pm 6{,}7)\%$. Произведение обоих поправочных коэффициентов составляет 0,796. Отсюда имеем $30/0{,}796 = 37{,}7 \pm 7{,}5$ случая распада $K_L \to 2\gamma$.

Среднее значение из двух полученных величин равно $39{,}5 \pm 7{,}9$ случая. Теперь можно вычислить отношение $r_2 = \Gamma(K_L \to 2\gamma) / \Gamma(K_L \to 3\pi^0)$. Как сказано на стр. 107, число найденных случаев распада $K_L \to 3\pi^0$ составляет 18 060. С учетом поправки на эффективность просмотра $m\gamma$-событий получим 18 526 случаев. Отсюда $r_2 = 39{,}5/18526 = (2{,}13 \pm 0{,}43)\,10^{-3}$.

Вероятность распада $K_L \to 2\gamma$ найдем, умножив r_2 на вероятность распада $K_L \to 3\pi^0$, равную $0{,}215 \pm 0{,}08$ [27]. Тогда $\Gamma(K_L \to 2\gamma)/\Gamma(K_L) = (4{,}6 \pm 0{,}9)10^{-4}$.

Рис. 11. Случай распада $K_L \to 2\gamma$

Как показано выше, поправочные коэффициенты, примененные при вычислении истинного числа случаев распада $K_L \to 2\gamma$ по двум способам, равны 0,7—0,8. Это и есть эффективность регистрации этого распада в данном опыте, и если сравнить ее с аналогичными эффективностями в тех работах по исследованию распада $K_L \to 2\gamma$, которые выполнены как до [23, 30, 31], так и после [32, 33] эксперимента ИТЭФ, то можно установить, что результат, полученный в 180-литровой ксеноновой камере, обладает наибольшей надежностью. Он хорошо согласуется с современным [27] среднемировым значением $\Gamma(K_L \to 2\gamma)/\Gamma(K_L) = (4{,}9 \pm 0{,}4)\,10^{-4}$.

7. ПОИСК χ^0-МЕЗОНА [3]

Итак, новые измерения вероятности распада $K_L \to 2\gamma$, описанные в предыдущем разделе, не изменили существенно ее прежнюю величину, и «загадка» распада $K_L \to \mu^+\mu^-$ осталась. Она породила множество гипотез и моделей, авторы которых пытались разрешить противоречие между экспериментом группы Кларка и теорией, не ставя под сомнение данные опыта. Их исчерпывающий обзор содержится в работе Долгова, Захарова и Окуня [34]. Здесь будет рассказано только об одной из этих гипотез, которая была экспериментально проверена в ИТЭФ.

В 1971 г. Алес и Пати показали [35], что расхождение между экспериментальными и вычисленным пределами вероятности распада $K_L \to \mu^+\mu^-$

может быть снято, если предположить существование нейтрального векторного мезона с массой 350—425 *Мэв* и квантовыми числами $J^P = 1^-$. Такая частица, которую авторы назвали χ^0-мезоном, должна проявиться в распаде K_L-мезона по схеме $K_L \to \chi^0\gamma$. При этом оказывается, что вероятность распада $K_L \to \chi^0\gamma$ должна иметь весьма заметную величину $\Gamma(K_L \to \chi^0\gamma)/\Gamma(K_L) \geqslant 1{,}2 \cdot 10^{-2}$.

Основными распадами χ^0-мезона должны явиться распады $\chi^0 \to \pi^0\gamma$, $\chi^0 \to e^+e^-$ и $\chi^0 \to \mu^+\mu^-$. Если распад $\chi^0 \to \pi^0\gamma$ разрешен, то вероятность каждого из лептонных распадов χ^0-мезона составит не менее 5%. Однако распад $\chi^0 \to \pi^0\gamma$ может быть относительно подавлен вследствие правил отбора по

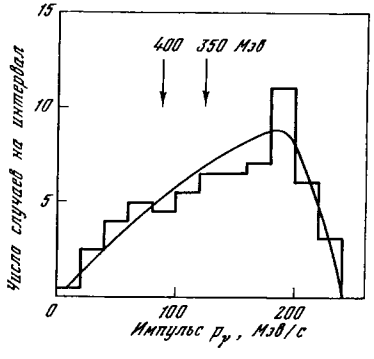


Рис. 12. Распределение случаев с четырьмя γ-квантами по импульсам γ-квантов, не принадлежащих π^0-мезону в распаде $K_L \to \pi^0\gamma\gamma$

системам симметрии адронов. В этом случае доля лептонных распадов может оказаться существенно большей.

Методика 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры позволила осуществить поиск χ^0-мезона по его распадам $\chi^0 \to \pi^0\gamma$ и $\chi^0 \to e^+e^-$.

Случаи распада $K_L \to \chi^0\gamma$ с последующим $\chi^0 \to \pi^0\gamma$ следовало искать, очевидно, среди 4γ-событий. Для этого были использованы 452 измеренных 4γ-события, о которых говорилось на стр. 104. Теперь эти случаи были рассчитаны по *fit*-программе, в которой проводилось сравнение с гипотезой распада $K_L \to \pi^0\gamma\gamma$. В результате осталось 62 случая, удовлетворяющих этой гипотезе с вероятностью $p(\chi^2) > 30\%$.

Идея дальнейшей обработки состояла в том, что импульс γ-кванта в двухчастичном распаде $K_L \to \chi^0\gamma$ должен иметь в системе покоя K_L-мезона строго определенное значение. Поэтому для 62 случаев, прошедших *fit*-программу, были вычислены в этой системе значения импульсов γ-квантов, не принадлежащих π^0-мезону в распаде $K_L \to \pi^0\gamma\gamma$. Полученное распределение показано на рис. 12. Очевидно, что если существует распад $K_L \to \chi^0\gamma$, то на распределении должен проявиться максимум, соответствующий массе χ^0-мезона. Стрелками на рис. 12 показаны ожидаемые положения максимумов для двух значений масс χ^0-мезона. Как видно, никаких существенных нерегулярностей в этой области масс не наблюдается. Проведенная на графике кривая является распределением, полученным методом Монте-Карло для распадов $K_L \to 2\pi^0$ и $K_L \to 3\pi^0$. Она хорошо совпадает с экспериментальной гистограммой.

Из рис. 12 следует, что среднее число случаев, которое приходится на интервал 40 *Мэв/с*, соответствующий экспериментальному разрешению, составляет 11 для области предполагаемой массы χ^0-мезона. Отсюда легко вычислить, что на уровне достоверности 90% верхний предел для распада $K_L \to \chi^0\gamma$ ($\chi^0 \to \pi^0\gamma$) должен составить 5,5 случая. Вводя поправки на вероятность регистрации в камере четырех γ-квантов (0,81), коэффициент изме-

римости 4γ-событий (0,68) и эффективность *fit*-программы (0,64), получим 15,6 случая. Относя это число к 18 060 случаям распада $K_L \to 3\pi^0$ и пользуясь величиной $\Gamma(K_L \to 3\pi^0)/\Gamma(K_L) = 0{,}215$ [27], получим, что $R_1 = \Gamma[K_L \to \chi^0\gamma(\chi^0 \to \pi^0\gamma)]/\Gamma(K_L) < 1{,}85 \cdot 10^{-4}$ на 90%-ном уровне достоверности.

Случаи распада $K_L \to \chi^0\gamma$ с последующим $\chi^0 \to e^+e^-$ должны, очевидно, выглядеть на снимках, как случаи со следами двух ливней, выходящих из стенки трубы, и одной конверсионной пары, причем направления всех трех следов должны пересекаться внутри трубы в одной точке. Так как при просмотре $m\gamma$-событий с $m \geqslant 3$ не было наложено ограничение на расстояние от стенки трубы до точки зарождения ливня, то искомые случаи могли находиться среди найденных ранее 3γ-событий. Они были рассмотрены вновь, и среди них оказалось 7 случаев, которые были интерпретированы как $ee\gamma$-события. Однако после их обмера на стереопроекторе и кинематического анализа выяснилось, что ни один из них не соответствует распаду $K_L \to e^+e^-\gamma$, так как значения эффективных масс системы $ee\gamma$ оказались меньше 300 *Мэв*. Эти значения более чем на 5 стандартных отклонений отличаются от массы K^0-мезона.

Поскольку не наблюдено ни одного случая распада $K_L \to \chi^0\gamma(\chi^0 \to e^+e^-)$, то на 90%-ном уровне достоверности это означает, что верхний предел для этого распада составляет 2,3 случая. Относя это число к 18 060 распадам $K_L \to 3\pi^0$ и пользуясь величиной $\Gamma(K_L \to 3\pi^0)/\Gamma(K_L) = 0{,}215$ [27], получим, что $R_2 = \Gamma[K_L \to \chi^0\gamma(\chi^0 \to e^+e^-)]/\Gamma(K_L) < 0{,}27 \cdot 10^{-4}$.

Как было сказано выше, распады $\chi^0 \to \pi^0\gamma$, $\chi^0 \to e^+e^-$ и $\chi^0 \to \mu^+\mu^-$ являются основными распадами χ^0-мезона. Тогда при разумном предположении, что $\Gamma(\chi^0 \to e^+e^-) \cong \Gamma(\chi^0 \to \mu^+\mu^-)$, получим оценку верхнего предела полной вероятности распада $K_L \to \chi^0\gamma$: $R = \Gamma(K_L \to \chi^0\gamma)/\Gamma(K_L) \cong R_1 + 2R_2 < 2{,}4 \cdot 10^{-4}$ на 90%-ном уровне достоверности.

Но согласно теории [35], $R \geqslant 1{,}2 \cdot 10^{-2}$. Таким образом, из описанных здесь результатов следует, что значение величины R по крайней мере в 50 раз меньше, чем ожидается Поэтому эксперимент ИТЭФ закрывает гипотезу Алеса и Пати о существовании нейтрального векторного мезона с массой 350—425 *Мэв* в K_L-распадах.

8. РАСПАД $K_S \to 3\pi^0$ [4]

Открытие распадов $K_L \to 2\pi$ повлекло за собой интенсивные поиски *T*-, *CP*- и *CPT*-неинвариантных эффектов в различных других распадах и реакциях. В частности, много усилий было предпринято для возможного обнаружения распада короткоживущего K^0-мезона на три π-мезона по схеме $K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Такой распад может идти и без CP-нарушения за счет состояний с изоспином $I = 0$ или 2. Однако теоретические оценки этого эффекта приводят к очень малым значениям, так что его наблюдение лежит за пределами современных экспериментальных возможностей. Поэтому если на опыте был бы обнаружен распад $K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$, то это означало бы открытие еще одного CP-неинвариантного процесса.

Поиску распада $K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$ посвящено довольно много работ. Но ни в одной из них он обнаружен не был, а наблюденные случаи объяснялись CP-разрешенным распадом $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

В противоположность распаду $K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$ распад K_S-мезона на три нейтральных π-мезона возможен только при нарушении CP-инвариантности. Поэтому поиск распада $K_S \to 3\pi^0$ является весьма важным. Однако до по-

следнего времени нет работ, посвященных этому распаду, вследствие большой методической трудности одновременного наблюдения шести γ-квантов.

Эффективность регистрации 6γ-событий в 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере достаточно высока и составляет около 75%. Поэтому с ее помощью был предпринят поиск распада $K_S \to 3\pi^0$.

Для этой цели использовались снимки, полученные в экспозиции камеры на пучке π^--мезонов с импульсом 3,5 *Гэв/с* протонного синхротрона ИТЭФ. В этом опыте весь объем камеры заполнялся ксеноном. Было получено $1{,}1 \cdot 10^6$ стереофотографий.

Источником K^0-мезонов служили звезды, генерированные в объеме камеры в результате взаимодействий π^--мезонов с ядрами ксенона. Очевидно,

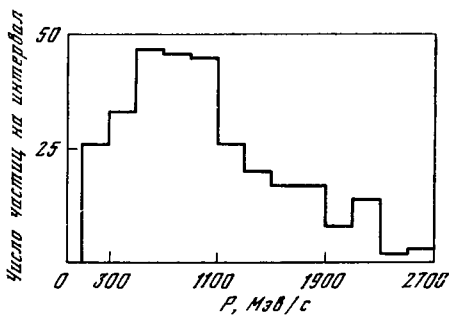


Рис. 13. Импульсный спектр K_S-мезонов

что из звезд вылетало равное количество K_S- и K_L-мезонов, причем практически все K_S-мезоны распадались внутри камеры, в то время как бо́льшая часть K_L-мезонов вылетала из камеры до распада.

Программа просмотра состояла из поиска таких $m\gamma$-событий при $m \geqslant 2$, когда направления конверсионных пар пересекались в одной точке в окрестностях какой-либо звезды. Эта точка являлась предполагаемой точкой распада K^0-мезона, вылетевшего из звезды. Случаи с числом γ-квантов $m \leqslant 4$ являлись в основном результатом распадов $K_S \to 2\pi^0$. Случаи с шестью γ-квантами считались кандидатами на распады $K_L \to 3\pi^0$ или $K_S \to 3\pi^0$. Чтобы избежать кадров с большой загрузкой, поиск велся на таких снимках, на которых число следов π^--мезонов из пучка не превышало семи.

Отбирались только такие события, для которых точка пересечения γ-квантов располагалась на расстоянии $\geqslant 1{,}5$ *см* от звезды. Это ограничение было необходимо, чтобы отбросить случаи, когда γ-кванты вылетали из самой звезды.

73% снимков просматривались двукратно, остальные — однократно. Эффективность просмотра оказалась независящей от числа γ-квантов и составила 94,3%.

Импульсный спектр K_S-мезонов, вылетевших из звезд, был получен в результате измерений 157 случаев распада $K_S \to 2\pi^0$. Он показан на рис. 13.

На всех снимках было найдено 28 случаев с шестью γ-квантами. Один из таких случаев показан на рис. 14. Для каждого 6γ-события измерялись энергии γ-квантов и их углы вылета относительно направления движения K^0-мезона. При измерениях принимались во внимание все расположенные на кадре звезды, относительно которых можно было предполагать, что из них вылетел данный K^0-мезон.

Все случаи рассчитывались по $6C$ — *fit*-программе, в которой проводилось сравнение с гипотезой распада $K^0 \to 3\pi^0$ при условии, что K^0-мезон

Рис. 14. Случай распада $K^0 \to 3\pi^0$ для K^0-мезона, вылетевшего из звезды

вылетел из отмеченной на снимке звезды. Для случаев, которые могли быть ассоциированы с двумя или более звездами, выбиралась наиболее вероятная материнская звезда, соответствующая наименьшему значению χ^2. В результате расчетов осталось 22 случая, прошедших *fit*-программу с вероятностью $p(\chi^2) > 1\%$. Для них были вычислены значения t_i времен пролета K^0-мезонов от звезды до точки распада.

Зависимость числа распадов $K^0 \to 3\pi^0$ от времени пролета можно в данном случае записать в виде

$$N(t, x_0, y_0) \sim |\eta_{000}|^2 \exp(-t)\,\varepsilon_S(t) + \exp\left(-\frac{\tau_S}{\tau_L}t\right)\varepsilon_L(t) + \\ + 2\rho\sqrt{\varepsilon_S(t)\,\varepsilon_L(t)}\exp\left[-\frac{t}{2}\left(1+\frac{\tau_S}{\tau_L}\right)\right](x_0\cos\delta\tau_S t - y_0\sin\delta\tau_S t). \qquad (4)$$

В этой формуле t — время пролета, выраженное в единицах среднего времени жизни K_S-мезона; ε_L и ε_S — геометрические эффективности регистрации K_L- и K_S-мезонов в камере; τ_L и τ_S — их средние времена жизни; δ — разность масс K_L- и K_S-мезонов; x_0 и y_0 — реальная и мнимая части феноменологического параметра η_{000}, характеризующего нарушение CP-инвариантности в распаде $K_S \to 3\pi^0$:

$$\eta_{000} = \frac{A(K_S \to 3\pi^0)}{A(K_L \to 3\pi^0)}, \qquad (5)$$

где A — амплитуды соответствующих распадов. Коэффициент ρ в формуле (4) учитывает относительное количество K^0- и $\tilde{K}^0$-мезонов и определяется выражением

$$\rho = \frac{n(K^0) - n(\tilde{K}^0)}{n(K^0) + n(\tilde{K}^0)}, \qquad (6)$$

где n — число K^0 или $\tilde{K}^0$-мезонов. вылетевших из звезд в момент $t = 0$.

Вычисления параметра η_{000} были произведены методом максимального правдоподобия. Использовалась функция правдоподобия вида

$$L(\eta_{000}) = \prod_{i=1}^{22} \frac{N(t_i, x_0, y_0)}{\int\limits_{t_{\min}}^{t_{\max}} N(t, x_0, y_0)\, dt}, \tag{7}$$

где $N(t, x_0, y_0)$ дается формулой (4); $t_{\min}$ — минимальное время пролета, определяемое условиями отбора для пролетных расстояний ($\geqslant$1,5 *см* от звезды); $t_{\max}$ — максимальное время пролета, определяемое границами рабочего объема камеры.

Значения величин τ_L, τ_S и δ брались из таблиц [27]. Величина коэффициента ρ вычислялась путем суммирования известных сечений рождения K^0 и $\bar{K}^0$-мезонов π^--мезонами с импульсом около 3,5 *Гэв/с* на нуклонах [36]. Было получено $\rho = 0{,}6$. Эффективности регистрации K^0-мезонов $\varepsilon_L(t)$ и $\varepsilon_S(t)$ определялись методом Монте-Карло с учетом экспериментальных условий. Надежность такого определения была подтверждена для величины ε_S путем расчета времени жизни K_S-мезона по 157 измеренным случаям распада $K_S \to 2\pi^0$. Полученное методом максимального правдоподобия время жизни K_S-мезона составило $(0{,}88 \pm 0{,}08)\ 10^{-10}$ *сек*, что согласуется с табличным значением [27].

Результаты вычислений параметра η_{000} изображены на рис. 15. Наиболее вероятное значение η_{000} отмечено точкой. На графике показаны линии одинаковых уровней достоверности, соответствующие одному и двум стандартным отклонениям величин x_0 и y_0 от наиболее вероятных значений: $x_0 = -0{,}04 \pm 0{,}45$ и $y_0 = 0{,}45 \begin{smallmatrix} +0{,}50 \\ -0{,}65 \end{smallmatrix}$. Этот результат согласуется в пределах ошибок со значением $\eta_{000} = 0$.

Таким образом, в данном эксперименте CP-неинвариантный распад $K_S \to 3\pi^0$ обнаружен не был, а 22 случая с шестью γ-квантами являются результатом CP-разрешенного распада $K_L \to 3\pi^0$.

Экспериментальное распределение 22 случаев распада $K^0 \to 3\pi^0$ по времени пролета K^0-мезонов представлено на рис. 16. Время пролета t выражено в единицах среднего времени жизни K_S-мезона. На гистограмме нанесены кривые, вычисленные по формуле (4). Пунктиром показана кривая для $\eta_{000} = 0$, сплошная кривая соответствует значениям $x_0 = -0{,}04$ и $y_0 = 0{,}45$.

Пользуясь полученными результатами, можно определить верхний предел для величины $|\eta_{000}|^2$. Вычисления дают, что на 90%-ном уровне достоверности $|\eta_{000}|^2 < 1{,}5$.

Значение верхнего предела параметра $|\eta_{000}|$ можно еще понизить, если принять во внимание CPT-инвариантность и предположить, что в распадах $K^0 \to 3\pi^0$ нет конечных состояний с $I = 3$. Действительно, если имеет место CPT-теорема, то параметр η_{000} можно представить [37] в виде разложения по изоспиновым амплитудам $A_1 e^{i\delta_1}$ и $A_3 e^{i\delta_3}$, которые соответствуют конечным состояниям с $I = 1$ и 3:

$$\eta_{000} = i\,\frac{\operatorname{Im} A_1}{\operatorname{Re} A_1} - i\,\frac{\operatorname{Im} A_3}{\operatorname{Re} A_1} \exp\left[i(\delta_3 - \delta_1)\right]. \tag{8}$$

Из этого выражения следует, что если нет состояний с $I = 3$, то $Re\,\eta_{000} = 0$. Приняв это во внимание, получим, что $|\eta_{000}|^2 < 1{,}2$ на 90%-ном уровне достоверности.

Так как $|\eta_{000}|^2 = \Gamma(K_S \to 3\pi^0)/\Gamma(K_L \to 3\pi^0)$, то, переходя отсюда к оценке верхнего предела вероятности распада $K_S \to 3\pi^0$, имеем на 90%-ном уровне достоверности $\Gamma(K_S \to 3\pi^0)/\Gamma(K_S) < 4{,}3 \cdot 10^{-4}$, если $|\eta_{000}|^2 < 1{,}2$. При вычислении принималось, что $\Gamma(K_L \to 3\pi^0)/\Gamma(K_L) = 0{,}215$ и $\tau_L/\tau_S = 600$ [27].

Формулируя окончательный результат, можно сказать, что полученные данные не противоречат CP-инвариантности в распадах $K^0 \to 3\pi^0$. Как говорилось выше, аналогичный вывод следует из экспериментов и в отношении распада $K^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

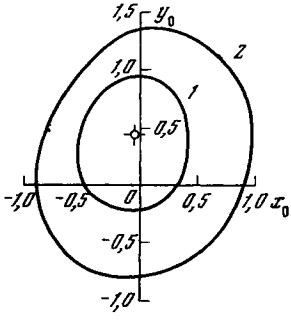


Рис. 15. Результаты вычисления параметра η_{000}

Отметим еще, что знание параметра η_{000} имеет непосредственное отношение к экспериментальной проверке принципа унитарности. Для случая K^0-мезонов этот принцип приводит к соотношению, в котором все величины можно измерить на опыте. Оно известно под названием соотношения Белла — Штейнбергера [38], и в него входит, в частности, вероятность $\Gamma(K_S \to 3\pi^0)/\Gamma(K_S)$. Поскольку эта величина до сих пор не была известна из эксперимента, то при проверке соотношения Белла — Штейнбергера ее верхний предел вычислялся из данных по определению параметра η_{+-0}, характеризующего нарушение CP-инвариантности в распаде $K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Для этого принималось во внимание, что если имеет место CPT-теорема и нет конечных состояний с $I = 3$ в распадах $K^0 \to 3\pi^0$, то [37] $\mathrm{Im}\,\eta_{000} = \mathrm{Im}\,\eta_{+-0}$ и, как было показано выше, $\mathrm{Re}\,\eta_{000} = 0$. Знание величины η_{000} позволяет теперь произвести более общую проверку унитарного соотношения Белла — Штейнбергера, не пользуясь указанными предположениями. Вычисления показывают, что при значении параметра η_{000}, полученном в эксперименте ИТЭФ, соотношение Белла — Штейнбергера в пределах ошибок опыта выполняется. При этом имеет место тот его альтернативный вариант, в котором CPT-четность сохраняется, а T-инвариантность нарушается.

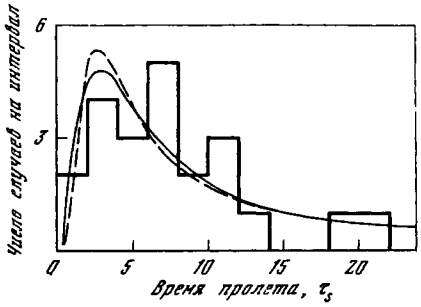


Рис. 16. Распределение случаев распада $K^0 \to 3\pi^0$ по времени пролета (в единицах τ_S)

9. РАСПАД $K_S \to 2\gamma$ [5]

К числу редких распадов нейтральных K-мезонов принадлежит также распад $K_S \to 2\gamma$. Теоретические оценки его вероятности, сделанные в предположении CP-инвариантности [39], дают величину порядка 10^{-6}. Но при возможном несохранении CP-четности следует ожидать существенно большее значение [40]. Поэтому поиск распада $K_S \to 2\gamma$ можно рассматривать как часть экспериментальной проблемы обнаружения CP-неинвариантных эффектов.

Известно несколько работ, в которых искался распад $K_S \to 2\gamma$. В двух из них [32, 41] получено, что $\Gamma(K_S \to 2\gamma)/\Gamma(K_S) < 2 \cdot 10^{-3}$ на 90%-ном уровне достоверности. Более низкий предел был достигнут группой Кронина [33], но в этой работе поиск распада происходил в очень неблагоприятных экспериментальных условиях. Благодаря тому, что источником K_S-мезонов служил регенератор, помещенный в пучке K_L-мезонов, соотношение интенсивностей K_S и K_L-мезонов составляло примерно 1 : 100. Это приводило к большому фону от распада $K_L \to 2\gamma$, и поэтому результат зависел от предположений об интерференции между распадами $K_L \to 2\gamma$ и $K_S \to 2\gamma$. На 90%-ном уровне достоверности было найдено, что $\Gamma(K_S \to 2\gamma)/\Gamma(K_S) < 0{,}5 \cdot 10^{-4}$, если предположить отсутствие интерференции, и $\Gamma(K_S \to 2\gamma)/\Gamma(K_S) < 7{,}1 \cdot 10^{-4}$ при максимальной деструктивной интерференции.

Как говорилось выше, снимки, полученные в экспозиции 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры на пучке π^--мезонов, просматривались по программе поиска $m\gamma$-событий при $m \geqslant 2$. Таким образом, эта программа включала в себя также и поиск возможных случаев распада $K_S \to 2\gamma$. При этом соотношение между K_S- и K_L-мезонами составляло 1 : 1. Поэтому фон от распада $K_L \to 2\gamma$, как показали расчеты, должен быть в данных условиях эксперимента пренебрежимо малым, и результат по поиску распада $K_S \to 2\gamma$ не должен зависеть от предположений об интерференции между распадами $K_L \to 2\gamma$ и $K_S \to 2\gamma$.

На всех снимках было отобрано для измерений 250 случаев с двумя γ-квантами, направления которых пересекались в окрестностях какой-либо звезды. Полученное для них распределение по эффективной массе $M_{2\gamma}$ показано на рис. 17 [13]. Как следует из гистограммы, бо́льшая часть этих случаев объясняется π^0-мезонами.

Для выявления кандидатов на распад $K_S \to 2\gamma$ были взяты случаи, у которых $M_{2\gamma} > 300$ *Мэв*. Они рассчитывались по *3C-fit*-программе, в которой проводилось сравнение с гипотезой распада $K^0 \to 2\gamma$, при условии, что K^0-мезон вылетел из отмеченной на снимке звезды. В результате осталось 15 случаев, удовлетворяющих этой гипотезе с вероятностью $p(\chi^2) > 1\%$.

Основным источником фона для распада $K_S \to 2\gamma$ в данных условиях эксперимента являлся фон от распадов $K_S \to 2\pi^0 \to 4\gamma$, когда из четырех γ-квантов в камере конвертировали только два. Для определения величины этого фона было произведено моделирование случаев распада $K_S \to 2\pi^0$ методом Монте Карло. Затем были учтены реальные условия эксперимента, ошибки измерений, условия отбора и выделены события, имитирующие случаи кандидатов на распад $K_S \to 2\gamma$. Эти случаи рассчитывались по той же *fit*-программе распада $K^0 \to 2\gamma$, которая применялась для расчета реальных событий. В результате оказалось, что при вероятности $p(\chi^2) > 1\%$ фон в камере от распада $K_S \to 2\pi^0$ должен составлять 16,3 случая. Таким образом, найденные 15 кандидатов на распад $K_S \to 2\gamma$ могут быть объяснены фоном.

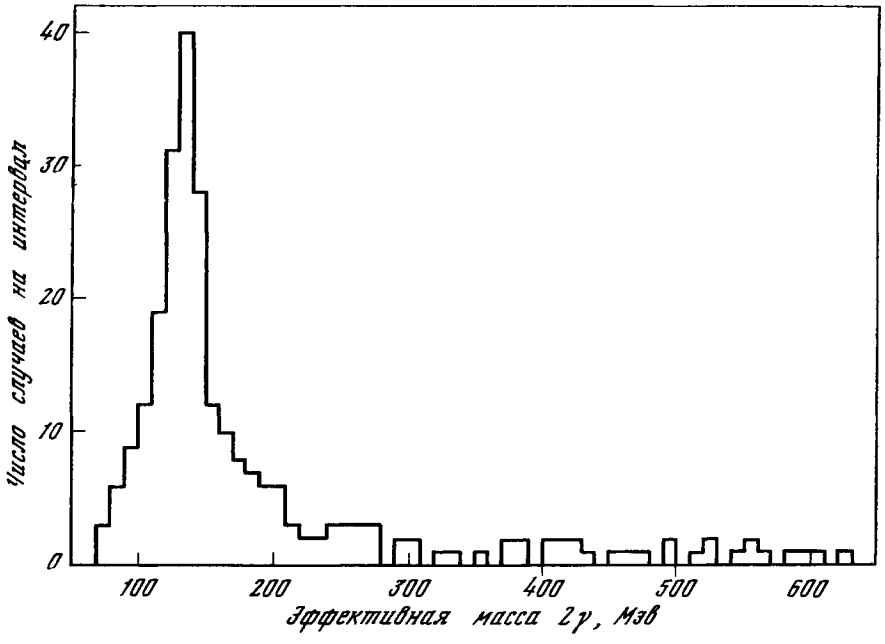


Рис. 17. Распределение по эффективной массе 2γ-событий, найденных в окрестностях звезд

Из этого результата следует, что на 90%-ном уровне достоверности число кандидатов на распад $K_S \to 2\gamma$ не может быть больше 21,4. Вычитая отсюда фон от распадов $K_S \to 2\pi^0$, найдем, что число возможных случаев распада $K_S \to 2\gamma$ в данном эксперименте не может быть более 5,1.

Оценка этой величины была произведена также методом максимального правдоподобия. Число случаев распада $K_S \to 2\gamma$ среди 15 кандидатов принималось за искомый параметр. Экспериментальное распределение по χ^2 этих 15 случаев описывалось смесью двух распределений — теоретического χ^2-распределения с тремя степенями свободы для распада $K^0 \to 2\gamma$ и распределения по χ^2 моделированных случаев распада $K_S \to 2\pi^0$, имитирующих распад $K_S \to 2\gamma$. Была составлена функция правдоподобия, соответствующая смеси двух указанных распределений. Вычисления показали, что функция достигает максимума при отсутствии распадов $K_S \to 2\gamma$, а верхний предел допустимого числа случаев этого распада на 90%-ном уровне достоверности равен 5,4, что согласуется с оценкой, приведенной выше.

Окончательно, в качестве максимально допустимого числа распадов $K_S \to 2\gamma$ было принято 5,4 случая. В это число следует внести поправку на эффективность регистрации в камере распада $K_S \to 2\gamma$. Она была рассчитана в результате моделирования методом Монте-Карло и составила $(94{,}8 \pm 0{,}8)\%$. После внесения этой поправки имеем 5,7 случая.

Надежность моделирования, примененного для вычисления эффективности, проверялась следующим образом. По относительному числу найденных 3γ- и 4γ-событий определялась эффективность регистрации одиночного γ-кванта для распада $K_S \to 2\pi^0$. Она оказалась равной $(93{,}7 \pm 0{,}2)\%$. Вычисленная методом Монте-Карло, она составила $(95 \pm 1)\%$. Совпадение экспериментальной и расчетной эффективностей для распада $K_S \to 2\pi^0$ подтверждает надежность ее вычисления и для распада $K_S \to 2\gamma$.

Для вычисления верхнего предела вероятности распада $K_S \to 2\gamma$ необходимо знать число K_S-мезонов в камере. Оно вычислялось по числу распадов $K_S \to 2\pi^0$. Количество распадов $K_S \to 2\pi^0$ было получено по числу найденных случаев с тремя и четырьмя γ-квантами, которое составило 4935. В это число следует внести поправку на долю ненаблюдаемых случаев с (0—2)-мя γ-квантами, которая при эффективности регистрации γ-квантов 93,7% равна 2,2%. Другая поправка связана с исключением таких 3γ- и 4γ-событий, которые не имеют своим происхождением распад K_S-мезона, вылетевшего из отмеченной на снимке звезды. Для определения доли таких событий 178 случаев 4γ, измеренных на стереопроекторе, были рассчитаны по соответствующей *5C-fit*-программе. В результате расчета *fit*-программу с вероятностью $p(\chi^2) > 1\%$ прошло 157 случаев, т. е. 88%.

После внесения указанных поправок число распадов составило 4440. Разделив это число на вероятность распада $K_S \to 2\pi^0$, равную 0,31 [27], получим, что число K_S-мезонов равно 14 300.

Таким образом, верхний предел вероятности распада $K_S \to 2\gamma$ составляет, по этим данным, $\Gamma(K_S \to 2\gamma)/\Gamma(K_S) < 5{,}7/14\,300 = 4{,}0 \cdot 10^{-4}$ на 90%-ном уровне достоверности. Этот результат не зависит от предположений об интерференции между распадами $K_L \to 2\gamma$ и $K_S \to 2\gamma$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вряд ли можно назвать проблему в области физики высоких энергий, которая за последние 10 лет привлекала такое внимание исследователей, как проблема CP-инвариантности. Главное место в ней занимают, конечно, K-мезоны — единственные пока частицы, у которых открыты CP-неинвариантные эффекты. Значение этого открытия чрезвычайно велико. Оно означает зеркальную асимметрию в микромире, абсолютное отличие частиц от античастиц, существование стрелы времени. Обо всем этом стало известно благодаря исследованию распадных свойств K-мезонов.

Как мы видели, изучение этих свойств требует очень тонких и эффективных методов исследования. Важное место среди них занимает методика пузырьковых камер с тяжелыми жидкостями. Ее перспективность для исследования различных радиационных процессов была понята уже давно. Инициатором этого методического направления в СССР был академик А. И. Алиханов.

Создание в ИТЭФ 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры, начатое по инициативе покойного Е. В. Кузнецова, получило полное одобрение Абрама Исааковича. Несмотря на болезнь, он помогал ее строительству вплоть до его завершения.

С участием А. И. Алиханова происходило планирование первого эксперимента на большой ксеноновой камере — поиска и исследования распада $K_L \to 2\pi^0$. Совсем незадолго до своей кончины он обсуждал с авторами предварительные результаты этой работы.

Все остальное, что описано здесь, задумывалось и осуществлялось уже без Абрама Исааковича. Но если бы не его помощь и поддержка на первом этапе работы, то вряд ли были бы достигнуты все те результаты, о которых рассказано в этой статье.

Автор выражает глубокую благодарность В. М. Голубчикову, Г. В. Давиденко, В. С. Демидову, А. Г. Долголенко и В. А. Шебанову, беседы с которыми много помогли написанию статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V. V. Barmin, V. G. Barylov, V. S. Borisov* et al. Phys. Lett., 1970, 33B, 377.
2. *В. В. Бармин, В. Г. Барылов, Г. С. Веселовский* и др. Я. Ф., 1971, 14, 986; Phys. Lett., 1971, 35B, 604.
3. *В. В. Бармин, Г. В. Давиденко, В. С. Демидов* и др. Я. Ф., 1972, 15, 1149.
4. *В. В. Бармин, В. Г. Барылов, Г. В. Давиденко* и др. Я. Ф., 1973, 18, 1232; Phys. Lett., 1973, 46B, 465.
5. *В. В. Бармин, В. Г. Барылов, Г. В. Давиденко* и др. Я. Ф., 1973, 18, 1236.
6. *Е. В. Кузнецов, А. Н. Розанов, Ю. В. Бардюков* и др. ПТЭ, 1970, № 2, 56.
7. *В. В. Бармин, В. Г. Барылов, В. С. Демидов, Ю. И. Макаров, В. А. Шебанов.* Препринт ИТЭФ, № 893, 1971.
8. *В. В. Бармин, В. Г. Барылов, В. М. Голубчиков* и др. Препринт ИТЭФ, № 938, 1972.
9. *В. Н. Борисов, В. М. Голубчиков, А. Г. Долголенко, Н. С. Коноплев, В. А. Шебанов.* ПТЭ, 1972, № 5, 36.
10. *В. В. Бармин, В. Б. Виноградов, Г. В. Давиденко, А. Г. Долголенко, В. А. Максименко.* Дубна, ОИЯИ, 13—6929, 1973.
11. *В. М. Голубчиков.* Канд. дисс., ИТЭФ, 1971.
12. *Г. В. Давиденко.* Канд. дисс., ИТЭФ, 1973.
13. *В. С. Демидов.* Канд. дисс., ИТЭФ, 1973.
14. *А. Г. Долголенко.* Докт. дисс., ИТЭФ, 1974.
15. *Ю. С. Крестников.* Сб. «Вопросы физики элементарных частиц. Третья сессия весенней школы физиков в Нор-Амберде». Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1963, стр. 586.
16. *И. А. Ивановская, Т. Канарек, Л. С. Охрименко* и др. ПТЭ, 1968, № 2, 39.
17. *I. A. Budagov, D. C. Cundy, G. Myatt* et al. Phys. Lett., 1968, 28B, 215.
18. *J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay.* Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 138.
19. *Л. Б. Окунь.* УФН, 1966, 89, 603.
20. Материалы международного семинара по проблемам нарушения CP-инвариантности. УФН, 1968, 95, 401.
21. *G. M. Gaillard, F. Krienen, W. Galbraith* et al. Phys. Rev. Lett., 1967, 18, 20.
22. *J. W. Cronin, P. F. Kunz, W. S. Risk, P. C. Wheeler.* Phys. Rev. Lett., 1967, 18 25.
23. *M. Banner, J. W. Cronin, J. K. Liu, J. E. Pilcher.* Phys. Rev., 1969, 188, 2033.
24. Particle Data Group. Phys. Lett., 1970, 33B, 1.
25. *J. M. Gaillard, W. Galbraith, A. Hussri* et al. Nuovo Cim., 1969, 59A, 453.
26. *R. J. Cence, B. D. Jones, V. Z. Peterson* et al. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 1210.
27. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1973, 45, No 2, part II.
28. *A. R. Clark, T. Elioff, R. C. Field* et al. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 1667,
29. *L. M. Sehgal.* Nuovo Cim., 1966, 45A, 785.
30. *R. Arnold, I. Budagov, D. C. Cundy* et al. Phys. Lett., 1968, 28B, 56.
31. *J. Enstrom, G. Akavia, R. Coombes* et al. Phys. Rev., 1971, D4, 2629,
32. *J. P. Repellin, B. Wolff, J. C. Chollet* et al. Phys. Lett., 1971, 36B, 603.
33. *M. Banner, J. W. Cronin, C. M. Hoffman, B. C. Knapp, M. J. Shochet.* Phys. Rev. Lett., 1972, 29, 237.
34. *А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь.* УФН, 1972, 107, 537.
35. *W. Alles, J. C. Pati.* Nuovo Cim., 1972, 10A, 325.
36. *E. Bracci, J. P. Droulez, E. Flaminio, J. D. Hansen, D. R. O. Morrison.* Preprint CERN/HERA, 72—1, 1972.
37. *K. Winter.* Proc. Amsterdam Intern. Conf. on Elementary Particles, 1972 p. 354.
38. *J. S. Bell, J. Steinberger.* Proc. of the Oxford Intern. Conf. on Elementary Particles, 1965, p. 195.
39. *Y. Kohara.* Prog. Theor. Phys., 1972, 48, 261.
40. *G. V. Dass, L. Wolfenstein.* Phys. Lett., 1972, 38B, 435.
41. *R. Morse, U. Nauenberg, E. Bierman, D. Sager, A. P. Collerain.* Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 388.

II. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (ТЕОРИЯ)

И. И. ГУРЕВИЧ

О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНОЙ АМОРФНОЙ СРЕДЕ

Ландау и Померанчук [1] впервые показали, что интенсивность тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в плотной среде существенно меньше даваемой формулой Бете — Гайтлера благодаря многократному рассеянию электронов. Тер-Микаелян [2] нашел, что поляризация среды также подавляет интенсивность тормозного излучения в низкочастотной части тормозного спектра. Общая квантовомеханическая теория тормозного излучения электронов в плотной среде, учитывающая оба эффекта поляризации и многократного рассеяния, была построена Мигдалом [3]. Галицкий и автор [4] показали, что уменьшение тормозного излучения в плотном веществе имеет простой, чисто классический механизм, связанный с нарушением условий когерентности тормозного излучения в среде.

Уже в первой работе Ландау — Померанчука было обращено внимание на то, что поглощение фотонов средой должно также приводить к ослаблению тормозного излучения. Однако так как эффект многократного рассеяния наступает при меньших энергиях электронов, авторы ограничились лишь этим общим замечанием. В работе [4] эффект ослабления тормозного излучения ультрарелятивистских электронов благодаря поглощению фотонов был качественно рассмотрен и получен тормозной спектр в области частот, где эффект поглощения доминирует, а также оценена критическая энергия электрона, выше которой этот эффект вообще проявляется. В работе Галицкого и Якимца [5] дана полная количественная теория влияния поглощения фотонов средой на тормозной спектр. Результаты работы [5] находятся в согласии с качественным рассмотрением [4].

Исчерпывающее изложение всей проблемы содержится в книге Тер-Микаеляна [6].

В недавно опубликованной работе Варфоломеева, Базылева и Жеваго [7] предложен другой способ разделения полных потерь энергии электрона на тормозное излучение и образование пар и в связи с этим переопределен спектр тормозного излучения в области, где существенно поглощение фотонов (согласно [4, 5], в этой области интенсивность тормозного излучения $J_c \sim \omega$, тогда как, согласно [7] $J_c \sim \omega^2$). Я здесь не буду обсуждать причины расхождения результатов работ [4, 5] и работы [7], так как это расхождение не отражается на главном выводе настоящей статьи [1].

Во всех упомянутых (и не упомянутых) работах рассматривается влияние плотной среды на тормозное излучение ультрарелятивистских электро-

[1] Когда эта работа была уже написана, В. Г. Барышевский любезно ознакомил меня со своими результатами, показывающими правомерность выводов работ [4, 5] (ЖЭТФ, 1974, 67, 1651).

нов. Я сейчас рассмотрю, что же происходит при испускании тормозного излучения в аморфной плотной среде тяжелыми ультрарелятивистскими частицами, например мюонами или протонами. На первый взгляд кажется, что нужно только в формулах для тормозного излучения массу электрона m заменить на массу тяжелой частицы M. При этом, конечно, во всех величинах, связанных со средой, таких, как плазменная частота $\omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/m}$ (определяющая диэлектрическую постоянную), константа многократного рассеяния $-E_S = (4\pi \cdot 137)^{1/2} m$ и величина длины поглощения L, необходимо сохранить массу электрона.

Однако этим тривиальным замечанием не исчерпываются все особенности тормозного спектра тяжелых частиц в плотной среде. Для электронов, достаточно больших энергий, существуют 4 основные *области* тормозного излучения с различной частотной зависимостью: область отсутствия влияния среды (Бете — Гайтлер) — $J_{БГ} \simeq \text{const}$; область поляризации среды (Тер-Микаелян) — $J_p \sim \omega^2$; область поглощения фотонов — $J_c \sim \omega$ [4, 5]; область многократного рассеяния (Ландау — Померанчук) — $J_S \sim \sqrt{\omega}$.

Оказывается, что для тяжелых частиц область многократного рассеяния исчезает и остаются только три первые области тормозного спектра.

Для доказательства этого заключения применим основной результат работы [4], согласно которому полная интенсивность тормозного излучения пропорциональна первой степени величины когерентной длины $l(\theta)$ под нулевым углом. Элементарное рассмотрение дает [4]

$$l(\theta) = \frac{\lambda/2\sqrt{\varepsilon}\, v \overline{\cos\theta_s}}{1 - \sqrt{\varepsilon}\, v \overline{\cos\theta_s} \cos\theta}.$$

Используя известные выражения для диэлектрической постоянной и среднеквадратичного угла многократного рассеяния $\overline{\theta_s^2}$,

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \qquad \overline{\theta_s^2} = \frac{E_s^2}{E^2}\frac{l}{L}$$

($\overline{\theta_s^2}$ — взят на одной когерентной длине), получим для когерентной длины под нулевым углом [4]

$$l = l(0) = \frac{l_0}{1 + \frac{E^2}{M^2}\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{E_s^2}{M^2}\frac{l}{L}}, \tag{1}$$

где

$$l_0 = \lambda \frac{E^2}{M^2} = \frac{1}{\omega}\frac{E^2}{M^2} — \tag{2}$$

когерентная длина в вакууме ($\hbar = c = 1$).

Выражение (1) сразу позволяет получить необходимый результат. Для того чтобы эффект многократного рассеяния доминировал, необходимо, чтобы в (1) третий член в знаменателе, связанный с многократным рассеянием, был бы наибольшим, отсюда

$$\frac{E_s^2}{M^2}\frac{l}{L} > 1. \tag{3}$$

При этом когерентная длина оказывается равной

$$l_\varepsilon = \frac{E}{E_s}\sqrt{\frac{L}{\omega}}.$$

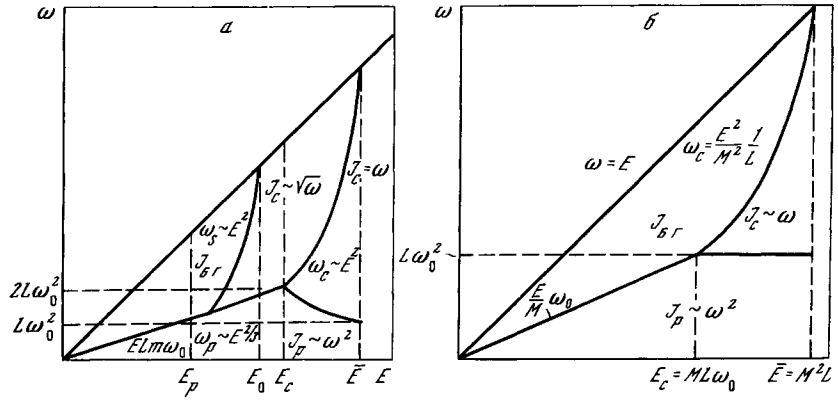
С другой стороны, для того чтобы поглощение фотонов не являлось бы превалирующим эффектом, необходимо, чтобы когерентная длина l, рассчитанная в отсутствие поглощения, была бы меньше длины поглощения

$$l < L. \tag{4}$$

Комбинируя (3) и (4), получим

$$M < E_s \simeq 42m = 21 \ \text{Мэв}. \tag{5}$$

Этим доказывается основное утверждение, что для достаточно тяжелых частиц нет области Ландау — Померанчука. Буквально неравенство (5) означает,



Области различных эффектов влияния среды на тормозной спектр ультрарелятивистских частиц

$a - M < E_S$; $б - M > E_S$

что это заключение справедливо для всех известных частиц (кроме электронов). Учитывая качественный характер вывода, для мюонов может наблюдаться небольшая область частот, где многократное рассеяние еще слабо влияет на тормозной спектр.

Тот же результат можно получить и другим путем, использующим конкретный вид тормозного спектра в различных областях влияния среды. Вводим, согласно [4], фактор ослабления тормозного излучения

$$q = \frac{J_{\text{среды}}}{J_{\text{Б. Г}}} = \frac{l}{l_0}. \tag{6}$$

В области многократного рассеяния [1]

$$q_s = \frac{M^2}{EE_s}\sqrt{L\omega}. \tag{7}$$

В области поглощения фотонов [4]

$$q_c = \frac{M^2}{E^2} L\omega. \tag{8}$$

Для существования области многократного рассеяния необходимо одновременное выполнение неравенств $q_s < 1$; $q_s < q_c$, откуда

$$q_s^2 < q_s < q_c, \tag{9}$$

что, согласно (7) и (8), сразу дает (5).

Спектр в области поглощения, согласно [7], описывается фактором ослабления

$$\tilde{q}_c = \frac{M^2 E_s^2}{E^4} L^2 \omega^2. \tag{10}$$

Из неравенства, аналогичного (9)

$$q_s^4 < q_s < \tilde{q}_c, \tag{11}$$

опять получаем неравенство (5).

На рисунке схематически показаны области различных эффектов влияния среды на тормозной спектр для ультрарелятивистских электронов и тяжелых частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук.* Докл. АН СССР, 1953, **92**, 535, 735.
2. *М. Л. Тер-Микаелян.* Докл. АН СССР, 1954, **94**, 1033.
3. *А. Б. Мигдал.* ЖЭТФ, 1957, **32**, 633; Phys. Rev., 1956, **108**, 1811.
4. *В. М. Галицкий, И. И. Гуревич.* Nuovo Cim, 1964, **32**, 396.
5. *В. М. Галицкий, В. В. Якимец.* ЖЭТФ, 1964, 46, 1066.
6. *М. Л. Тер-Микаелян.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд-во АН Арм. ССР, 1969.
7. *А. А. Варфоломеев, В. А. Базылев, Н. К. Жеваго.* ЖЭТФ, 1972, 63, 820.

А. Д. ДОЛГОВ, В. И. ЗАХАРОВ, Л. Б. ОКУНЬ

АСИМПТОТИКА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. ПРОБЛЕМЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

1. ВВЕДЕНИЕ

Эскалация энергии в физике элементарных частиц сознавалась Абрамом Исааковичем Алихановым как необходимость. Он верил, что при высоких энергиях физики найдут ответ на многие фундаментальные вопросы. В некотором смысле эскалация энергии стала делом его жизни. Несомненно, что многолетний интерес теоретиков ИТЭФ к проблемам слабых взаимодействий при экстремально высоких энергиях был в значительной степени инициирован предвидением и энтузиазмом Абрама Исааковича.

Высокоэнергетическое поведение слабых взаимодействий выглядит довольно загадочно в настоящее время. Если четырехфермионное взаимодействие первично, то теория неперенормируема и у нас нет способа для учета высших поправок. Для построения перенормируемых моделей, широко обсуждаемых в настоящее время, требуется большое число частиц, до сих пор не наблюденных.

Померанчук [1] первый использовал идею о дисперсионных соотношениях для связи высокоэнергетической и низкоэнергетической областей модельно независимым образом. Как известно, низкие энергии хорошо описываются $(V\text{-}A)$-взаимодействием. Его подход развивался в ряде статей авторов этой работы [2—6], а также Аппельквистом и Бьеркеном [7].

Использование дисперсионных соотношений требует, чтобы слабые сечения не росли слишком быстро асимптотически. Обычно рост сечения ограничен теоремой Фруассара [8, 9]. Доказательство теоремы неприменимо, однако, для слабых взаимодействий, так как обмен безмассовыми частицами (нейтрино) может быть существен при высоких энергиях. Эта проблема обсуждалась в работах [2, 3], где получено асимптотическое ограничение:

$$\sigma(s) < s^{1/2}. \tag{1}$$

Наиболее существенным при этом было использование дисперсионных соотношений по s для отрицательных t с конечным числом вычитаний.

Ранее эта проблема обсуждалась в рамках так называемой пратизации [10], Хальперном [11] и в рамках эйконального подхода Раджараманом [12]. Раджараман получил более сильное ограничение

$$\sigma(s) < s^{\varepsilon}, \qquad \varepsilon > 0. \tag{2}$$

При выводе этого ограничения сделаны некоторые предположения, проанализированные в работе [4], где ограничение (2) получено модельно независимым образом. Основания для этого все же довольно шаткие, так как использовались дисперсионные соотношения при положительных t. Независимо в работе [13] тот же результат получен при значительно более сильных предположениях.

Из этого краткого перечисления результатов видно, что проблему вывода асимптотических ограничений можно рассматривать различными способами, и цель настоящей статьи дать систематическое описание различных подходов и предположений, используемых при выводе.

Порядок изложения следующий. В разделе 2 изучается возможность определения асимптотики сечения с помощью описанного там же процесса «унитаризации» теоретико-возмущенческих амплитуд. Хотя используемый способ является скорее наглядным, чем строгим, он хорошо отражает существенные черты проблемы. Этот раздел является в некотором смысле вводным к последующим более строгим подходам к задаче. В этом же разделе обсуждается характер особенности полной амплитуды при $t = 0$ на основании исследования графиков Фейнмана. В разделе 3 обсуждается проблема учета требований причинности в потенциальной задаче. В разделе 4 излагается подход к общей релятивистской задаче, основанный на использовании дисперсионных соотношений по s при $t \leqslant 0$. В этом случае можно строго доказать, что если особенность амплитуды при $t = 0$ достаточно мягкая, то имеет место ограничение (1). В разделе 5 приведены аргументы в пользу ограничения (2). При этом существенно используется гипотеза о двухчастичной доминантности t-канального условия унитарности. В разделе 6 обсуждаются проблемы, возникающие при попытках доказательства асимптотических теорем с помощью аппарата комплексных моментов. В седьмом разделе полученные результаты применяются к электромагнитным (обмен фотонами) и сильным (обмен безмассовыми π-мезонами) процессам. Рассмотрено влияние отличия от нуля массы обмениваемых частиц. В заключении кратко сформулировано, из каких гипотез следует тот или иной результат, а также основные проблемы, с которыми мы встретились.

2. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

«Унитаризация» амплитуд. Самый наивный подход к обсуждению асимптотики слабых взаимодействий связан с рассмотрением графиков Файнмана. Поскольку теория неперенормируема, то отдельный график приводит к вы-

воду, что сечение растет как некоторая степень энергии. Всерьез принимать этот результат нельзя, так как это же вычисление нарушает условие унитарности

Например, сечение, отвечающее простейшему графику (рис. 1), растет пропорционально s

$$\sigma_1 = \frac{G^2 s}{\pi}. \tag{3}$$

Однако этот график отвечает рассеянию в одной парциальной волне и соответствующее сечение должно падать при очень больших энергиях. Это справедливо для всех графиков, отвечающих рассеянию через конечное число волн.

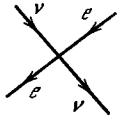


Рис. 1. νe-рассеяние в первом порядке теории возмущений

Таким образом, этот график описывает амплитуду рассеяния только при $Gs \ll 1$ (точнее при $Gs/6\pi\sqrt{2} \ll 1$, см. работы [5, 6]). При больших Gs необходимо учитывать большое количество графиков, суммирование которых в принципе может ликвидировать противоречие и унитарность. Однако возникающая здесь проблема суммирования их в неперенормируемой теории, видимо, пока далека от разрешения. Во всяком случае кажется естественным, что суммирование графиков, отвечающее рассеянию в конечном числе волн, не приведет к росту сечения.

Рассмотрим поэтому какой-нибудь график, содержащий дальнодействие Простейший из них представлен на рис. 2. Соответствующая амплитуда легко

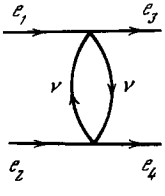


Рис. 2. Простейший случай, описывающий дальнодействие в слабом ee-рассеянии

вычисляется и имеет вид

$$A^{(2)} = \frac{G^2}{8\pi^2} \bar{e}_3 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e_1 \bar{e}_4 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e_2 \left[\Lambda^2 - \frac{2}{3} t \ln \frac{\Lambda^2}{(-t)} - \frac{11}{18} t \right]. \tag{4}$$

Парциальные амплитуды f_ρ, отвечающие прицельному параметру $\rho = 2j/\sqrt{s}$ равны для больших ρ

$$f_\rho^{(2)} = \frac{2G^2}{3\pi^3 \rho^4} \tag{5}$$

Если $\rho \gg G^{1/2}$, то парциальные волны становятся малыми. Если наоборот, $\rho \ll G^{1/2}$, то парциальные волны (5) много больше 1. Второй предел, очевидно, бессмыслен, и для малых ρ необходим учет графиков более высокого порядка по константе связи, которые, если такая теория вообще существует, восстанавливают унитарность.

Будем поэтому доверять вычислению (4) и (5) только для таких $\rho \geqslant \rho_0$, для которых

$$f_\rho^{(2)} \leqslant 1 \; (f_{\rho_0}^{(2)} = 1). \tag{6}$$

Вклад таких волн в сечение равен

$$\sigma(\rho \geqslant \rho_0) = \frac{1}{4} 4\pi \int_{\rho_0}^{\infty} |f_\rho|^2 \, d\rho^2 = \frac{4G^4}{9^5} \int_{\rho_0}^{\infty} \frac{d\rho^2}{\rho^8} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \, G. \tag{7}$$

К нему надо еще добавить вклад с $\rho < \rho_0$, который по условию унитарности не превышает

$$\sigma(\rho < \rho_0) \leqslant \frac{1}{4} 4\pi\rho_0^2 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} \, G. \tag{8}$$

Множители $^1/_4$ в формулах (7) и (8) связаны с тем, что мы рассматриваем рассеяние неполяризованных электронов, а, как известно, в слабом взаимодействии участвуют электроны только с одной (левой) поляризацией.

В результате для сечения получаем

$$\sigma \sim G, \tag{9}$$

т. е. сечение конечно и невелико.

Если рассмотреть, однако, более сложный график, например, представленный на рис. 3, то можно видеть, что соответствующие парциальные волны

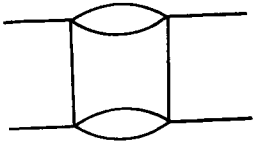


Рис. 3. Пример диаграммы, имеющей мнимую часть в s- и t-каналах

при больших ρ ведут себя как $G^4 s/\rho^6$. Аналогичная процедура унитаризации приводит в этом случае к степенно́му росту полного сечения

$$\sigma_{tot} \sim G \, (Gs)^{1/3}. \tag{10}$$

Более того, можно найти графики, которые после унитаризации приводят к сечению, растущему как произвольная степень s. Таким образом, одна унитаризация не ограничивает сечение.

«Унитаризация» и эйкональное приближение. Очевидно, что унитаризация амплитуды соответствует в некотором смысле эйкональному приближению. Действительно, графику рис. 2 отвечает при больших r потенциал

$$V(r) = \frac{G^2}{\pi^3 r^5}. \tag{11}$$

Зависимость r^{-5} легко понять, если вспомнить, что кулоновскому потенциалу α/r отвечает амплитуда, пропорциональная $1/t$, тогда очевидно, что зависимости $t \ln t$ отвечает потенциал $\sim r^{-5}$.

Соответствующая амплитуда рассеяния в эйкональном приближении имеет вид

$$A(s, t) = 8\pi i s \int_0^\infty f_\rho(s) \, J_0(\rho \sqrt{-t}) \, \rho \, d\rho, \tag{12}$$

где

$$f_\rho = \exp\left\{\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{+\infty} V\left[(\rho^2+z^2)^{1/2}\right]dz\right\} - 1.$$

Пока потенциал мал, f_ρ можно разложить в ряд, и ответ для парциальной волны с большими ρ совпадает с (5). Для малых значений прицельного параметра ρ формула (12) приводит, очевидно, к парциальным волнам порядка 1.

Так как ясно, что в реальном случае эйкональное приближение не может претендовать на верность в деталях и, в частности, на точное вычисление парциальных волн с малым ρ, то кажется разумным использовать только некоторые общие свойства эйконального приближения, как это и было сделано в предыдущем разделе. Отметим, что впервые эйкональное приближение к проблеме вычисления амплитуды слабых взаимодействий при высоких энергиях применял Раджараман [12], а позже — Ансельм.

Общие свойства графиков Фейнмана. Таким образом, в развиваемом подходе роль графиков Фейнмана сводится к указанию того, какой потенциал разумно выбрать в качестве потенциала слабых взаимодействий. Сечение (9) оказалось не растущим потому, что дальнодействующие силы настолько быстро спадают с расстоянием, что их рост с энергией оказывается несущественным. Быстрому спаданию отвечает то, что особенность по t пропорциональна $t \ln t$ при $t \to 0$, зависимость от энергии дается степенью s.

Насколько использованные при выводе (9) свойства потенциала являются общими? Особенность простейшего графика рис. 2 пропорциональна $st \ln t$. Множитель $t \ln t$ связан со спином обмениваемых частиц и фазовым объемом в t-канале, множитель s — с тем, что обменивается система с угловым моментом 1. Если рассмотреть графики, не имеющие мнимой части в s-канале (рис. 4), то они имеют такую же сингулярность, поскольку оба свойства —

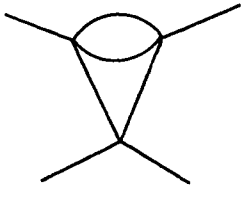


Рис. 4. Пример диаграммы, сингулярной по t и не содержащей мнимой части по s

спин и число обмениваемых частиц в t-канале, их общий момент — сохраняются.

Рассмотрим теперь диаграмму, имеющую мнимую часть в s- и t-каналах. Ее особенность по t по-прежнему связана с обменом безмассовыми частицами в t-канале. Простейший пример такой диаграммы приведен на рис. 3. Особенность по t теперь пропорциональна $t^2 \ln t$. Это связано с малостью соответствующих фазовых объемов и может быть получено с помощью элементарного вычисления [3, 4].

Реальная часть восстанавливается из мнимой с помощью дисперсионного соотношения (для данной диаграммы Фейнмана с большим числом вычитаний). Ясно, что при этом характер особенности не зависит от числа вычитаний. Так мы приходим к следующему результату. Особая часть амплитуды в теории возмущений имеет вид

$$A_{\text{sing}}^{\text{т. в.}} = cst \ln(-t) + t^2 \ln(-t) f(s), \tag{13}$$

где $c = \text{const}$.

Важно, что первый член не имеет мнимой части по s, а второй пропорционален t^2, множитель $\ln(-t)$ во втором слагаемом, возможно, должен быть заменен какой-то другой функцией t, особенность которой при $t \to 0$ слабее любой отрицательной степени t.

Очевидно, что графики с большим числом безмассовых частиц в t-канале имеют более мягкую особенность по t.

Более подробное обоснование этого результата приведено в работах [3, 4].

3. ПРОБЛЕМА УЧЕТА ТРЕБОВАНИЙ ПРИЧИННОСТИ

Вид потенциала и асимптотика слабых взаимодействий. Мы не смогли получить ограничений на степень s во втором члене в формуле (13). Более того, можно явно показать, что есть графики, содержащие произвольную степень s. Это означает, в частности, что, согласно теории возмущений, есть потенциалы вида

$$V \sim \frac{G^3 (Gs)^n}{r^7}. \tag{14}$$

Если мы применим теперь процедуру «унитаризации» или эйкональное приближение, то окажется, что сечение может расти произвольным образом

$$\sigma \sim G\,(Gs)^{n/3}. \tag{15}$$

Таким образом, одна процедура «унитаризации» не позволяет ограничить рост сечения. Как мы увидим ниже, существенным является требование причинности.

Насколько разумны потенциалы, быстро растущие с энергией? Мы не знаем ответа на этот вопрос. Даже в случае нерелятивистского уравнения Шредингера для растущих с энергией потенциалов возникают, в частности, следующие проблемы.

В нерелятивистском пределе (для рассеиваемых частиц) можно различать потенциалы, содержащие энергию и импульс частицы. Графики Фейнмана дают, видимо, потенциалы того и другого типа. Большой степени энергии, в импульсном представлении, отвечает высокая производная по времени в координатном представлении. Задача рассеяния принципиально сформулирована в нерелятивистском случае для уравнения первого порядка по времени. Для уравнений с высокой производной по времени неясно, как ставить задачу рассеяния.

Для потенциалов, содержащих высокую степень импульса (или энергии), потенциальная энергия меньше кинетической энергии начальной частицы только на больших расстояниях. Эти расстояния увеличиваются с ростом энергии начальной частицы. Неясно, можно ли при этом изучать асимптотику сечения рассеяния по энергии.

Ответ на эти вопросы и детальное исследование амплитуды рассеяния в нерелятивистском случае представляли бы, на наш взгляд, определенный интерес.

Вид потенциала и дисперсионные соотношения. Возможно, что нерелятивистская постановка задачи в принципе не учитывает требования причинности и учесть их можно только в релятивистском случае. В дальнейшем мы будем требовать существования дисперсионных соотношений по s при $t \leqslant 0$. Мы думаем, что поскольку вывод дисперсионных соотношений опирается на требование микропричинности и не использует явно гипотезы перенормируемости взаимодействий, то дисперсионные соотношения будут справедливы и для слабых взаимодействий. Однако мы не проводили детального

анализа вывода дисперсионных соотношений с точки зрения выяснения вопроса о том, насколько существенны при этом массы частиц, а такой анализ представлял бы на наш взгляд интерес.

Гипотеза о существовании дисперсионных соотношений накладывает ограничения на вид потенциала. Это легко увидеть из формулы (12) для амплитуды рассеяния в эйкональном представлении. Для того чтобы амплитуда не росла экспоненциально при $t < 0$ ни по одному из направлений в полуплоскости $\operatorname{Im} s > 0$, необходимо, чтобы зависимость потенциала от энергии была ограничена

$$V(s) < s. \tag{16}$$

Отсюда, используя соотношения (14) и (15), получим, что соответствующие сечения растут не быстрее, чем $s^{1/3}$ [2, 3]. Этот простой вывод принадлежит Ансельму. Более общее доказательство, не использующее эйконального приближения, обсуждается в следующем разделе.

4. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПО s ПРИ $t \geqslant 0$. ОГРАНИЧЕНИЯ $\sigma(s) < s^{1/2}$, $\sigma(s) < s^{1/3}$

Растущие сечения и суживающийся конус. В дальнейшем мы будем рассматривать возможность существования сечений, растущих степенным образом по s

$$\sigma(s) \sim s^{\alpha-1}, \qquad \alpha > 1. \tag{17}$$

Важно, что характерные значения переданного импульса t_{eff}, на которых существенным образом меняется амплитуда, должны падать по крайней мере как та же степень s [14]. Это обстоятельство очевидно из следующих соображений. Растущим сечениям отвечают растущие степенным образом расстояния. Соответствующие значения переданного импульса падают.

Несколько более формальным образом это утверждение можно обосновать следующим образом. Амплитуда рассеяния вперед связана оптической теоремой с полным сечением (для определенности здесь и ниже числовые коэффициенты отвечают случаю рассеяния неполяризованных электронов ($ee \to ee$): $\operatorname{Im} A(s, t = 0) = 4s\sigma_{tot}(s) \sim s^{\alpha}$. Сечение упругого рассеяния лептонов при больших энергиях равно

$$\sigma_{el} = \frac{1}{4}\frac{1}{16\pi}\int_{-s}^{0}\frac{|A(s,t)|^2\,dt}{s^2} \leqslant \frac{1}{64\pi}\int_{-s}^{0}\frac{|\operatorname{Im} A|^2\,dt}{s^2} \simeq \frac{\sigma_{tot}^2 t_{eff}}{4\pi}. \tag{18}$$

Из требования

$$\sigma_{el} < \sigma_{tot} \tag{19}$$

находим

$$t_{eff} < \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} \sim s^{-\alpha+1}. \tag{20}$$

Растущие сечения и конусные особенности. Степенное падение характерных значений t приводит посредством дисперсионных соотношений по s к существованию особенности при $t = 0$ и конечных s [2, 3]. Приведем простые аргументы в пользу этого утверждения.

Разность кроссинг-симметричных амплитуд при $t = 0$ и конечном, малом t дается разностью дисперсионных интегралов (можно показать, что

возможные вычитательные члены несущественны)

$$A(s,0)-A(s,t)=\frac{P_N(s)}{\pi}\int\limits_0^\infty ds'\left\{A_s(s',0)\left[\frac{1}{(s'-s)P_N(s')}+\frac{1}{(s'+s)P_N(-s')}\right]-\right.$$
$$\left.-A_s(s',t)\left[\frac{1}{(s'-s)P_N(s')}+\frac{1}{(s'+s+t)P_N(-s'-t)}\right]\right\}, \tag{21}$$

где $P_N(s)$ — полином степени N и сделано столько вычитаний, сколько нужно для сходимости интеграла, т. е.

$$\alpha+1\geqslant N\geqslant\alpha. \tag{22}$$

Вплоть до $s_0(t)$, связанного с t соотношением

$$s_0(t)=t^{-1/(\alpha-1)}, \tag{23}$$

подынтегральные выражения при $t=0$ и $t\neq 0$ в равенстве (21) практически совпадают и мы получаем

$$A(s,0)-A(s,t)\simeq\frac{P_N(s)}{\pi}\int\limits_{s_0}^\infty ds'A(s',0)\left[\frac{1}{P_N(s')(s'-s)}+\frac{1}{(s'+s)P_N(-s')}\right]. \tag{24}$$

При переходе от равенства (21) к равенству (24) мы полагали, что $A(s,t)\simeq A(s,0)$ при $t<t_{eff}$ и $A(s,t)\simeq 0$ при $t>t_{eff}$. Более аккуратное рассмотрение проведено ниже.

Интеграл (24) сходится и определяется значением подынтегральной функции на нижнем пределе

$$A(s,0)-A(s,t)\simeq\frac{P_N(s)}{s_0^{N-\alpha}}\sim P_N(s)\,t^{\frac{N-\alpha}{\alpha-1}}. \tag{25}$$

Этот член стремится к нулю при $t\to 0$, так как $N>\alpha$, но после дифференцирования по t необходимое число раз обращается в бесконечность при $t\to 0$. Такую особенность амплитуды при s', обусловленную вкладом больших s', мы называем конусной особенностью.

Конусная особенность не должна быть более сингулярной, чем особенность, связанная с обменом частиц. Более того, она связана с дисперсионным интегралом, а не с вычитательным членом и ее надо поэтому сравнивать со вторым членом в соотношении (13). Из этого сравнения следует

$$\frac{N-\alpha}{\alpha-1}\geqslant 2, \tag{26}$$

и, учитывая неравенство (22), мы приходим к ограничению

$$\sigma(s)<s^{1/2+\varepsilon} \tag{27}$$

для любого $\varepsilon>0$.

Все рассмотрение было проведено, очевидно, со степенной точностью и не учитывает возможных логарифмов или других функций, растущих медленнее любой степени.

Формальное доказательство ограничений на рост сечения связано с дифференцированием по t дисперсионных соотношений. Можно показать, что порядок дифференцирования по t и интегрирования по s' можно поменять (доказательство этого факта содержится в работе [9]). Далее мы используем результат теории возмущений (13), согласно которому производная от мни-

мой части амплитуды по t существует. С меньшей степенью строгости можно считать, что существует и вторая производная — в той степени, в какой мы пренебрегаем логарифмическими множителями.

В результате приходим к выводу о сходимости интеграла

$$\int \frac{ds'}{(s')^{N+1}} \frac{d}{dt} [A_s(s, t)]_{t=0}. \tag{28}$$

Производные по t от $A_s(s, t)$ связаны, как известно, в силу s-канальной унитарности с сечением следующими неравенствами:

$$\left.\frac{d^n A_s(s, t)}{dt^n}\right|_{t=0} \geqslant \text{const}\, s\sigma^{n+1}. \tag{29}$$

Таким образом, мы начали с предположения о сходимости интеграла от сечения, а пришли к выводу о сходимости интеграла $\int (s')^{-2} \sigma^2(s') ds'$, что и ограничивает возможный рост сечения степенью $s^{1/2}$.

Что касается второй производной, то из-за особенности $t^2 \ln(-t)$ она не существует. Однако буквально такая особенность отвечает сечению, растущему не быстрее, чем $\sigma(s) \leqslant s^{1/2}$.

Конусные и диаграммные особенности. Мы не смогли доказать, что сечение растет медленнее любой степени из-за того, что не существуют производные более высокого порядка по t от мнимой части амплитуды. Обращение в бесконечность производных высокого порядка по t при $t \to 0$ связано с диаграммными особенностями — обменом безмассовыми частицами. Нам кажется привлекательной гипотеза о том, что диаграммные особенности могут быть каким-то образом изолированы и конусные особенности должны отсутствовать, что подразумевает $\sigma(s) < s^{\varepsilon}$, $\varepsilon > 0$. В этом случае диаграммные особенности при низких энергиях выражались бы через диаграммные же особенности при высоких энергиях, как и в графиках Фейнмана.

5. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПО t И ОГРАНИЧЕНИЕ $\sigma(s) < s^{\varepsilon}$

Условие самосогласованности Райарамана. Ограничение $\sigma(s) < s^{\varepsilon}$. Вернемся опять к процедуре унитаризации (см. стр. 125). Только теперь попытаемся определить парциальные волны с большим ρ не в теории возмущений, а с помощью дисперсионных соотношений по t и условия унитарности в t-канале. Впервые такая попытка найти «реалистический» потенциал была предпринята Райараманом [12].

Требование унитаризации можно сформулировать следующим образом. Разобьем амплитуду на две части — дифракционную, регулярную по t, и связанную с дальнодействующими силами, сингулярную по t

$$A_s(s, t) = A_s^{reg}(s, t) + A_s^{sing}(s, t). \tag{30}$$

Дифракционная часть связана с полным сечением

$$A_s^{reg}(s, t = 0) = 4s\sigma_{tot}(s) \sim s^{\alpha}$$

и падает при t сравнимых с $t_{eff} \sim 1/s^{\alpha-1}$.

Мы считаем режим согласованным, если

$$A_s^{reg}(s, t_{eff}) \approx A_s^{sing}(s, t_{eff}). \tag{31}$$

Тогда можно сказать, что рост сечения связан с существованием дальнодействующих сил.

Примем теперь предположение, к обсуждению которого еще вернемся, что дальнодействующие силы связаны прежде всего с двухчастичным обменом. Это может быть отчасти оправдано тем, что силы, связанные с обменом большим числом частиц, быстрее спадают с радиусом.

Сингулярную амплитуду A_s^{sing}, отвечающую рис. 5, можно оценить, используя аналитическое продолжение t-канального условия унитарности. Мы приведем эту оценку в крайне упрощенном виде.

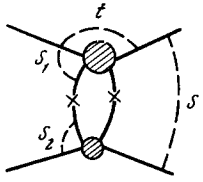


Рис. 5. Двухчастичный вклад в t-канальное условие унитарности

Спектральная функция, отвечающая рис. 5, очевидно, пропорциональна

$$\rho_{st} \sim \int A_s(s_1, t) A_s^*(s_2, t) \frac{ds_1 ds_2}{st}, \tag{32}$$

где s_1 и s_2 — энергии, входящие в верхний и нижний блоки диаграммы рис. 5. В основной области интегрирования, как известно,

$$s_1 s_2 \sim st. \tag{33}$$

При малом, но фиксированном t и достаточно большом s величины s_1 и s_2 также отвечают асимптотической области. Заменяя $A_s(s, t)$ в формуле (32) их оптическим значением, получаем

$$\rho_{st} \sim (st)^\alpha. \tag{34}$$

Величина A_s^{sing} связана с ρ_{st} дисперсионными соотношениями и также пропорциональна $(st)^\alpha$. Подставляя эту оценку в (31), получаем условие самосогласованности

$$s^\alpha \sim s^{\alpha(\alpha-2)}, \tag{35}$$

которое разрешимо, очевидно, только при $\alpha = 1$, $\alpha = 0$. Иными словами, мы приходим к ограничению (2).

Слабым местом приведенного вывода является, очевидно, замена амплитуды при малых положительных t ее значением при $t = 0$. Мы знаем, что в случае растущих сечений даже при отрицательных t амплитуда должна меняться степенным образом на $|t| \gtrsim t_{eff}$. Тем более это может быть так при положительных t. Фиксируя t и устремляя s к бесконечности, мы всегда попадаем в область $t > t_{eff}$.

Ограничение $\sigma(s) < s^\varepsilon$ и двухчастичная унитарность в t-канале. В работе Райарамана [12] использовались условие согласованности (31), эйкональное приближение, дисперсионные соотношения по s при фиксированных $t > 0$ и двухчастичная доминантность условия унитарности при фиксированном t. В этих дисперсионных соотношениях $A(s', t)$ заменялась на $A(s', 0)$, что может быть неверно из-за степенного сужения конуса в случае растущих сечений, как обсуждалось выше.

Оказывается, что доказательство ограничения (2) можно существенно усилить, предположив только, что двухчастичное условие унитарности

в t-канале справедливо для $t \leqslant t_2$, где

$$t_2 \sim \frac{s^{\varepsilon}}{\sigma(s)} \sim s^{1-\alpha+\varepsilon}. \tag{36}$$

Здесь $\varepsilon > 0$ произвольно мало.

Идея доказательства сводится к следующему. Разобьем мнимую часть в s-канале на регулярную и сингулярную части следующим образом:

$$A_s \equiv A_s^{reg} + A_s^{sing}, \tag{37}$$

где

$$A_s^{sing} = \frac{1}{\pi} \int_0^{t_1} \frac{\rho_{st}(s, t')\, dt'}{t' - t},$$

а t_1 — вообще говоря, функция s. Заметим, что это определение несколько отличается от (30).

Если бы $A_s^{sing} = 0$, то регулярная часть амплитуды могла бы привести, очевидно, к сечению, растущему не быстрее чем $1/t_1(s)$. Ниже мы покажем, что A_s^{sing} действительно мала. Чтобы получить какое-то ограничение на сингулярную часть амплитуды, необходимо, очевидно, иметь информацию о спектральной функции ρ_{st}. Мы будем считать, что ρ_{st} при малых $t < t_2$ [см. соотношение (36)] определяется двухчастичным условием унитарности. Надежда состоит в том, что тогда ρ_{st} мало по сравнению с A из-за лишних степеней t [см. соотношение (34)] и не может привести к быстрому росту сечения. Эта надежда, как обсуждается ниже, оправдывается.

Поэтому критическим оказывается предположение, до каких величин t можно пользоваться двухчастичной унитарностью, поскольку в настоящее время практически нет аппарата для вычисления мнимых частей, связанных с многочастичным обменом. Очевидно, что постановка задачи существует только в случае (36).

Свойства сингулярной и регулярной частей амплитуды. Оценим, какова должна быть амплитуда при положительных t для того, чтобы обеспечить степенной рост сечения. Для сингулярной части амплитуды воспользуемся соотношениями (37), (34)

$$A_s^{sing} = \frac{1}{\pi} \int_0^{t_2} \frac{\rho_{st}(s, t')\, dt'}{t' - t} \leqslant (\rho_{st})_{\max} \leqslant s^{\alpha_2} t_2^{\alpha_2}, \tag{38}$$

где α_2 — максимальная степень роста амплитуды при $0 < t < t_2$. Регулярная часть амплитуды содержит число волн, не большее J, где J отвечает квадрату переданного импульса, равного t_2

$$J^2 \leqslant s/t_2. \tag{39}$$

Отсюда при $t < t_3 = t_2/(\ln s)^{2+\delta}$:

$$A_s^{reg} = \sum_j (2j+1)\, p_j\left(1 + \frac{2t}{s}\right) a_j^{reg}(s) \leqslant a_{j\,\max}^{reg} \frac{s}{t_3}, \tag{40}$$

где $a_{j\,\max}^{reg}$ — максимальное значение мнимой части парциальной амплитуды при $j \leqslant J$. Заметим, что при $t < t_3$ и $j \leqslant J$

$$P_j\left(1 + \frac{2t}{s}\right) \simeq 1.$$

Обычно $|a_j| \leqslant 1$. Однако в нашем случае a_j^{reg} не представляет собой полную амплитуду и условие унитарности дает более слабое ограничение

$$|a_j^{reg} + a_j^{sing}| \leqslant 1. \tag{41}$$

Для сингулярной части a_j^{sing} легко получить оценку

$$a_j^{sing}(s) = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{t_2} \frac{dt}{s} \rho_{st}(s, t) Q_j\left(1 + \frac{2t}{s}\right) \leqslant s^{\alpha_2 - 1} t_2^{\alpha_2 - 1} \tag{42}$$

и после подстановки a_j^{reg} в соотношение (40), используя (41), получаем

$$A_s^{reg} \leqslant (st_2)^{\alpha_2}. \tag{43}$$

Для того чтобы амплитуда при $t = 0$ была порядка s^α, необходимо, чтобы степень роста амплитуды при положительных $t < t_2$ была достаточно велика

$$\alpha_2 \geqslant \frac{\alpha}{2 - \alpha + \varepsilon}. \tag{44}$$

Противоречие, которое доказывает невозможность степенного роста сечения, заключается в следующем. Предположим, что при некотором t амплитуда действительно растет, как s^{α_2}. Тогда при $t \leqslant t_3 = t_2/(\ln s)^{2+\delta}$ она растет значительно слабее [см. неравенство (43)]. Поскольку со степенной точностью t_2 и t_3 равноправны, то можно считать сильный рост исключенным. Если α_2 очень велико, то может понадобиться несколько таких шагов $t_2 \to t_n = t_2/(\ln s)^{(n-2)(2+\varepsilon)}$, чтобы прийти к противоречию.

Более подробно эта аргументация изложена в работе [4].

Проблема многочастичных вкладов в условии унитарности. Самым трудным для нас является вопрос, насколько естественны те предположения, которые были использованы при выводе ограничения $\sigma(s)/s^\varepsilon \to 0$ в предыдущих разделах.

Что касается предположения о существовании дисперсионных соотношений по t, то мы не можем привести аргументов ни за, ни против этого предположения.

Основанием для пренебрежения вкладами многочастичных состояний в условии унитарности в t-канале является малость фазового объема нескольких частиц в t-канале. Так, фазовый объем четырех частиц пропорционален t^2. (Это справедливо для фиксированных s и $t \to 0$.) К сожалению, этот аргумент не имеет доказательной силы. Действительно, уже из опыта вычислений с потенциалами мы знаем, что существенна не только зависимость от t, но и зависимость от s, относительно которой трудно высказать какие-либо суждения. В теории возмущений, как мы видели, опасен не самый дальнодействующий потенциал $1/r^5$, а s^n/r^7.

В физической области сечения многочастичных процессов естественно оценивать с помощью полюсных графиков типа, представленного на рис. 6. Легко убедиться, что если упругое сечение растет как $s^{\alpha-1}$, то сечение неупругого процесса (рис. 6) растет как

$$\sigma_{2\to 4} \sim s^{\frac{\alpha-1}{\alpha+1}}. \tag{45}$$

Видно, что аргумент с малостью фазового объема не совсем справедлив: сечение растет, вместе с тем оно растет медленнее, чем упругое.

Мы думаем, что если амплитуды многочастичных процессов описывать с помощью графиков типа рис. 6, то можно показать, что многочастичные вклады в условии унитарности несущественны.

Если ситуация действительно такова, то мы не можем исключить только существования «первичного» многочастичного взаимодействия, которое очень быстро растет с энергией. В случае двухчастичных взаимодействий такую возможность удалось исключить с помощью условия унитарности.

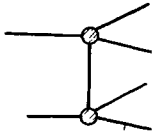


Рис. 6. Полюсной вклад в амплитуду неупругого процесса $2 \to 4$

Аналитическое продолжение многочастичного условия унитарностм сложно, и у нас практически нет аппарата для того, чтобы работать с многочастичными амплитудами. Однако введение амплитуд многочастичных процессов, растущих значительно быстрее амплитуд двухчастичных переходов, кажется очень искусственным.

Поэтому предполагаем, что многочастичные вклады не должны привести к росту сечения.

6. РАСТУЩИЕ СЕЧЕНИЯ И РЕДЖЕВСКАЯ АСИМПТОТИКА

В этом разделе мы предположим существование дисперсионных соотношений по s не только при $t \leqslant 0$, но и при $t > 0$. Тогда можно показать, что справедливо обычное реджевское представление амплитуды. В частности, как и для сильных взаимодействий, асимптотика определяется особенностью парциальных амплитуд t-канала в j-плоскости. Отличие от обычного вывода связано с тем, что при больших j парциальные волны не падают экспоненциальным образом, как в случае обмена массивными частицами. Однако степенного падения парциальных амплитуд, которое имеет место для слабых взаимодействий, достаточно для отбрасывания интеграла по большому кругу в j-представлении.

Реджевская траектория при отрицательных t. Уже из рассмотрения отрицательных t видно, что для сечений, растущих как степень s, реджевская траектория должна быть разрывна при $t = 0$. Действительно, положение особенности определяет асимптотику амплитуды при фиксированных t и s, стремящихся к бесконечности. Если t конечно, то, как неоднократно обсуждалось выше, устремляя s к бесконечности, мы «выходим» из дифракционного конуса и амплитуда при фиксированных отрицательных t и $s \to \infty$ степенным по s образом мала по сравнению с амплитудой при $t = 0$. Если же сразу положить $t = 0$ и потом устремить $s \to \infty$, то такая асимптотика, очевидно, определяется зависимостью от s полного сечения. Заметим, что в работах [12, 13] предполагалось, что траектория непрерывна, но тогда ограничение (2) тривиально следует из унитарности. Таким образом, при отрицательных t траектория имеет вид, представленный на рис. 7.

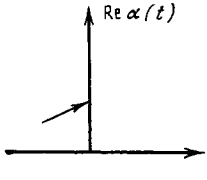


Рис. 7. Тректория главной особенности в j-плоскости при $t \leqslant 0$, отвечающая степенному росту сечения

Можно также составить некоторое представление о парциальных амплитудах $f_j(t)$ как функции j и t. Для этого воспользуемся известным представлением

$$f_j(t) = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{ds}{t} Q_j\left(1 + \frac{2s}{t}\right) A_t(s, t) \tag{46}$$

и заменим Q_j асимптотическим представлением для больших значений аргумента

$$Q_j\left(1 + \frac{2s}{t}\right) \sim \left(\frac{t}{2s}\right)^{j+1}. \tag{47}$$

Тогда

$$\varphi_j(t) \sim \int_0^\infty \frac{ds}{s^{j+1}} A_t(s, t), \tag{48}$$

где $f_j(t) = t^j \varphi_j(t)$.

Интеграл (48) расходится на малых s при $j \geqslant 2$. В дальнейшем, однако, мы не будем рассматривать такие j. В любом случае, впрочем, можно ввести величину $\tilde{f}_j$, которая определяется интегралом от мнимой части по s, большим некоторой величины s_0.

Для оценки φ_j можно считать, что

$$\begin{aligned} &A(s_1 t) \sim s^\alpha, \quad |t| < t_{eff} = -1/s^{\alpha-1}; \\ &A(s_1 t) \sim s^\beta, \quad |t| > t_{eff}, \quad \beta < \alpha. \end{aligned} \tag{49}$$

Тогда парциальные амплитуды имеют следующий вид:

$$\varphi_j \sim \frac{1 - t^{j-\alpha}}{(j-\beta)(j-\alpha)}. \tag{50}$$

Видно, что если положить $t = 0$, то асимптотика $A(s, 0)$ определяется полюсом при $j = \alpha$. Если же оставить t конечной величиной и $j \to \alpha$, то особенности φ_j в точке $j = \alpha$ нет

$$\varphi_{j\to\alpha}(t \neq 0) \sim \frac{\ln t}{j - \beta}.$$

Такое поведение парциальных волн отвечает реджевской траектории, представленной на рис. 7.

Отметим также, что парциальные волны φ_j для $\beta < j < \alpha$ определены при конечных t, однако стремятся к бесконечности при $t \to 0$. Это связано с тем, что соответствующие интегралы (48) расходятся при $t = 0$.

Поведение траектории при положительных t. Из рис. 7 можно представить три типа траекторий при положительных t (рис. 8, *а—в*). Осуществляться может, по-видимому, только случай, отвечающий рис. 8, *в*. Действительно, амплитуда обладает особенностью при $t = 0$ и поэтому ее асимптотика при $t = 0$ может отличаться от предела, получаемого стремлением $t \to 0$. Однако из положительных t в отрицательные амплитуду можно, видимо, продолжить, минуя особенности. Оговорка «видимо» относится к случаю, когда ось $\mathrm{Re}\, t = 0$ в комплексной t-плоскости сплошь состоит из особенностей. Мы не будем рассматривать этот случай. Если же амплитуду можно продолжить из положительных в отрицательные t и нет существенной особенности при $t = 0$, то пределы амплитуды слева и справа при $t \to 0$ одинаковы. Отметим, что пример (50) соответствует рис. 8, *в*.

Двухчастичная унитарность в t-канале и реджевская траектория. Если мы теперь примем, что для парциальных амплитуд справедливо двухчастичное условие унитарности, то можно показать, что траектория не терпит разрыва и что, следовательно, сечения не могут расти степенным образом.

Доказательство проведем на примере (50). Наверное, это доказательство можно провести модельно независимым образом, как это было сделано в случае конусных особенностей (см. раздел 4).

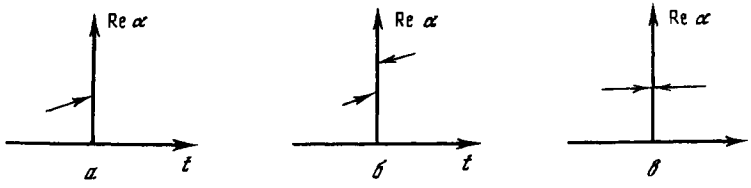


Рис. 8. Возможное поведение траектории главной особенности в j-плоскости при $t > 0$

Противоречие (50) с двухчастичным условием унитарности устанавливается непосредственно. Согласно условию унитарности

$$\operatorname{Im} \varphi_j = t^j |\varphi_j|^2. \tag{51}$$

Амплитуды (50) этому условию не удовлетворяют.

Многочастичные вклады в условии унитарности и реджевская траектория. Поскольку предположения о справедливости двухчастичной унитарности для парциальных волн в t-канале и для амплитуды $A(s, t)$ практически эквивалентны между собой, то приведенное выше доказательство не содержит, как уже упоминалось, новых результатов. Что касается учета многочастичных состояний в условии унитарности, то здесь по существу возникают те же проблемы.

Фазовый объем в t-канале для многочастичных вкладов опять мал. Однако нельзя сказать ничего определенного о соответствующих амплитудах неупругих переходов. Для того чтобы приведенное выше доказательство было неприменимо, необходимо, чтобы эти амплитуды были сингулярны по t при $t \to 0$. На первый взгляд, это кажется совершенно невозможным. Однако на самом деле их сингулярность по t может быть отражением быстрого роста по s в s, t-представлении, который необходим, чтобы сечение росло степенным образом (см. обсуждение в разделе 5). Действительно, сингулярность по j парциальных волн при $\beta < j < \alpha$ в формуле (50) была связана с ростом по s при $t = 0$.

Рост по s амплитуды многочастичных процессов (или сингулярность по t соответствующих амплитуд в j-представлении) нам кажется маловероятным, хотя формально не исключенным.

7. ДРУГИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ОБМЕНЫ. РАЗНОЕ

Полученные результаты можно обобщить на случай других безмассовых обменов.

Обмен двумя фотонами. Удобно рассматривать рассеяние нейтральных частиц, не имеющих магнитного момента. Тогда рассеяние обусловлено двухфотонным обменом. В случае рассеяния заряженных частиц обмен уже одним фотоном приводит к бесконечному сечению. Однако это сечение не меняется с энергией и можно рассмотреть разность между полной амплитудой и амплитудой чисто кулоновского рассеяния.

В силу калибровочной инвариантности сингулярная часть амплитуды, отвечающей двухфотонному обмену, содержит по крайней мере t^2 и поэтому все обсуждаемые выше результаты применимы также в этом случае.

Обмен двумя псевдоскалярными мезонами. Изучение этого вопроса может представлять некоторый интерес в связи с тем, что массой π-мезона часто пренебрегают. При этом иногда важно понимать, меняется ли высокоэнергетическое поведение амплитуды. Если принять гипотезу частично сохраняющегося аксиального тока, то амплитуда рассеяния при низких энергиях содержит дополнительные импульсы, особенность по t оказывается «мягкой», и все наши результаты также применимы.

Если же амплитуда не зануляется при малых импульсах, то ситуация меняется и амплитуда имеет особенность $\sim \ln t$, которая связана с графиком (рис. 5), причем один блок находится в асимптотике, а другой — при малых энергиях. В этом случае мы не можем исключить сечений, растущих линейно или медленнее с энергией.

Учет масс частиц. Если у частиц есть массы, то применимо ограничение Фруассара. Тогда наши результаты применимы в той области энергий, где сечения еще намного меньше квадратов обратных масс. Например, в случае слабых взаимодействий, видимо, разумно пренебрегать массой электрона и мюона Действительно, вопрос, который по существу нами рассматривался в случае слабых взаимодействий, это — является ли слабое сечение величиной порядка G при больших энергиях или $G\,(Gs)^k$, где $k > 0$? Эти два режима существенно различаются в области, где оба сечения еще много меньше m_μ^{-2}, m_e^{-2}.

Интересная возможность возникает для сильных взаимодействий, если следствия из гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока не выполняются. Тогда в пределе массы мезона, равной нулю, не исключен линейный рост сечения. Этот рост сечения должен был бы реально обрезаться при $\sigma \cong \mu^{-2}$. Если бы выход на асимптотику $\sigma(s) \sim s$ в безмассовом случае происходил при больших s, то могло бы быть так, что наблюдаемые сейчас сечения далеки от асимптотических. При больших энергиях начался бы рост, совпадающий с ростом сечения в безмассовом случае, который бы потом прекратился по достижении истинно асимптотического предела. Однако для того, чтобы такая возможность не осуществлялась, видимо, есть много других причин, кроме применимости гипотезы PCAC. Например, коэффициент при линейно-растущей части может быть мал, так что реально такой рост мог бы быть и незаметен.

Важны ли безмассовые (фотонные и нейтринные) обмены для сильных взаимодействий? Коротко говоря, наш результат сводится к тому, что и с учетом безмассовых обменов справедливы дисперсионные соотношения с двумя вычитаниями. На первый взгляд может показаться, что это важно для сильных взаимодействий: все адроны испытывают слабые и электромагнитные взаимодействия, и если бы сечения росли быстро, то дисперсионные соотношения с двумя вычитаниями были бы неверны. Даже сейчас не исключено, что безмассовые обмены нарушают теорему Померанчука и дисперсионные соотношения, основанные на предположении о справедливости этой теоремы, могут на самом деле требовать большего числа вычитаний.

Ясно, однако, что асимптотики, связанные с безмассовым обменом, могут наступить только при чрезвычайно высоких энергиях, так как малы соответствующие константы связи (за исключением, может быть, случая 2π-обмена). Поэтому при доступных энергиях в любом случае будут приближенно справедливы обычные дисперсионные соотношения. Более подробно мы обсуждали этот вопрос в работе [4].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы кратко коснулись доказательств следующих ограничений.

1. Ограничение $\sigma(s) < s^{1/2}$ (раздел 4) основано на следующих предположениях: существование дисперсионных соотношений по s с любым конечным числом вычитаний при $t \leqslant 0$; конечность производной по t при $t = 0$ от мнимой части амплитуды и от разности между амплитудой и вычитательным членом в дисперсионных соотношениях. Эти свойства были доказаны в теории возмущений.

2. Ограничение $\sigma(s) \leqslant s^{1/3}$ (раздел 2) основано на предположении, сформулированном выше, о возможности пренебрежения особенностями второй производной амплитуды по t при $t = 0$. Эти особенности для графиков Фейнмана слабее любой отрицательной степени t, а все рассмотрение ведется со степенной точностью.

3. Ограничение $\sigma(s) < s^{\varepsilon}$ (раздел 5) основано на следующих предположениях: существование дисперсионных соотношений по t для мнимой части амплитуды в s-канале; справедливость двухчастичного условия унитарности в t-канале вплоть до $t = t_2 \sim s^{1-\alpha+\varepsilon}$, где $\varepsilon > 0$, а $(\alpha - 1)$ — предполагаемая степень роста сечения.

4. Ограничение $\sigma(s) < s^{\varepsilon}$ (раздел 6). При выводе использованы следующие гипотезы справедливость дисперсионных соотношений по s при отрицательных и положительных t; справедливость двухчастичного условия унитарности в t-канале для парциальных амплитуд $f_j(t)$.

Кроме того, использованы некоторые модельные формулы, которые, как нам кажется, могут быть обоснованы более строго. У нас нет решающих аргументов в пользу справедливости сделанных в случаях 1—4 предположений. Их физическая обоснованность в большинстве случаев нам неясна. Кроме того, обсуждение проблем растущих сечений в нерелятивистском случае (раздел 3) и в эйкональном приближении (раздел 2) имеет незаконченный характер.

Авторы благодарны А. А. Ансельму и В. Н. Грибову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Я. Померанчук.* Я. Ф., 1970, **11**, 852.
2. *A. D. Dolgov, L. B. Okun, V. I. Zakharov.* Phys. Lett., 1971, **37B**, 298.
3. *А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь.* Я. Ф., 1972, 15, 808.
4. *A. D. Dolgov, V. N. Gribov, L. B. Okun, V. I. Zakharov.* Nucl. Phys., 1973, **B59**, 611.
5. *А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь.* Я. Ф., 1971, **14**, 1044, 1247.
6. *A. D. Dolgov, L. B. Okun, V. I. Zakharov.* Nucl. Phys., 1972, **B37**, 493.
7. *T. Appelquist, J. D. Bjorken.* Phys. Rev., 1971, **D4**, 3522.
8. *M. Froissart.* Phys. Rev., 1961, **123**, 1053.
9. *A. Martin.* Nuovo Cim., 1966, **42**, 930.
10. *G. Freinberg, A. Pais.* Phys. Rev., 1963, **131**, 2724; 1964, **133**, B477.
11. *M. B. Halpern.* Phys. Rev., 1965, **140**, B1570.
12. *R. Rajaraman.* Phys. Rev., 1969, **178**, 2211, 2221.
13. *S. P. Auerbach, M. R. Pennington, C. Rosenzweig.* University of California, Preprint, 4-10-73.
14. *E. Leader.* Phys. Lett., 1963, 5, 75.

Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, А. А. СТАРОБИНСКИЙ

РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЯХ

А. И. Алиханов и работы созданного им Института теоретической и экспериментальной физики в области элементарных частиц хорошо известны советским и зарубежным физикам.

А. И. Алиханов практически не занимался теорией тяготения; однако он проявлял интерес к принципиальным вопросам теории, к вопросу о том, что общего у теории других полей и частиц и теории гравитации и что создает универсальность гравитационного поля.

В нашей статье ставятся вопросы взаимодействия гравитационного поля с другими полями.

I. Современная теория гравитации, т. е. общая теория относительности (ОТО), должна применяться к миру, где действуют квантовые законы для частиц и полей. В критических ситуациях вблизи космологической сингулярности и конца гравитационного коллапса эти законы ведут к специфическим эффектам: пары частиц и античастиц (или пары нейтральных частиц) в очень большом количестве рождаются из вакуума за счет действия гравитации (в терминах ОТО за счет изменяющейся метрики пространства — времени) без прямого физического взаимодействия с веществом, если оно уже присутствует. Тензор энергии-импульса, T_i^k вновь рожденных частиц является преобладающим вблизи сингулярности. Размерностные оценки, так же как и точный расчет, показывают, что если метрика имеет степенной вид $g_{\alpha\beta} \sim |t|^n$ при $|t| \to 0$, так что $t = 0$ является моментом сингулярности ($t < 0$ для коллапса, $t > 0$ для космологии), то T_0^0, $T_\alpha^\beta \sim \hbar c^{-3} t^{-4}$ (с точностью до сомножителей вида $\ln|t|$) [1—3]. Следовательно, вблизи сингулярности плотность энергии и давление рожденных частиц становятся очень важными в самосогласованном решении.

Авторами выдвигается гипотеза, что современная всеобщая однородность и изотропия Вселенной с малыми отклонениями от фридмановского космологического решения, вероятно, являются следствием рождения частиц около сингулярности и их обратного влияния на метрику. Энтропия (или ее часть) современной Вселенной также может быть обусловлена рождением частиц, которые в соответствующее время превращаются в фотоны реликтового излучения с температурой 2,7° К.

Точнее говоря, следует предположить, что рождение частиц приводит к возникновению состояния, характеризующегося локальной изотропией расширения вблизи сингулярности. Этим свойством обладает так называемое квазиизотропное решение, найденное Лифшицем и Халатниковым [4]. Это решение в целом глобально неоднородно, однако плотность энергии вещества ставится однородной асимптотически при $|t| \to 0$.

Технически теория рождения частиц основана на классической теории поля; эта связь вполне естественна, поскольку классическая теория является предельным случаем квантовой теории поля для больших квантовых чисел заполнения. Предположим, что решение классического линейного волнового уравнения для какого-либо поля (например, электромагнитного) в некоторой переменной метрике без зарядов приводит к возрастанию адиабатического инварианта: $I = E/\omega$, так что $I(t_1) > I(t_0)$ при $t_1 > t_0$. Классический инвариант I равен числу фотонов ($I = \hbar N$) [1]; поэтому имеет место рождение

[1] Соответствующий адиабатический инвариант можно построить и для произвольного свободного поля в плоском пространстве (см. [5]).

новых фотонов. В классической линейной теории $I \equiv 0$, если $I(t_0) = 0$ и нет зарядов. Но в квантовой теории, грубо говоря, всегда существуют нулевые флуктуации; поэтому вакууму соответствует $I(t_0) = \hbar/2$, а не $I(t_0) = 0$. Следовательно, в момент t_1 мы получаем $I(t_1) = \hbar/2\ [f(t_1, t_0)]$, что соответствует среднему числу рожденных реальных фотонов $\langle N(t_1)\rangle = {}^1/_2\,[f(t_1, t_0) - 1]$ (нулевые осцилляции снова отброшены при определении числа реальных частиц). Мы видим, что при сохранении инварианта I, т. е. в приближении ВКБ, частицы не рождаются, так что необходимо рассматривать следующее приближение.

В классическом случае величина f зависит от фазы колебаний «на входе» при $t = -\infty$ или $t = t_0$. В квантовой теории при начальном вакуумном состоянии нужно взять значение f, усредненное по начальной фазе. Тогда можно показать, что условие $f(t_1, t_0) \geqslant 1$ всегда выполнено.

Теория рождения частиц во внешнем сильном электромагнитном поле развивается в ряде работ [6—13]. В настоящей статье рассматривается случай внешнего классического гравитационного поля.

II. Рассмотрим случай слабо возмущенного плоского пространства — времени с метрикой

$$ds^2 = dt^2 - (1 + h_1)(dx^1)^2 - (1 + h_2)(dx^2)^2 - (1 + h_3)(dx^3)^2, \tag{1}$$

где $|h_\alpha| \ll 1$; $h_\alpha(-\infty) = h_\alpha(+\infty) = 0$ $(\alpha = 1, 2, 3)$, и с начальными условиями для рассматриваемого квантового поля (например, электромагнитного): $T_0^0 \equiv T_\alpha^\beta \equiv 0$ при $t = -\infty$[2]. Можно показать, что в некоторый конечный момент времени $(-\infty < t < +\infty)$, когда $h_\alpha \neq 0$, $|T_0^0| \sim h^2$ и $|T_\alpha^\beta| \sim h$. Только при $t \to +\infty$ $(h_\alpha \to 0)$ T_0^0 и T_α^β — одного порядка и пропорциональны квадрату максимального возмущения метрики, причем $|T_0^0| \geqslant |T_\alpha^\beta|$. Ситуация при $t = +\infty$ соответствует конечному числу реальных рожденных частиц. В промежуточной ситуации $(t \neq \pm\infty)$ $|T_0^0|$ может быть меньше, чем $|T_\alpha^\beta|$, чего нельзя достигнуть никаким сочетанием реальных частиц, но что объясняется учетом одновременного наличия рожденных частиц и поляризации вакуума [14]. Нарушение «условия энергодоминантности» $|T_0^0| \geqslant |T_\alpha^\beta|$ существенно, так как Хоукинг показал [15], что выполнение этого условия делает невозможным рождение частиц.

Результат для $t = +\infty$ конечен при гладких $h_\alpha(t)$; для промежуточных t необходима перенормировка, которая устроена так, что она не меняет результата для $t = +\infty$.

При наличии расходимостей очень важными являются общие теоремы. Идея конформной инвариантности, восходящая к Вейлю и развивавшаяся затем Пенроузом и Тагировым и Черниковым [16, 17], состоит в указании связи между процессами в различных метриках, связанных между собой конформным преобразованием $ds^2 = a^2(x^m)\,\widetilde{ds}^2$; $g_{ik} = a^2\tilde{g}_{ik}$.

Очевидно, что конформное преобразование сохраняет световой конус. Более того, правильно написанные волновые уравнения для безмассовых полей также оказываются конформно-инвариантными. В частности, конформно-инвариантными оказываются простейшие общековариантные обобщения уравнений Максвелла и Дирака. Для получения конформно-инвариантного уравнения для безмассового поля со спином нуль необходимо ввести в лаг-

[2] Для правильной постановки задачи необходимо считать, что кроме изучаемого квантового поля в пространстве присутствует внешнее классическое вещество, которое определяет собой метрику через уравнения ОТО. Однако это вещество взаимодействует с квантовым полем только гравитационно, через метрику.

ранжиан поля дополнительный член $R\varphi^2/12$ (см. [16, 17]), где R — скалярная кривизна[3].

Рождение частиц зависит от свойств решений волновых уравнений. Ясно, что в метрике Минковского рождение отсутствует. Но из-за конформной инвариантности рождение безмассовых частиц отсутствует также в метрике вида

$$ds^2 = a^2(t, x^\alpha)\,[dt^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - dx^3)^2], \tag{2}$$

которая получается из метрики Минковского с помощью конформного преобразования[4]. Отсюда вытекают различные следствия.

1. Фридмановская космологическая метрика с плоским трехмерным пространством является конформно-плоской

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\,[(dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2] = a^2(\eta)\,[d\eta^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2]; \quad d\eta = dt/a(t), \tag{3}$$

поэтому безмассовые частицы не рождаются вблизи сингулярности фридмановского (т. е. изотропного) типа.

2. Такой же вывод имеет место и для открытых и замкнутых метрик Фридмана, которые также являются конформно-плоскими.

3. Частицы с массой покоя $m \neq 0$ рождаются в метрике Фридмана. Около сингулярности член с m^2 в волновом уравнении можно рассматривать как возмущение. При этом отношение энергии рожденных частиц к энергии «внешней» материи, создающей данное гравитационное поле, пропорционально $(Gm^2/\hbar c)^n$, где $n > 0$ (в частности, $n = 1$, если $a(t) \sim \sqrt{|t|}$ при $|t| \to 0$), и, следовательно, исчезающе мало для всех элементарных частиц.

Часть из результатов, упомянутых в п. 1—3 и относящихся только к изотропной фридмановской модели, были ранее получены Паркером [18]. Рождение частиц в метрике Фридмана рассматривалось также в работах Гриба и Мамаева [19].

4. В случае слабых возмущений метрики [см. формулу (1)] рождение безмассовых частиц зависит от сдвиговых деформаций: $\dot{h}_1 - \dot{h}_2$, $\dot{h}_2 - \dot{h}_3$, $\dot{h}_1 - \dot{h}_3$, но не от изменения объема $(\dot{h}_1 + \dot{h}_2 + \dot{h}_3)$. Этот результат можно сформулировать так: вакуум безмассовых частиц, так же как и фотонный газ, имеет ненулевую первую (сдвиговую) и нулевую вторую (объемную) вязкости.

5. Процедура перенормировки должна выполняться так, чтобы полностью сохранить конформную инвариантность теории. Поэтому хорошо известная процедура регуляризации Паули — Вилларса, при которой вводятся фиктивные частицы с $m \to \infty$, здесь непригодна. Мы вводим фиктивные поля (безмассовые в случае регуляризации безмассового поля) с увеличенными в n раз импульсом $\mathbf{k}$ и массой покоя m и уменьшенной в $\sqrt{n}$ раз амплитудой; $n \to \infty$. Тогда оказывается, что если $T_{ij}^{(n)}(m, \mathbf{k}) \equiv 1/n\,[T_{ij}(nm, n\mathbf{k})]$, то величина $T_{ij}^{phys} = \int T_{ij}^{phys}(\mathbf{k})\,d^3k$, где

$$T_{ij}^{phys}(\mathbf{k}) = \lim_{n\to\infty}\left[T_{ij}(\mathbf{k}) - T_{ij}^{(n)}(\mathbf{k}) - \frac{\partial T_{ij}^{(n)}(\mathbf{k})}{\partial(n^{-2})} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 T_{ij}^{(n)}(\mathbf{k})}{\partial(n^{-2})^2}\right] \tag{4}$$

конечна. Этот метод сохраняет конформные и другие общие свойства решений волнового уравнения.

---

[3] Заметим, однако, что уравнение для гравитационных волн не является конформно-инвариантным [25].

[4] Такая метрика называется конформно-плоской, в ней обращается в нуль конформный тензор кривизны Вейля C_{iklm}.

6. Среди общих свойств отметим также очень важные свойства тензора энергии-импульса $T_{i;k}^{k} = 0$ и $T_i^i = 0$ (последнее для безмассовых частиц). Первое из этих равенств — обобщенный закон сохранения энергии; второе совпадает с известным тождеством для ультрарелятивистского газа. Заметим, что этим соотношениям удовлетворяет только полная величина среднего значения тензора энергии-импульса, т. е. сумма реально рожденных частиц и поляризации вакуума.

III. Типичным случаем, когда рождение частиц и поляризация вакуума оказываются важными, является метрика Казнера для пустого пространства

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^1)^2 - b^2(t)(dx^2)^2 - d^2(t)(dx^3)^2, \tag{5}$$

где

$$a \sim |t|^{q_1}, \qquad b \sim |t|^{q_2}, \qquad d \sim |t|^{q_3}.$$

Вводя материю с некоторым определенным уравнением состояния, можно получить решение, которое асимптотически около сингулярности переходит на решение Казнера, будучи фридмановским вдали от сингулярности. Метрика Казнера не является конформно-плоской.

Можно показать, что при степенной зависимости a, b, d от t с показателями степеней, меньшими 1, при $|t| \to 0$ средние значения компонент тензора энергии-импульса имеют вид (массой покоя m квантов поля вблизи анизотропной сингулярности можно пренебречь)

$$\begin{aligned} &\varepsilon \equiv \langle T_0^0 \rangle = \varphi_0 \hbar c^{-3} t^{-4} \ln|t/t_0|; \\ &p_\alpha \equiv -\langle T_\alpha^\alpha \rangle = \varphi_\alpha \hbar c^{-3} t^{-4} \ln|t/t_0|; \qquad \alpha = 1, 2, 3 \end{aligned} \tag{6}$$

(по α нет суммирования) с ограничениями на коэффициенты φ_0, φ_α:

$$\begin{cases} \varphi_0 = \sum\limits_{\alpha=1}^{3} \varphi_\alpha; \\ \left(4 - \sum\limits_{\alpha=1}^{3} q_\alpha\right) \varphi_0 = \sum\limits_{\alpha=1}^{3} q_\alpha \varphi_\alpha. \end{cases} \tag{7}$$

Появление логарифмического сомножителя связано с наличием инфракрасной расходимости при $m = 0$. Величина t_0 в случае $m = 0$ определяется моментом перехода от фридмановского решения к казнеровскому при сжатии. При $m \neq 0$ возможно, что $t_0 \sim \hbar/mc^2$. Наконец, в космологической задаче, вероятно, $t_0 \sim t_{pl} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}}$.

Конформная инвариантность теории позволяет представить φ_0, φ_α в виде

$$\varphi_1 = (1 - q_1)^5 \Phi \left(\frac{1 - q_2}{1 - q_1}, \frac{1 - q_3}{1 - q_1}\right), \tag{8}$$

формулы для φ_2 и φ_3 получаются из формулы для φ_1 циклической перестановкой индексов (при той же функции Φ), а $\varphi_0 = \sum\limits_{\alpha=1}^{3} \varphi_\alpha$. Здесь $\Phi(y, z) = \Phi(z, y)$ — функция, вид которой не зависит от показателей q_α, причем $\Phi(1, 1) = 0$.

В случае метрики Казнера на три величины q_α наложены два условия: $\sum\limits_\alpha q_\alpha = \sum\limits_\alpha q_\alpha^2 = 1$, поэтому только одно из них (например, q_1) может быть вы-

брано произвольно. В частном осесимметричном случае $q_2 = q_3$, и тогда возможными являются только два ряда значений q_α: $\left(-\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{2}{3}\right)$ и $(1, 0, 0)$. В первом случае: $p_1 = -\frac{7}{3}\varepsilon$; $p_2 = p_3 = \frac{5}{3}\varepsilon$; второй случай мы не рассматриваем, так как при этом один из показателей равен единице. В общем осесимметричном анизотропном случае с произвольными показателями $q_1 \neq q_2 = q_3 < 1$ имеем

$$p_1 = \varepsilon \frac{4 - q_1 - 3q_2}{q_1 - q_2}, \qquad p_2 = p_3 = \varepsilon \frac{q_1 + q_2 - 2}{q_1 - q_2}. \tag{9}$$

В левую часть уравнений Эйнштейна входят члены, имеющие порядок t^{-2} при $|t| \to 0$ и степенных a, b, d. Видно, что члены $\sim t^{-4}$ в правой части уравнений Эйнштейна доминируют при $|t| \lesssim t_{pl}$ и ими уже нельзя пренебрегать в этой области.

В случае коллапса в принципе можно построить самосогласованное решение для того, чтобы изучить влияние рождения частиц на эволюцию вблизи сингулярности. Мы начинаем с нормальной ситуации ($t < -t_{pl} < 0$), где применимо казнеровское решение; рождение частиц постепенно становится существенным. Качественно, как показывают оценки [1], можно ожидать, что влияние анизотропного давления, возникающего за счет рассматриваемых квантовых поправок, будет приводить к изотропизации решения при $t \to 0$.

В космологической задаче ($t > 0$) существуют трудности, связанные с необходимостью задавать начальные условия в сингулярности, при $t = 0$ или $t \sim t_{pl}$. Можно ожидать, хотя это еще не доказано, что рождение частиц предотвращает анизотропные решения в космологии вблизи сингулярности, т. е. самосогласованное решение вблизи сингулярности является квазиизотропным. Это, по-видимому, согласуется с наблюдениями.

IV. Укажем также на возможность рождения пар частиц, в том числе и безмассовых, в стационарных гравитационных полях, в частности в метрике Керра вне горизонта. Классическим аналогом рождения пар в метрике Керра является эффект усиления классической волны (например, электромагнитной) при отражении от вращающегося тела и, в частности, вращающейся «черной дыры» [20—22]. Рождение пар — один из процессов, связанных с извлечением вращательной энергии и момента из «черной дыры». Характерное время изменения момента «черной дыры» за счет рождения безмассовых пар $\tau \sim G^2M^3/\hbar c^4$, где M — первоначальная масса «черной дыры». Это время больше космологического времени $t_H \sim 10^{18}$ *сек.* при $M > 10^{16}$ *г.* Таким образом, этот эффект не запрещает существования вращающихся «черных дыр» с массой $M \sim M_\odot \sim 10^{33}$ *г* во Вселенной. Рождение пар в процессе такого типа не связано с наличием сингулярности.

В случае статической метрики Шварцшильда, которая описывает невращающуюся «черную» или «белую дыру», эффект усиления классической волны при отражении отсутствует, поэтому в этой метрике вне горизонта невозможно спонтанное рождение пар из вакуума. Однако поляризация вакуума в метрике Шварцшильда не равна нулю. Можно показать, что эта поляризация не приводит к возникновению потока энергии на «черную дыру» (для этого необходим эволюционный подход к «черной дыре», т. е. ее нужно рассматривать как результат коллапса звезды или пылевидного облака).

В метрике Шварцшильда, продолженной до сингулярности, в принципе также может иметь место рождение частиц вблизи этой сингулярности в T-области (определение T-, T_+- и T_--областей см. в книге Зельдовича и

Новикова [23]). Дело в том, что при $r < r_g$ в действительности не существует покоящегося ($r = \text{const}$) наблюдателя, r играет роль времени и метрика является нестационарной. При этом в «черной дыре» частицы рождаются в T_--области и двигаются к сингулярности, не меняя метрики и всех других свойств в области $r \gg r_{pl}$. В «белой дыре» частицы из T_+-области выносятся наружу, поэтому квантовые эффекты оказывают существенное влияние на внешние, наблюдательные свойства «белой дыры». Более подробно этот вопрос исследован в работе Новикова и авторов [24].

V. В заключение рассмотрим вопрос о квантовых поправках к уравнениям Эйнштейна. Будем добавлять к уравнениям ОТО не любые поправки, совместимые с тензорной структурой и другими принципами, а только те, которые неизбежно следуют из поляризации вакуума других полей, кроме гравитационного. Эти поправки можно перенести в левую часть уравнений ОТО; тогда в правой части останется только тензор энергии-импульса «обычной» классической материи.

Такая программа была выполнена лет 20—25 тому назад в электродинамике и дала возможность рассчитать аномальный магнитный момент электрона и другие радиационные поправки; эти следствия теории проверены на эксперименте, достигнуто полное совпадение, укрепляющее уверенность в принципах квантовой теории полей.

В гравитационном случае из приведенных выше аргументов следует, что поправки за счет ненулевой массы покоя известных частиц около сингулярности пренебрежимы по сравнению с поправками, остающимися и при нулевой массе покоя; поправки за счет безмассовых частиц исчезают в конформно-плоской метрике. Следовательно, поправки, не зависящие от массы покоя, должны зависеть от конформного тензора кривизны Вейля C_{iklm}. Например, простейшая из локальных поправок (а существуют и нелокальные) соответствует дополнительному слагаемому в лагранжиане гравитационного поля вида $C_{iklm}C^{iklm}$ или (после выделения полной дивергенции) $2\left(R_{ik}R^{ik} - \frac{1}{3}R^2\right)$.

Заметим, что этот член описывает только часть поляризации вакуума и не описывает вообще реального рождения частиц, так как последнее является нелокальным эффектом. Нелокальность относится и к пространству и к времени. Важнейшим фактом является то, что частицы, рожденные в сингулярности, затем не исчезают и влияют на физические процессы в дальнейшем, вдали от сингулярности.

Однако квантовые поправки, соответствующие добавлению в лагранжиан гравитационного поля слагамых вида $R_{ik}R^{ik} - \frac{1}{3}R^2$, отличаются от других поправок тем, что коэффициент при них, подобно заряду электрона в квантовой электродинамике, в принципе не может быть определен из теории квантовых полей во внешнем классическом гравитационном поле. Это связано с наличием трех типов расходимостей в неперенормированном выражении для $\langle T_{ij}\rangle$: k^4, k^2 и $\ln k$, что влечет за собой необходимость трех вычитаний для получения конечных выражений. Первые два вычитания эквивалентны перенормировке космологической и гравитационной постоянных; третье вычитание перенормирует коэффициент при слагаемом типа $R_{ik}R^{ik} - \frac{1}{3}R^2$ в лагранжиане гравитационного поля. При этом ввиду конформной инвариантности квантовых негравитационных полей при $m = 0$ безмассовые частицы (γ, ν) не вносят вклад в перенормировку космологической и гравитационной постоянных.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. Б. Зельдович.* Письма ЖЭТФ, 1970, **12**, 443.
2. *Ya. B. Zeldovich.* Comm. Astrophys. Space Phys., 1971, **3**, 179.
3. *Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский.* ЖЭТФ, 1971, **61**, 2161.
4. *Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников.* УФН, 1963, **80**, 391.
5. *Я. Б. Зельдович.* Докл. АН СССР, 1965, **163**, 1359.
6. *А. И. Никишов.* ЖЭТФ, 1969, **57**, 1210.
7. *E. Brezin, C. Itzykson.* Phys. Rev. D., 1970, **2**, 1191.
8. *Я. Б. Зельдович, В. С. Попов.* УФН, 1971, **105**, 403.
9. *В. С. Попов.* ЖЭТФ, 1972, **62**, 1248.
10. *А. А. Гриб, В. М. Мостепаненко, В. М. Фролов.* ТМФ, 1972, **13**, 377.
11. *Н. Б. Нарожный, А. И. Пикишов.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 862.
12. *А. М. Переломов.* ТМФ, 1973, **16**, 303.
13. *М. С. Маринов, В. С. Попов.* ТМФ, 1973, **17**, 34.
14. *Ya. B. Zeldovich, L. P. Pitaevskii.* Comm. Math. Phys., 1971, **23**, 185.
15. *S. Hawking.* Comm. Math. Phys., 1970, **18**, 301.
16. *R. Penrose.* In: Relativity, Groups and Topology, ed. by C. DeWitt, B. DeWitt, New York — London, 1964, p. 565.
17. *Э. А. Тагиров, Н. А. Черников.* Препринт ОИЯИ, Р2-3777, 1968; Ann. Inst. H. Poincare, 1968, 9, 109.
18. *L. Parker.* Phys. Rev., 1969, **183**, 1057; Phys. Rev., D., 1971, **3**, 346; Phys. Rev., Lett., 1972, **28**, 705.
19. *А. А. Гриб, С. Г. Мамаев.* Я. Ф., 1969, **10**, 1276; Я. Ф., 1971, **14**, 800.
20. *Я. Б. Зельдович.* Письма ЖЭТФ, 1971, 14; 270; ЖЭТФ, 1972, **62**, 2076.
21. *А. А. Старобинский.* ЖЭТФ, 1973, **64**, 48.
22. *А. А. Старобинский. С. М. Чурилов.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 3.
23. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков.* Теория тяготения и эволюция звезд. «Наука», 1971.
24. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, А. А. Старобинский.* ЖЭТФ, 1966, **67**, 1897.
25. *Л. П. Грищук.* ЖЭТФ, 1974, **67**, 825.

А. А. МИГДАЛ, А. М. ПОЛЯКОВ, К. А. ТЕР-МАРТИРОСЯН

ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПОМЕРОНОВ И АДРОННЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

ВВЕДЕНИЕ

При столкновениях адронов высокой энергии образующиеся частицы вылетают преимущественно вперед. Поперечные компоненты их импульсов $p_\perp$ ограничены величиной порядка масс частиц $\mu \sim 300$ *Мэв/с*. Это означает, что взаимодействие между адронами происходит при сравнительно больших прицельных параметрах $\rho \gtrsim 1/\mu$. Механизмом такого взаимодействия является мультипериферическая генерация частиц, простейшая модель которой была предложена и подробно изучена Амати, Фубини, Стангелини [1]. При этом механизме плотность образующихся частиц $\rho = dN/dy$ в пространстве быстрот $y = \ln p_\parallel/\mu \simeq \ln E/\mu$ постоянна $\rho(y) = \rho_0$ при высокой энергии в физической области $0 \leqslant y \leqslant \xi$ и не зависит также от быстроты $\xi = \ln E_0/\mu$ налетающей частицы. Соответственно среднее число частиц, т. е. средняя множественность, логарифмически растет с энергией $N = \rho_0\xi$. Физически мультипериферическая генерация отвечает процессу независимого образования частиц, при котором отсутствует корреляции между величинами их импульсов при большой относительной быстроте. Амплитуда дифракционного рассеяния в мультиферической модели определяется фор-

мулой Редже. Ее можно рассматривать как хорошее нулевое приближение, однако с ростом энергии взаимодействие частиц с большими относительными быстротами становится все более существенным.

Оно, в частности, создает неоднородности плотности образующихся частиц в пространстве быстрот. Так две частицы с быстротами y_1, y_2 при $y_1 - y_2 \gg 1$ могут мультипериферически образовать $(y_1 - y_2)\rho_0$ дополнительных частиц в интервале быстрот $y_2 \leqslant y \leqslant y_1$. В результате плотность частиц в этом интервале удвоится. Возможен также случай, когда эти две частицы поглотят все остальные частицы в указанном интервале быстрот и в нем образуется дырка в плотности распределения $\rho(y)$.

Соответствующие поправки к реджевским формулам описываются реджеонной диаграммой Грибова [2]. Исторически она возникла из аналитического продолжения на нецелые j_n условий унитарности в t-канале [3] и из анализа асимптотик фейнмановских графиков в t-канале методом Судакова [4]. Упомянутая выше связь реджеонных графиков с процессами множественного рождения и с s-канальным условием унитарности была установлена недавно в интересной работе Абрамовского, Грибова, Канчели [5].

Асимптотика амплитуды упругого рассеяния определяется вкладом так называемых усиленных и не усиленных (в том числе полуусиленных) реджеонных графиков. Некоторые из них указаны на рис. 1, *а—в*.

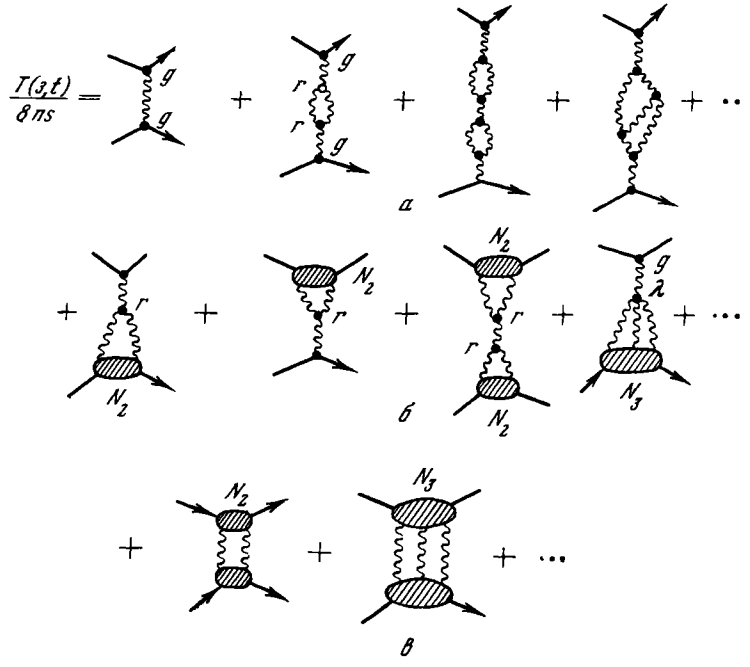


Рис. 1

При сверхвысоких энергиях, когда велика быстрота налетающей частицы $\xi = \ln E/\mu \gg 1$, главную роль играют лишь усиленные графики (рис. 1, *а*), содержащие степени величины $r^2\xi$, где r — константа распада одного реджеона на два других. При $r^2\xi \gtrsim 1$ важен вклад бесконечного числа разнообразных усиленных графиков и возникает проблема суммирования их (эквивалентная

сама по себе задаче о взаимодействии квантованного поля нерелятивистской частицы [6]). Эта задача была рассмотрена в работах [6, 7, 8] Грибова и одного из авторов, где были предложены два варианта ее решения, согласованные с реджеонными t-канальными условиями [3] унитарности.

Первый вариант (сильная связь) соответствует сильному изменению траектории и вычета полюса Померанчука при $r^2\xi \gtrsim 1$ из-за взаимодействия померонов.

Во втором варианте (слабая связь) эффективная вершина распада померона на два померона обращается в нуль пропорционально квадратам импульсов реджеонов при $k_i^2 \to 0$. Соответственно поправки к функции Грина померона и к амплитуде рассеяния в области малых переданных импульсов при $\xi \to \infty$ оказались малыми.

Из этих вариантов следовало выбрать тот, который удовлетворял условиям унитарности в s-канале.

Вариант слабой связи с линейно падающей при $k_i^2 \to 0$ трехпомеронной вершиной казался в то время более привлекательным из-за своей простоты (теоретически, во всей области энергии он сводился к простым формулам теории возмущений). Однако дальнейшее развитие теории показало, что слабую связь можно согласовать с s-унитарностью лишь ценой ряда дополнительных искусственных правил запрета при нулевых импульсах померона. Оказалось, что надо запретить рассеяние померона на помероне и распад померона на три померона [6, 7], испускание частиц померонами [9], рождение резонансов и пучков частиц на помероне [10] и т. д. Эксперимент не подтверждает этих правил запрета. Сечение рождения резонансов на протоне при высокой энергии не имеет никаких тенденций [11] к обращению в роль при нулевом переданном импульсе, т. е. при $-t \simeq p_\perp^2 \to 0$.

Трехпомеронная вершина $r(p_\perp^2)$, которая может быть получена [12, 13] из данных [14, 15, 11] об инклюзивных спектрах, также оказалась не убывающей с уменьшением импульсов $\mathbf{p}_\perp$ померонов. Данные опыта скорее показывают, что при $\mathbf{p}_\perp^2 \to 0$ она стремится к постоянному значению $r \simeq 10^{-1}\sqrt{\alpha' P}$.

Таким образом, никаких тенденций к уменьшению сечений неупругих процессов при $\mathbf{p}_\perp^2 \to 0$, соответствующему гипотезе [6, 7] о слабой связи, на опыте не видно.

Это дает серьезные основания вообще пересмотреть проблему взаимодействия померонов, отказавшись от гипотезы слабой связи.

Накопленный в последние годы опыт исследования аналогичных задач, в частности в теории фазовых переходов [16—18], показывает, что в подобных случаях осуществляется сильная связь, которая сопровождается явлением экранировки, т. е. подавления амплитуд взаимодействия из-за отталкивания частиц. Решение уравнений теории фазовых переходов удалось при этом найти в простом виде на основе гипотезы масштабной инвариантности [16—17] и метода ε-разложения Вилсона [18].

Ниже метод ε-разложения применен к померонному взаимодействию и на его основе получено простое решение задачи, отвечающее как сильной связи померонов при $r^2\xi \gtrsim 1$, так и установленному ранее [8] свойству масштабной инвариантности. Это решение в области $r^2\xi \lesssim 1$ плавно сшивается с рядами теории возмущений и обладает физически разумными свойствами. Строгого доказательства s-канальной унитарности этого решения мы не нашли, но убедились в том, что оно не содержит тех противоречий, которые, как мы видели, возникли в случае слабой связи.

Взаимодействие померонов мы будем описывать ниже при помощи лагранжиана, теория возмущения для которого в точности воспроизводит вклад

реджеонных графиков Грибова. Мы применим метод ε-разложения к этому лагранжиану и рассмотрим в первой части статьи чисто теоретический вопрос — к чему приводит трехпомеронное взаимодействие в области сильной связи померонов при $r^2\xi \gtrsim 1$. Следует сразу отметить, что безразмерная константа r (мы измеряем все величины в единицах $\alpha P'$, или $\sqrt{\alpha P'}$) может оказаться — и, по-видимому, является — очень малой; из данных опыта [14] и [11, 15] следует [12, 13] оценка $r \sim 1/_{10}$. Поэтому область $r^2\xi \gtrsim 1$, где $\xi = \ln E/\mu \gtrsim 10^2$, выходит далеко за пределы когда-либо достижимых энергий. Тем не менее для анализа общей ситуации очень важно понимать, что происходит при $\xi \to \infty$, т. е. какова математическая асимптотика решения. Область достижимых энергий, где ситуация может быть кардинально отличной от области $r^2\xi \gg 1$, рассмотрена кратко в последнем разделе статьи.

1. ТЕХНИКА РЕДЖЕОННЫХ ГРАФИКОВ И ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Реджеонная графическая техника была сформулирована Грибовым [2] в ω-, $\mathbf{k}$-представлении, где $\omega + 1 = j$ есть комплексный угловой момент, а $\mathbf{k}$ — двумерный поперечный импульс. Это представление удобно для анализа особенностей в j-плоскости, однако общие свойства ряда величин легче формулировать в ρ, ξ-представлении, сделав преобразование Фурье — Меллина $\int e^{i\mathbf{k}\rho} \frac{d^2k}{2\pi} \int_{\uparrow} e^{\omega\xi} \frac{d\omega}{2\pi i}$. Двумерный вектор ρ имеет смысл прицельного параметра, а быстрота $\xi = \ln p_{\parallel}/\mu$ частицы соответствует мнимому «времени» $t' = i\xi$.

При очень высокой энергии $s = \mu^2 e^{\xi}$ и малых переданных импульсах — $t = k^2 \sim 1/\xi$ наиболее важен вклад так называемых усиленных графиков [3] (рис. 1, *а*), построенных из линий распространения померонов. Они начинаются и оканчиваются в t-канале линией одного померона и построены на трехпомеронных вершинах. Парциальная волна t-канала $\varphi(j, t)$ определяется функцией Грина померона $\varphi(j, t) = g_0^2 G(\omega, k^2)$, где g_0 — константа испускания померона частицей. Вся амплитуда рассеяния задается хорошо известным представлением Зоммерфельда — Ватсона в виде

$$T(\xi \quad t) = \hat{\eta} \ \mathrm{Im}\ T(\xi, t),$$

$$\frac{1}{8\pi s} \mathrm{Im}\, T(s, t) = \int_{\uparrow} e^{(j-1)\xi} \varphi(j, t) \frac{dj}{2\pi i} = \int e^{-i\mathbf{k}\rho} g_0^2 G(\xi, \rho) \frac{d^2\rho}{2\pi}, \tag{1.1}$$

где $\hat{\eta}_+ = i + \mathrm{tg}\frac{\pi}{2}\frac{\partial}{\partial\xi} \simeq i + \frac{\pi\partial}{2\partial\xi}$ — сигнатурный множитель, а

$$G(\xi, \rho) = \int_{\uparrow} e^{\omega\xi + i\mathbf{k}\rho} G(\omega, k^2) \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{d^2k}{2\pi} = \langle 0/T(\psi(\xi, \rho)\psi(0, 0))/0\rangle - \tag{1.2}$$

есть функция Грина померона в ξ, ρ-представлении.

В нем померон описывается волновым полем

$$\psi(\xi, \rho) = \sum_{k\omega} a_{k\omega} e^{i\mathbf{k}\rho + \omega\xi}$$

с неэрмитовым лагранжианом вида

$$L(\xi, \rho) = \psi^+ \varepsilon_0 (-\nabla_\rho^2)\psi + \frac{ir}{2}\psi^+\psi(\psi + \psi^+), \tag{1.3}$$

где r — трехпомеронная вершина, а $\varepsilon_0(k^2) = \Delta_0 + \mathbf{k}^2$ — затравочный спектр померона; наклон этого спектра $\left(\frac{d\varepsilon_0}{dk^2}\right)_{k^2=0}$, по определению, выбран равным

единице, т. е. $\mathbf{k} = \sqrt{\alpha_0'}\mathbf{p}_\perp$, где $\mathbf{p}_\perp$ — поперечный импульс в обычных единицах.

Лагранжиан (1.3) в том смысле описывает движение померона, что теория возмущений для него по кубическому (антиэрмитовому) взаимодействию $\frac{ir}{2}(\psi^+ + \psi^2 + \psi^{+2})$ в точности воспроизводит вклады всех усиленных реджеонных графиков Грибова для функции Грина. Такие квантовомеханические величины, как энергия основного состояния или ψ-функция, не имеют в этой задаче физического смысла. Поправки от неусиленных графиков могут быть учтены путем введения поправочных членов в определение парциальной волны и будут обсуждены в разделе 6.

Энергетический спектр $-\omega = \varepsilon(k^2) = \varepsilon_0(k') - \Sigma(-\varepsilon, k^2)$ померона определяется полюсами его точной функции Грина

$$G(\omega, k^2) = \frac{1}{\omega + \varepsilon_0(+k^2) - \Sigma(\omega, k^2)} \tag{1.4}$$

в ω, k^2-представлении (величину $E = -\omega = 1 - j$ логично называть энергией померона). Здесь

$$\sum(\omega, k^2) = -\frac{1}{2!}\int_\uparrow \frac{d\omega'}{2\pi i}\frac{d^2k'}{\pi} rG(\omega', k'^2) \times$$
$$\times G(\omega - \omega', (\mathbf{k} - \mathbf{k}')\,\Gamma(\omega, \mathbf{k}', \omega - \omega', \mathbf{k} - \mathbf{k}') \tag{1.5}$$

собственная энергия померона, а Γ — трехпомеронная вершинная часть. Этот спектр определяет положение полюса Померанчука

$$\alpha(-k^2) = 1 - \varepsilon(k^2). \tag{1,6}$$

Параметры r, $\varepsilon_0(0) = \Delta_0$ лагранжиана должны быть подобраны так, чтобы в спектре отсутствовала щель, т. е. чтобы

$$1 - \alpha(0) = \varepsilon(0) = 0. \tag{1.7}$$

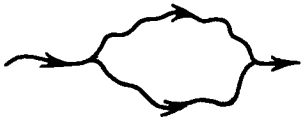
Для этого в заправочном спектре должна быть щель $\Delta_0 = \varepsilon_0(0) = \Sigma(0,0)$, зависящая от константы r. Свободная функция Грина, которую мы получим, полагая в (1.4) и (1.5) $r = 0$, соответствует вкладу «затравочного» полюса Померанчука $G(\omega, k^2) = \frac{1}{\omega + \varepsilon_0(k^2)}$, т. е. реджевской амплитуде рассеяния

$$\frac{1}{8\pi s}T^{(1)}(s, -k^2) \simeq ig^2 e^{-\xi\varepsilon_0}(k^2). \tag{1.8}$$

Покажем, что при высокой энергии, т. е. при $\xi \gg 1$, и при малой константе r теория возмущений отвечает разложению в ряды по параметру $r^2\xi$ и что «затравочная» щель зависит от r следующим образом:

$$\Delta_0 = \frac{r^2}{4}\ln r^2/4 + O(r^2). \tag{1.9}$$

Действительно, вклад простейшей диаграммы-петли для $\Sigma(\omega, k^2)$ получим, полагая в (1.5) $G = G_0$, $\Gamma = r$

$\sum^{(1)}(\omega, k^2) =$  $= -\frac{r^2}{2}\int \frac{d^2k'/\pi}{\omega + \varepsilon_0(k'^2) + \varepsilon_0(+(k-k')^2}$ (1.10)

где интегрирование по ω' проведено путем взятия вычета. При малых часто-

тах и малых импульсах $\omega \sim k^2 \sim 1/\xi \ll 1$ и при $\Delta_0 \ll 1$ этот интеграл логарифмически велик

$$\Sigma^{(1)}(\omega, k^2) = -\frac{r^2}{2}\int\limits_0^L \frac{dk'^2}{\omega + 2\Delta_0 + \frac{k^2}{2} + 2k'^2} = -\frac{r^2}{4}\ln\frac{L}{\omega + 2\Delta_0 + \frac{k^2}{2}} + \text{const}, \tag{1.11}$$

где $L \sim \alpha_0'\mu^2 \sim 1$ — радиус обрезания, соответствующий ограничению поперечных импульсов $p_\perp \lesssim \mu$. Отсюда находим спектр померона в первом порядке по r^2

$$\varepsilon^{(1)}(k) = \varepsilon_0 - \Sigma^{(1)}(-\varepsilon_0(k), k) = \Delta_0 + k^2 + \frac{r^2}{4}\ln\frac{L}{\Delta_0 - k^2/2}\,. \tag{1.12}$$

Чтобы в спектре отсутствовала щель, нужно выбрать

$$\Delta_0 + r^2/4\ln\frac{L}{\Delta_0} = 0.$$

С логарифмической точностью это дает условие (1.9). Подставляя значения ε_0 (k^2) и $\Sigma \sim \Sigma^{(1)}$ в $G(\omega, k^2)$, замечаем, что учет взаимодействия померонов в первом порядке по r^2 при $\omega \sim k^2$ приводит к появлению в $G^{-1}(\omega, k^2)$ членов порядка r^2/ω (с точностью до логарифмического множителя). В ξ, ρ-представлении это же дает члены порядка $r^2\xi$ (так как $\omega\xi \sim 1$ в (1.2)).

Поправки такого же типа получаем к трехпомеронной вершинной части

$$\Gamma(\omega', k'; \omega - \omega', \mathbf{k} - \mathbf{k}') = r\left(1 + O\left(\frac{r^2}{\omega_m}\right)\right),$$

вычисляя вклады двух простейших поправочных графиков в первом порядке по r^2; здесь ω_m — минимальная из величин ω', ω, $\omega - \omega'$, k^2, k'^2, $(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2$.

Графики высших порядков дают вклады в $G^{-1}(\omega, k^2)$, пропорциональные высшим степеням [7,8] параметра r^2/ω, или $r^2\xi$ в ξ-представлении. Степени этого же параметра r^2/ω_m возникают в высших приближениях к величине Γ.

При $r^2\xi \gtrsim 1$ все эти поправки в сумме дают вклад в ωG^{-1} или в $\Gamma/_2$ порядка единицы и существенно меняют эти величины (даже при $r^2 \ll 1$). Это — область сильной связи между померонами.

Величина щели Δ_0 определяется значением $\Sigma(\omega, 0)$ при $\omega = \omega_0 = \Delta \simeq r^2\ln r^2$. Поэтому высшие поправки к $\Sigma(\omega_0, 0)$, имеющие порядок $\left(\frac{r^2}{\omega}\right)^n \sim \left(\frac{1}{\ln r^2}\right)^n$ при $\ln\frac{1}{r^2} > 1$ малы, и величина затравочной щели, найденная выше, не изменяется при $r^2 \to 0$ при учете всех членов высшего порядка в G^{-1}. Таким образом при $r^2 \to 0$ щель Δ_0 зависит от r неалитически. Как видно из (1.9), она при этом отрицательна, т. е. затравочный полюс Померанчука $\alpha_0(0) = 1 - \Delta_0$ лежит при $t = 0$ правее единицы. Без учета взаимодействия померонов это привело бы к нарушению условия унитарности в s-канале (теоремы Фруассора).

Вычислим амплитуду рассеяния $T(\xi, t) \simeq \left(i + \frac{\pi}{2}\frac{\partial}{\partial\xi}\right)\operatorname{Im} T(\xi, t)$, подставляя в (1.2) функцию Грина, найденную нами в первом порядке по r^2

$$G^{(1)}(\omega, k^2) \simeq \frac{1}{\omega + k^2 + r^2/4\ln\frac{r^2/4}{\omega + k^2/2}} \simeq \frac{1}{\omega + k^2} - \frac{r^2/4\ln\frac{r^2/4}{\omega + k^2/2}}{(\omega + k^2)^2}\,, \tag{1.13}$$

вычисляя простой контурный интеграл по ω, получим [1]

$$\frac{1}{8\pi s}\operatorname{Im}T(\xi, t) = g^2\left\{1 + \frac{r^2}{4}\xi\left[\ln\frac{4}{(4r)^2\gamma_0\xi} - \int\limits_0^z (e^v - 1)\frac{dv}{v} + \frac{e_z - 1}{z}\right]\right\}, \qquad (1.14)$$

где $z = k^2\xi/2$; $\gamma_0 = 1{,}78$ — постоянная Эйлера. Эта амплитуда соответствует медленно растущему полному сечению

$$\sigma^{tot} = \frac{\operatorname{Im}T(\xi, 0)}{s} = 8\pi g^2\left\{1 + \frac{r^2}{4}\xi\ln\frac{c}{r^2/4\xi}\right\}, \qquad (1.15)$$

где $c = e/\gamma_0 \simeq 1$. В области достижимых энергий, где $\xi = \ln\frac{E}{\mu} \sim 5 \div 10$, при $r^2 \sim 10^{-2}$ найденные поправки малы — порядка 1—2%. Здесь они гораздо меньше поправок от неусиленных графиков рис. 1, *в*, которые порядка [19] десятков процентов. Поправки, такие же по величине, как в (1.15), но уменьшающие $\sigma^{(tot)}$ с ростом ξ, возникают от виртуальных линий в померонных вершинах и отвечают полуусиленным графикам 1, *б*. Все эти поправки, кроме учтенных в (1.15), не растут с ростом ξ и потому не важны в области $r^2\xi \to \infty$; они рассмотрены в последнем разделе этой статьи.

Для проверки внутренней согласованности теории важно получить теоретическую асимптотику амплитуды при $\xi \to \infty$, обусловленную всеми приближениями. Фактически для этого нужно получить решение для функций Грина и вершинных частей, отвечающее лагранжиану (1.3) в замкнутом виде. Решение этой задачи мы начнем с исследования простой ее модели, отличной от точной задачи лишь тем, что пространство прицельных параметров ρ в ней четырехмерно, а не двумерно.

2. ЧЕТЫРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ И ЭКРАНИРОВКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Если пространство прицельных параметров ρ в лагранжиане (1.3) четырехмерно (что отвечает 6-мерному пространству — времени для исходных частиц), то в интегралах теории возмущений, в реджеонных графиках возникают логарифмические расходимости при $L \to \infty$ и теория обладает свойством перенормируемости. При $r^2 \ll 1$, но при $r^2 l \sim 1$ теория имеет точное решение, которое может быть найдено в явном виде путем суммирования вклада старших графиков. Здесь

$$l = \int\limits_{k \gtrsim \sqrt{\omega_m}}^{1} \frac{d^4k}{\pi^2 k^4} = \int\limits_{\omega_m}^{1} \frac{dk^2}{k^2} = \ln\frac{1}{\omega_n}, \qquad (2.1)$$

причем ω_m — максимальная из величин ω_i^2 и k_i^2, существенных в задаче.

---

[1] Все необходимые для вычисления здесь и далее (в разделе 8) интегралы сводятся к двум основным

$$J_1 = \int_{\uparrow} e^{(\omega+\omega_0)\xi}\frac{\ln(\omega+\omega_1)}{\omega+\omega_0}\frac{d\omega}{2\pi i} = \ln\frac{1}{\gamma_0\xi} - \int\limits_0^{(\omega_0-\omega_1)\xi}(e^v - 1)\frac{dv}{v},$$

$$J_2 = \int_{\uparrow} e^{(\omega+\omega_0)\xi}\frac{\ln^2(\omega+\omega_1)}{\omega+\omega_0}\frac{d\omega}{2\pi i} = J_1^2 - 2\int\limits_0^1 e^{(\omega_0-\omega_1)\xi(u+1)}\frac{du\ln u}{u+1}$$

и могут быть получены дифференцированием этих равенств по ω_0, ω_1 параметрам.

Первые поправки перенормируемой теории возмущений, отвечающие графику с одной петлей на рис. 1, *а* (или рис. 2, *б*) для функции Грина

$$G^{-1}(\omega, k^2) = \omega + k^2 - \frac{r^2}{8}(\omega + k^2/2)\ln\frac{1}{\omega + k^2/2} + 0(r^4) \tag{2.2}$$

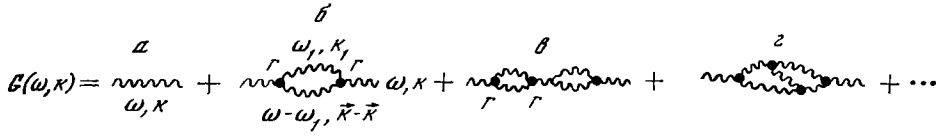


Рис. 2

и для трехпомеронной вершины (рис. 3, *б*,*в*)

$$\Gamma(\omega, k_i; \omega_2, k_2) = r\left(1 - \frac{r^2}{2}\ln\frac{1}{\omega_m}\right) \tag{2.3}$$

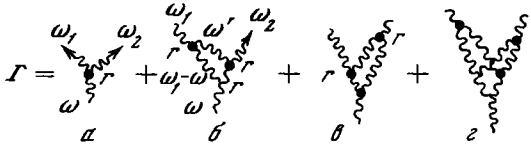


Рис. 3

имеют в четырехмерной теории порядок величины $r^2 l$. Теория возмущений справедлива лишь при $r^2 l < 1$. Решение в области $r^2 l \gtrsim 1$ имеет структуру

$$G(\omega, k^2) = \frac{\beta(l)}{\omega + k^2 R^2(l)}, \quad \Gamma(\omega_1, k_1^2, \omega_2, k_2^2) = \Gamma(l), \tag{2.4}$$

если $\omega_1 \sim \omega_2 \sim \omega = \omega_1 + \omega_2 \sim k_1^2 \sim k_2^2 \sim k^2 = (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)^2$.

С помощью уравнений ренормгруппы в общем виде можно показать, что все величины $\beta(l)$, $R^2(l)$, $\Gamma(l)$ пропорциональны некоторым степеням инвариантного заряда, который имеет вид

$$\lambda(l) = \frac{\Gamma^2\beta^3}{R^4} = \frac{r^2}{1 + ar^2 l}, \tag{2.5}$$

т. е. что $\beta = (\lambda/r^2)^{a_1}$, $R^2 = (\lambda/r^2)^{a_2}$, $\Gamma = (\lambda/r^2)^{a_3}$.

Коэффициент a, входящий сюда, как и показатели степеней a_i, легко найти, сравнивая при $r^2 l < 1$ эти общие формулы с теорией возмущений (2.2), (2.3). Это дает $a = {}^3/_4$ и

$$\beta(l) = (1 + {}^3/_4 r^2 l)^{1/6}, \tag{2.6}$$

$$R^2(l) = (1 + {}^3/_4 r^2 l)^{1/12} \tag{2.7}$$

$$\Gamma(l) = r(1 + {}^3/_4 r^2 l)^{-2/3}. \tag{2.8}$$

В отличие от рядов теории возмущений это решение справедливо даже при $r^2 \sim 1$, если мал инвариантный заряд $\lambda(l)$. Иначе говоря, при $r^2 < 1$ оно справедливо для любых частот, а при $r^2 \gtrsim 1$ лишь для очень малых ω_m, при $r^2 l \gg 1$, когда

$$\lambda(l) = \frac{4}{3l} < 1. \tag{2.9}$$

В интересующей нас асимптотической области $\omega_m \to 0$, т.е. $l \to \infty$, оно справедливо при любом r^2.

Заметим, что если бы взаимодействие было эрмитовским, т. е. если бы величина $ir = r_1$ была вещественна, то инвариантный заряд $\lambda(l)$ возрастал с с ростом l и при l, близких к $l_0 = {}^4/_3 r_1^2$, решение стало бы неприменимым. По-видимому, в этом случае вообще не существует физических решений из-за нестабильности вакуума. В нашем случае антиэрмитовского взаимодействия отталкивание реджеонов стабилизирует вакуум и противоречий не возникает.

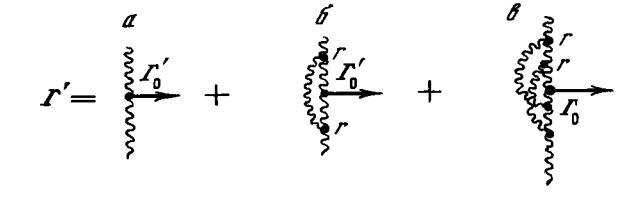
Характерной чертой найденного решения является экранировка — подавление померонных амплитуд при $\omega_m \to 0$, $l \to \infty$ из-за эффекта отталкивания померонов. Так, трехпомеронная вершина Г стремится в (2.8) к нулю при $l \to \infty$, как

$$\Gamma = r\left(\frac{4}{3r^2 l}\right)^{2/3} \to 0. \tag{2.10}$$

Вычислим некоторые другие померонные вершины, нужные для дальнейшего.

а. Вершина $\Gamma'(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2)$ испускания частицы помероном (соответствующая оператору $\Gamma_0'\psi^+\psi$ испускания частицы помероном) в первом порядке по r^2 определяется вкладом одного графика (рис. 4, *б*) вместо двух аналогичных

Рис. 4



графиков рис. 3, *б*, *в* для вершины Г. Соответственно в этом порядке она определяется формулой

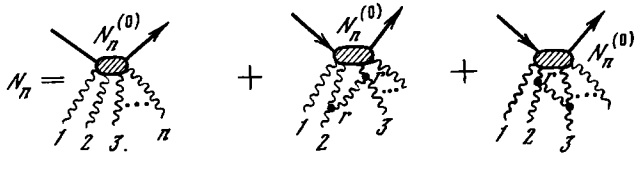
$$\Gamma'(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2) = \Gamma_0'\left(1 - \frac{1}{4} r^2 l\right), \tag{2.11}$$

в которой поправочный член вдвое меньше, чем в (2.3). Экранирующий фактор для нее получаем методом ренормгруппы в виде

$$\Gamma'(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2) = \Gamma_0'(1 + {}^3/_4 r^2 l)^{-1/3}. \tag{2.12}$$

б. Неусиленные вершины $N_n(\omega_i, k_i)$ испускания n померонов из частицы возникают за счет добавок $N_n^0(\psi^+)^n$ в лагранжиан. Первые поправки к ним в теории возмущений определяются $[n(n-1)/2] \times 2$ графиками (рис. 5, *а*, *б*)

Рис. 5



Восстанавливая остальные поправки методом ренормгруппы, получаем, аналогично (2.11) и (2.12)

$$N_n(\omega_i, k_i) = N_n^{(0)}(1 + {}^3/_4\, r^2 l)^{\frac{-n(n-1)}{3}}.$$

в. Найдем вершину $\delta\Gamma_{nm}$ перехода в t-канале n-померонов в m-померонов за счет добавки $\lambda_{nm}\,[\psi^n(\Psi^+)^m + (\Psi^+)^n\Psi^m]$ к лагранжиану (1.3) [2]. Находя реджеонные поправки к этой вершине в теории возмущений (отвечающие ν графикам рис. 6, каждый из которых при $l \gg 1$ вносит одинаковый вклад, где

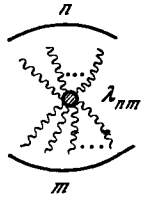


Рис. 6

$\nu = n(n-1) + m(m-1) + mm$), получим ее методом ренормгруппы в виде $\delta\Gamma_{nm} = \lambda_{nm}\left[1 + \frac{3}{4}\left(r^2 l\right)\right]^{-\nu/3}$. Как видно, при $l \to \infty$ все эти вершины экранируются, т. е. степенным образом по l стремятся к нулю [3].

3. ε-РАЗЛОЖЕНИЕ И МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

Чтобы перейти от рассмотренной четырехмерной модели к реальному случаю двумерного пространства ρ или $\mathbf{k}$, следует обобщить теорию для произвольной нецелой размерности $d = 4$ ε-пространства. Подробное обсуждение такого аналитического продолжения с целых чисел $d = 1, 2, 3, \ldots$ размерности пространства на нецелые можно найти в статьях Вилсона [18], предложившего метод ε-разложения. Идея его состоит в том, чтобы сохранить при нецелых d свойства симметрии — инвариантность относительно трансляций, растяжений и вращений пространства. Этих требований достаточно, чтобы определить величину всех фейнмановских интегралов при нецелых d с точностью до общего множителя, перенормирующего константу связи и поэтому несущественного.

Например, вклад простейшей померонной петли (рис. 2, *б*) в собственную энергию померона определится так [4]:

$$\Sigma^{(1)}(\xi, k^2) = -\frac{r^2}{2!}\int\frac{dq}{N_d}\, e^{-\xi q^2 - \xi(\mathbf{k}-\mathbf{q})^2} = -\frac{r^2}{2}\int\frac{dq_1}{N_d}\, e^{-2\xi q_1^2 - \xi\frac{k^2}{2}} =$$

$$= -\frac{r^2}{2}\, e^{-\xi\frac{k^2}{2}}(2\xi)^{-d/2}\int\frac{dq_2}{N_d}\, e^{-\xi q_2^2} = -\frac{\xi r^2}{2}\, e^{-\xi\frac{k^2}{2}}(2\xi)^{-d/2}, \qquad (3.1)$$

---

[2] Точная вершина Γ_{nm} этого перехода складывается из $\delta\Gamma_{nm}$ и усиленной вершины, построенной из основных трехпомеронных вершин r.

[3] Не учтенное здесь взаимодействие вершин разного типа (одной размерности по l при $l \to \infty$) меняет эти оценки для λ_{nm} и N_n, не изменяя общего вывода о быстром убывании их при росте l (*Примеч. авторов при корректуре*).

[4] Дифференциалы d_q^d, $d_{p_\perp}^d$ векторов q, $\mathbf{p}_\perp$ и т. д. в пространстве размерности d обозначаем всюду сокращенно $d\mathbf{q}$, $d\mathbf{p}_\perp$ и т. д.

где были сделаны последовательно трансляции $\mathbf{q} = \mathbf{k}/2 + \mathbf{q}_1$ и растяжение $\mathbf{q}_1 = (2\xi)^{-d/2}\mathbf{q}_2$. При последнем интеграл, по определению размерности d-пространства, приобретает множитель $(2\xi)^{-d/2}$. Оставшийся интеграл $\int \frac{d^d q_2}{N_d} e^{-q_2^2}$ приводит к перенормировке постоянной r^2. Переопределяя N_d, т. е. единицы измерения импульсов, можно нормировать этот интеграл по желанию. Мы будем придерживаться естественной нормировки $N_d = \int e^{-q^2} d^d q = \pi^{d/2}\Gamma(d/2)$ [при которой u имеет место последнее равенство в (3.1)].

Проводя преобразование Меллина — Лапласа, легко вычислить сингулярную при ω, $k^2 \to 0$ часть собственной энергии

$$\Sigma_d^{(1)}(\omega, k^2) = \int_0^\infty e^{-\omega\xi}\Sigma^{(1)}(\xi, k^2)\, d\xi = -\frac{r^2\Gamma(1-d/2)}{2^{1+d/2}}\left(\omega + \frac{k^2}{2}\right)^{d/2-1} \tag{3.2}$$

при $d = 4 - \varepsilon$, $\varepsilon \to 0$, когда $\Gamma\left(1 - \frac{d}{2}\right) \simeq -\frac{2}{\varepsilon}$, это выражение может быть записано как

$$\Sigma_d^{(1)}(\omega, k^2) = \frac{r^2}{4}\left(\omega + \frac{k^2}{2}\right)\frac{(\omega + k^2/2)^{-\varepsilon/2} - 1}{\varepsilon} + \mathrm{Reg}\Sigma_d. \tag{3.3}$$

Оно отличается от четырехмерного случая (2.2) заменой

$$l = \ln\frac{1}{\omega + k^2/2} \simeq \ln\frac{1}{\omega_m} \to \frac{2}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\omega_m^{\varepsilon/2}} - 1\right), \tag{3.4}$$

где $\omega_m = \max(\omega, k^2)$. Иными словами, при $d \neq 4$ логарифмический интеграл (2.1) $\int \frac{d^4k}{\pi^2 k^4} = \int_{\omega_m}^1 \frac{dk^2}{k^2}$ следует лишь заменить всюду на степенной интеграл $\int \frac{d^d k}{\pi^{d/2}k^4} = \int_{\omega_m}^1 \frac{dk^2}{k^2} k^{-\varepsilon}$. Показано [18], что и для всех остальных величин можно пользоваться при $\varepsilon \to 0$ четырехмерными решениями предыдущего раздела, сделав в них лишь замену (3.4).

Таким образом, решение в теории с числом измерений $d = 4 - \varepsilon$ отлично от (2.5) — (2.8) лишь заменой (3.4). При $\omega = \omega_m \to 0$, т. е. при $l \approx \frac{2}{\varepsilon\omega^{\varepsilon/2}} \to \infty$ оно будет иметь следующий степенной вид:

$$\beta = \left(\frac{\Gamma r^2}{r_\infty^2}\right)^{1/6}\omega_m^{-\varepsilon/12} + O(\varepsilon^2), \tag{3.5}$$

$$R^2 = \left(\frac{r^2}{r_\infty^2}\right)^{1/12}\omega_m^{-\varepsilon/24} + O(\varepsilon^2), \tag{3.6}$$

$$\Gamma = r\left(\frac{\Gamma r^2}{r_\infty^2}\right)^{-2/3}\omega_m^{\varepsilon/3} + O(\varepsilon^2), \tag{3.7}$$

$$\Gamma' = \Gamma_0'\left(\frac{r^2}{r_\infty^2}\right)^{-1/3}\omega_m^{\varepsilon/6} + O(\varepsilon^2), \tag{3.8}$$

$$N_n = N_n^{(0)}\left(\frac{r^2}{r_\infty^2}\right)^{-\frac{n(n-1)}{3}}\omega_m^{\frac{\Gamma n(n-1)\varepsilon}{6}} + O(\varepsilon^2), \tag{3.9}$$

$$\delta\Gamma_{mn} = \Gamma^{(0)}_{mn}\left(\frac{r^2}{r^2_\infty}\omega_m^{\varepsilon/2}\right)^{\nu_{nm}} + O(\varepsilon^2); \qquad \nu = \frac{n(n-1)+m(m-1)+nm}{3}, \tag{3.10}$$

где

$$r^2_\infty = 2\varepsilon/3. \tag{3.11}$$

Из (2.4) следует, что

$$G^{-1}(\omega, n^2) = \frac{\omega + k^2R^2}{\beta} = \omega\omega_m^{\frac{\varepsilon}{12}}\left(\frac{r^2}{r^2_\infty}\right)^{-1/6}\left[1 + \frac{k^2}{\omega\omega_m^{\varepsilon/24}}\left(\frac{r^2}{r^2_\infty}\right)^{1,12}\right], \tag{3.12}$$

$$\Gamma = r_\infty\left(\frac{r^2_\infty}{r^2}\right)^{1/6}\omega_m^{\varepsilon/3}.$$

Это решение точно соответствует найденному ранее Грибовым и одним из авторов [8] на основе анализа скелетных реджеонных графиков в следующем общем виде:

$$G(\omega, k^2) = Z_0\omega^{-1-\eta}f(k^2R_0^2/\omega^\nu),$$

$$\Gamma(\omega, \mathbf{m}, \omega_2\mathbf{k}_2) = Z_0^{-3/2}R_0^{d/2}\omega^\gamma F\left(\frac{k_1^2R_0^2}{\omega_1^\nu}, \frac{k_2^2R_0^2}{\omega_2^\nu}\frac{k^2R_0^2}{\omega^\nu}, \frac{\omega_1}{\omega_2}\right), \tag{3.13}$$

где Z_0 и R_0^2 — масштабные факторы (зависящие от r^2), η, γ, ν — универсальные, не зависящие от r числа, связанные соотношением подобия

$$2\gamma - 3\eta + \frac{\nu d}{2} - 2 = 0, \tag{3.14}$$

а f и F — некоторые универсальные функции указанных переменных, причем в (3.13) $\omega = \omega_1 + \omega_2$, а $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$.

Соотношение (3.14) есть следствие требования, чтобы все скелетные графики для G, Γ и для других величин имели один и тот же показатель однородности (вида γ для Γ или $-1-\eta$ для G). Это требование, как легко заметить, например, сравнивая Γ со вкладом в нее простейшей треугольной диаграммы рис. 3, *а*, приводит к условию [8]

$$\Gamma^2G^3\omega k^d \sim 1, \tag{3.15}$$

которое и дает равенство (3.14) при подстановке (3.13) в области $\omega^\nu \sim \omega_1^\nu \sim \omega_2^\nu \sim k^2 \sim k_1^2 \sim k_2^2 \to 0$. При этом сингулярные по указанным переменным члены в правых частях уравнений Дайсона — Швингера для G^{-1} и Γ все имеют один и тот же порядок величины и воспроизводят [8, 17] левые части этих уравнений (при определенном виде функций f и F, не зависящем от выбора r^2), а регулярные члены вместе со вкладом $\omega + k^2$ и r сокращаются в обеих частях этих уравнений.

Как видно, решение (3.12) имеет в точности вид (3.13), где при $\varepsilon \to 0$ показатели η, γ и ν имеют значение

$$\eta = \frac{\varepsilon}{12} + O(\varepsilon^2), \quad \gamma = \frac{\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^2), \quad \nu = 1 + \frac{\varepsilon}{24} + O(\varepsilon^2), \tag{3.16}$$

причем при $\varepsilon \to 0$ (когда $d = 4$)

$$Z_0 = (r^2/r^2_\infty)^{1/6} = (3r^2/2\varepsilon)^{1/6},$$

$$R_0^2 = (r^2/r^2_\infty)^{1/12} = (3r^2/2\varepsilon)^{1/12},$$

$$f(x) = \frac{1}{1+x}, \quad F \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon}{3}} = \text{const}. \tag{3.17}$$

При этих значениях η, γ и ν соотношение подобия (3.14) выполняется в первом порядке по ε; оно должно выполняться и далее в каждом следующем порядке. Это соотношение становится особенно простым и наглядным в ρ, ξ-представлении, где сводится к условию инвариантности n-точечных функций Грина относительно масштабных преобразований [17] померонного поля вида

$$\psi(\rho, \xi) \to \xi_0^{-\Delta} \psi(\rho \xi_0^{-\nu/2}, \xi/\xi_0), \tag{3.18}$$

с

$$\Delta = \frac{\nu}{4} d - \eta/2, \tag{3.19}$$

где ξ_0 — произвольный параметр. Выбирая $\xi_0 = \xi$, замечаем, что ψ имеет размерность $\xi^{-\Delta}$, а прицельный параметр ρ — размерность $\xi^{-\nu/2}$. Масштабная инвариантность означает, что n-точечные функции Грина имеют размерность $\xi^{-n\Delta}$, в частности

$$G(\rho, \xi) = \langle 0 | T(\psi(\rho, \xi) \psi^+(0, 0)) | 0 \rangle = \xi^{-2\Delta} g_2(\rho/\xi^{\nu/2}), \tag{3.20}$$

$$\langle 0 | T(\psi(\rho, \xi) \psi(\rho', \xi') \psi^+(0, 0)) | 0 \rangle = \xi^{-3\Delta} g_3(\rho/\xi^{\nu/2}, \rho'/\xi^{\nu/2}, \xi'/\xi). \tag{3.21}$$

Переход в ω, $\mathbf{k}$-представление дает для G и Γ отсюда значение, действительно, в точности вида (3.13).

Покажем, как метод ε-разложения позволяет определить не только показатели степеней η, γ, ν и $\Delta = 1 - \frac{\varepsilon}{4} + O(\varepsilon^2)$ и все остальные безразмерные параметры, но также явный вид функций типа f, F, входящих в теорию. Для получения их следует учесть отмеченную выше универсальность этих величин, т. е. независимость их [18] от константы r^2 «затравочного» взаимодействия. Подберем эту константу в виде

$$r^2(\varepsilon) = a\varepsilon + b\varepsilon^2 + \ldots, \tag{3.22}$$

так, чтобы в каждом порядке по ε решение, полученное в теории возмущений, имело бы структуру (3.13) (методом ренормгруппы можно доказать в общем виде [18], что такая функция $r^2(\varepsilon)$ действительно существует). В первом порядке по ε можно считать $r^2 = a\varepsilon$, а пространство 4-четырехмерным. Тогда поправки теории возмущений (2.2), (2.3) можно рассматривать как результат разложения в ряд по ε (т. е. по r^2) показателей степеней в (3.13)

$$G^{-1}(\omega, 0) = \omega + \frac{r^2}{8} \omega \ln \omega \simeq \omega^{1 + \frac{r^2}{8} + \ldots},$$

$$G^{-1}(0, k^2) = k^2 + \frac{k^2}{16} r^2 \ln \frac{2}{k^2} \simeq k^2 \left(\frac{k^2}{2}\right)^{\frac{r^2}{16} + \ldots},$$

$$\Gamma(\omega_1 0, \omega_2 0) = r\left(1 + \frac{r^2}{2} \ln \omega\right) \simeq r\omega^{\frac{r}{2} + \ldots},$$

т. е.

$$\eta = \frac{r^2}{8} + O(r^4), \quad \gamma = \frac{r^2}{2} + O(r^4), \quad \frac{1+\eta}{\nu} = 1 + \frac{r^2}{16}, \quad \nu - 1 \simeq \frac{r^2}{16},$$

где учтено, что $G^{-1}(\omega, k^2)$ в (3.13) можно также записать в виде

$$G^{-1}(\omega, k^2) = z^{-1} (k^2)^{\frac{1+\eta}{\nu}} f_1^{-1}\left(\frac{\omega^\nu}{k^2 R_0^2}\right) \tag{3.23}$$

с $f_1\left(\frac{1}{x}\right) = (R_0^2 x)^{\frac{1+\eta}{\nu}} f(x)$. Подставляя эти значения в соотношение подобия, находим, что при $\varepsilon = 4-d \to 0$ оно будет выполнено, если $r^2 = r_\infty^2 = \frac{2\varepsilon}{3} + O(\varepsilon^2)$. Для η, γ и ν это дает значения, найденные выше. Условие $r^2 = 2\varepsilon/3$ можно понять так же, как требование, чтобы инвариантный заряд (25) при $l = 2/\varepsilon\ (\omega^{-\varepsilon/2} - 1)$

$$\lambda(l) = \frac{1}{\frac{1}{r^2} + \frac{3}{2\varepsilon}(\omega^{-\varepsilon/2} - 1)} \tag{3.24}$$

тождественно совпадал со своей асимптотикой при $\omega \to 0$.

Универсальные функции $f(x)$ с $x = R_0{}^2k^2/\omega^\nu$ и F в (3.13) также легко построить при малом ε, рассматривая их разложения (2.2), (2.3) теории возмущений, при $r^2 = 2\varepsilon/3$ — как ряды по степеням ε.

Так, для G^{-1} получим из (2.2) с точностью до ε^2

$$G^{-1}(\omega, k^2) \simeq \omega^{1+\frac{\varepsilon}{12}}\left\{1 + \frac{k^2}{\omega^\nu} + \frac{\varepsilon}{12}\left(1 + \frac{k^2}{2\omega^\nu}\right)\ln\left(1 + \frac{k^2}{2\omega^\nu}\right)\right\}.$$

Сравнивая с общим видом (3.13) G^{-1} при $r^2 = 2\varepsilon/3$ и выбирая при этом

$$z_0 = 1, \qquad R_0 = 1 + \frac{\varepsilon}{24}\ln 2, \tag{3.25}$$

так, чтобы $f(0) = 1$, а $f^{-1}(-1) = 0$, получим

$$f^{-1}(x) = 1 + x + \frac{\varepsilon}{12}\left[\left(1 + \frac{x}{2}\right)\ln(2-x) - (x+1)\ln 2\right], \tag{3.26}$$

при $\varepsilon = 0$ эта функция совпадает со своим нулевым приближением (3.17). Точно так же может быть найден явный вид функции F в (3.13).

Вычисляя следующие поправки перенормируемой теории возмущений в четырехмерном пространстве, можно найти следующие поправки порядка ε^2, ε^3 и т. д. по всем величинам. По аналогии с теорией фазовых переходов можно надеяться, что даже при $\varepsilon = 2$ следующие члены окажутся малыми по сравнению с первыми из-за численно малого коэффициента типа $\varepsilon/12$, или $\varepsilon/24$ в (3.16), (3.17), (3.26).

Сшивка областей слабой и сильной связи. Проследим, как происходит сшивка решений, найденных в теории возмущений при $\omega_1 k^2 \gg r^2$ с областью сильной связи, где $\omega_1 k^2$ — малы $\omega_1 k^2 \lesssim r^2$.

Наиболее просто она видна в случае функции $G(\omega_1\ k^2)$ при $k^2 = 0$. В областях сильной и слабой связи мы имели (см. (1.13) и (3.13), (3.17))

$$[\omega G(\omega_1 0)]^{-1} = \begin{cases} 1 + \frac{r^2}{4\omega}\ln\frac{r^2}{4\omega}, & \frac{r^2}{4\omega} < 1, \\ C_0\left(\frac{4\omega}{r^2}\right)^\eta, & \frac{r^2}{4\omega} \gtrsim 1. \end{cases} \tag{3.27}$$

Графики обеих функций указаны на рис. 7 (для $\eta = 1/6$). Обе кривые, как видно из рисунка, поразительно точно сшиваются в области $\omega/r^2 \sim 1$ при $C_0 \simeq 0{,}52$, тогда как в низшем порядке по ε имеем $C_0 = Z_0^{-1}\left(\frac{r^2}{4}\right)^{1/6} \approx \left(\frac{1}{3}\right)^{1/6} \simeq 0{,}82$. Такое же положение имеет место и для вершины $\Gamma(\omega_1\mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2)$. Первые поправки теории возмущений, соответствующие графикам рис. 2, *б*, *в*, дают

$$\Gamma = r\left[1 - r^2\int\frac{d^2k'/\pi}{[\omega_1 + k'^2 + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}')^2][\omega + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}')^2 + (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}')^2]} + (\omega_1\mathbf{k}_1 \rightleftarrows \omega_2\mathbf{k}_2)\right]$$

или, если $k_1 = k_2 = 0$,

$$\Gamma = r\left[1 - \frac{r^2}{2\omega_2}\ln\frac{\omega}{\omega_1} - \frac{r^2}{2\omega_1}\ln\frac{\omega}{\omega_2}\right],$$

где $\omega = \omega_1 + \omega_2$. В наиболее простом случае $\omega_1 = \omega_2 = \omega/2$, отсюда и из (3.13) получаем

$$\Gamma/r = \begin{cases} \left[1 - \frac{r^2}{\omega}2\ln 2\right], & \frac{r^2}{\omega} < 1, \\ C_1(\omega/r^2)^\gamma, & \frac{r^2}{\omega} \gtrsim 1, \end{cases} \tag{3.28}$$

где мы считали, что в (3.13) $F(0,0,0,1) = 1$. Обе эти функции также хорошо

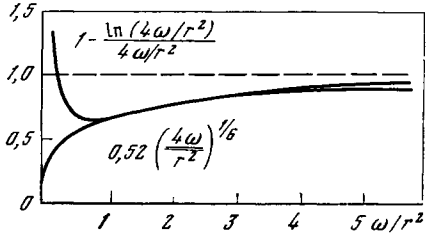


Рис. 7

сшиваются в области $\omega \sim r^2$ при $C_1 \simeq 0{,}26$ $\Big($тогда как в низшем порядке по ε $C_1 \simeq Z_0^{-3/2}R_0^2(r^2)^{\gamma - \frac{1}{2}} \approx \left(\frac{4}{3}\right)^{1/6} \approx 1\Big)$.

4. АСИМПТОТИКА ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

При сверхвысоких энергиях, когда $\xi = \ln s/s_0 \gg 1$, амплитуда (1.1) упругого рассеяния пропорциональна функции Грина померона в ξ, $\mathbf{k}$-представлении

$$\frac{1}{8\pi s}T(s,t) = g^2\left(i + \frac{\pi}{2}\frac{\partial}{\partial\xi}\right)G_{\mathbf{k}}(\xi, k^2) \tag{4.1}$$

и может быть выражена, согласно (3.13), через функцию одной переменной $\tau = R_0{}^2k^2\xi^\nu$:

$$G(\xi, k^2) = \int\limits_{1} e^{\omega\xi}z_0 f\left(\frac{k^2R^2}{\omega^\nu}\right)\frac{d\omega}{\omega^{1+\eta}} = \frac{z_0}{\Gamma(1+\eta)}\xi^\eta\varphi(\tau), \tag{4.2}$$

где

$$\varphi(\tau) = \Gamma(1+\eta)\int\limits_{\uparrow} e^y f\left(\frac{\tau}{y^\nu}\right)\frac{dy}{y^{1+\eta}2\pi i} \tag{4.3}$$

— некоторая (вещественная) функция, нормированная так, что $\varphi(0) = 1$.

Наиболее интересное свойство найденной амплитуды — это рост соответствующего ей полного сечения

$$\sigma^{tot}(\xi) = \frac{1}{s}\operatorname{Im}T(s,t) = \frac{8\pi g^2 z_0}{\Gamma(1+\eta)}\xi^\eta \to \infty, \tag{4.4}$$

где ε — оценка показателя η, как мы видели, дает

$$\eta = \frac{\varepsilon}{12} + O(\varepsilon^2) \simeq 1/6.$$

Угловое распределение рассеяния зависит от явного вида функции $\varphi(\tau)$

$$d\sigma_{el} = \left|\frac{T}{4\pi s}\right|^2 d^2k \simeq \frac{[\sigma^{tot}(\xi)]^2}{64\pi^2}\,\varphi^2(k^2R^2\xi^\nu)\,d^2k, \tag{4.5}$$

где $k^2 \simeq -\alpha' t$. Подставляя в (4.3) ε-разложение функции $f(z)$ и показателей η и ν и вычисляя обычным методом контурный интеграл (см. сноску [1] на стр. 153)

$$\int\limits_{\uparrow} e^y f\left(\frac{\tau}{y\nu}\right)\frac{dy}{y^{1+\eta}} \simeq \int e^y\left\{\frac{1}{\tau+y} + \frac{\varepsilon}{12}\,\frac{(y+\tau/2)\ln(y+\tau/2) - \tau/2\ln 2}{(\tau+y)^2}\right\}\frac{dy}{2\pi i},$$

получим

$$\varphi(\tau) = e^{-\tau}\left[1 + \frac{\varepsilon}{12}\chi(\tau)\right], \tag{4.6}$$

где

$$\chi(\tau) = e^{\tau/12} - 1 + \frac{\tau}{2}\ln\frac{2}{\gamma_0} + \left(1 - \frac{\tau}{2}\right)\int\limits_0^{\tau/2}(e^\nu - 1)\frac{d\nu}{\nu} =$$

$$= \left(2 + \ln\frac{2}{\gamma_0}\right)\frac{\tau}{2} - \sum_{n=2}^{\infty}\frac{(\tau/2)^n}{n(n-1)\,n!} \tag{4.7}$$

есть некоторая стандартная функция τ ($\gamma_0 = 1{,}78$), которая приведена на рис. 8. На этом же рисунке показана функция $e^\tau\varphi(\tau)$ при $\varepsilon = 2$, а также

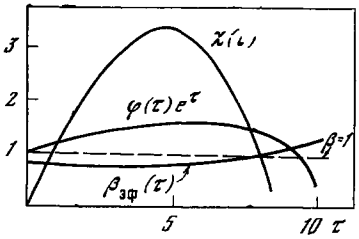


Рис. 8

эффективный наклон углового распределения

$$\beta_{eff}(\tau) = \frac{-\ln\varphi(\tau)}{\tau} = 1 - \frac{\varepsilon}{12\tau}\chi(\tau). \tag{4.8}$$

Как видно, поправки к реджевскому закону $\beta = 1$ составляют величину порядка 20% в интервале $0 \leqslant \tau \leqslant 5$. С ростом энергии наклон дифракционного конуса растет $B_0 = \beta_{eff}(0)R_0^2\xi^\nu$, где $\nu \approx 1 + \frac{\varepsilon}{24} \approx \frac{13}{12}$.

Полное сечение упругого рассеяния убывает с ростом энергии

$$\sigma_{el} = \int\left|\frac{T}{4\pi s}\right|^2 d\mathbf{k} = \mathrm{const}\cdot\xi^{-\alpha}, \tag{4.9}$$

где для показателя α, равному в общем случае

$$\alpha = \frac{\nu}{2}d - 2\eta, \tag{4.10}$$

ε-разложение дает

$$\alpha = 2 - \frac{7\varepsilon}{12} \simeq {}^5/_6.$$

Отметим, что величина (4.9) сечения упругого рассеяния

$$\frac{\sigma^{(el)}}{8\pi} = \frac{g_0^4}{2!}\int |G(\xi, k^2)|^2 \frac{d^d\mathbf{k}}{\pi} = \int_{\uparrow} e^{\omega\xi} A^{(2)}(\omega, k^2)\frac{d\omega}{2\pi i} \tag{4.11}$$

определяется вкладом

$$A^{(2)}(\omega) = \frac{g_0^2}{2!}\int_{\uparrow} G(\omega', k)\, G(\omega - \omega', k')\frac{d^d k'}{\pi}\frac{d\omega'}{2\pi i} \tag{4.12}$$

двухреджеонного графика рис. 9 при $d = 4 - \varepsilon = 2$.

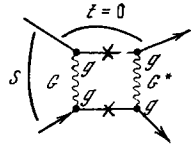


Рис. 9

Вклад графиков такого типа удобно оценивать, учитывая, что в интегралах (4.11) и (4.12) важны значения $k'^2 \sim \omega'^{\nu}$, $\omega' \sim \omega \sim 1/\xi$, и заменяя дифференциалы $d^d\mathbf{k}'$ на $k'^d \sim \omega^{\nu d/2}$, а $d\omega'$ на $\omega' \sim \omega$.

Учитывая, что $G \sim \omega^{-1-\eta}$, получим для этого вклада следующую оценку $A^{(2)} \sim \omega^{\frac{\nu d}{2} - 2\eta - 1}$. Отсюда для

$$\sigma^{(el)} \sim \omega A^{(2)} \sim \omega G^2 [\omega (k^2)^{d/2}] \sim \omega^{\frac{\nu d}{2} - 2\eta} \tag{4.13}$$

снова получаем оценку (4.9), (4.10). Все эти оценки справедливы лишь в теоретической области сильной связи $r^2 \ln s/s_0 \gtrsim 1$, т. е. практически при недостижимых энергиях $\ln s/s_0 \sim 10^2$, если $r^2 \sim 10^{-2}$ (см. ниже).

5. МУЛЬТИРЕДЖЕОННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ

Рассмотрим процессы рождения $n' = n + 2$ частиц в мультиреджеонной кинематике [9] при $n \ll \xi$, когда разность быстрот $\xi_{i,i-1} = y_i - y_{i-1}$ всех соседних в шкале быстрот (рис. 10) частиц велика $\xi_{i,i-1} \geqslant \xi_0$. Здесь $\xi_0 > 1$

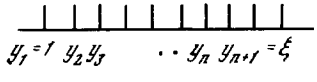


Рис. 10

некоторое большое число, такое, что при $\xi > \xi_0$ важен лишь померонный обмен. В этих условиях амплитуда рождения $T_{2\to n+2}$ определяется вкладом мультипомеронных графиков (рис. 11, *а*). Для свободных померонов (т. е. при $r = 0$) этот вклад есть

$$\frac{1}{8\pi s} T^{(0)}_{2\to n+2} = g^2 (\Gamma')^n \exp\left(-\sum_{i=1}^{n} k_i^2 \xi_i\right),$$

где Γ' — вершина испускания частицы помероном (см. рис. 4). Напомним, что для полных сечений $\sigma'_{n+2} = \int \frac{|T_{2\to n+2}|^2}{2s} d\tau_n$ эта амплитуда приводит к значениям порядка $(\ln \xi/n)^n \sigma^{(el)}$, растущим в сумме [9] степенным образом

с ростом s. При $\sigma^{tot} = \text{const}$ это приводит к нарушению s-канальной унитарности.

Учет взаимодействия померонов кардинально меняет всю картину. Рассмотрим ее в области сильной связи при $r^2\xi_{i,i+1} \gtrsim 1$ и оценим сначала сечения σ'_{n+2} с учетом лишь тех же «полюсных» графиков рис. 11, *а*, но с точными вершинами Γ' и с точными функциями Грина $G(\xi, k^2)$ померонов. Кроме графиков рис. 11, *а* при $r \neq 0$ имеется еще серия графиков рис. 11, *б*, *в* и т. д. с линиями померонов, «обходящими» две или несколько вершин Γ'. Условие подобия (3.14) приводит к тому, что вклад всех этих графиков должен быть при $\xi \to \infty$ величиной одного порядка. Поэтому учет остальных

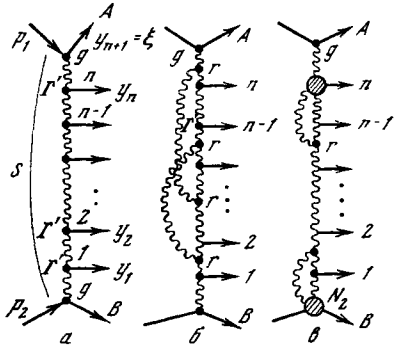


Рис. 11

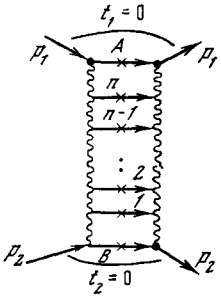


Рис. 12

графиков рис. 11, *б*, *в* не изменит нашу оценку (это мы покажем ниже, вычислив вклад всех вообще графиков общим способом, не связанным с графической техникой). Вершина (38) Γ' испускания частицы помероном, как мы видели, отлична от трехпомеронной вершины (3.7) тем, что содержит вдвое меньшую степень ω. Ее общий вид сходен с (3.13)

$$\Gamma'(\omega_1\mathbf{k}_1, \omega_2\mathbf{k}_2) = \text{const}\,\omega^{\gamma'} F_1\left(\frac{k_1^2R_0^2}{\omega_1^\nu}, \frac{k_2^2R_0^2}{\omega_2^\nu}, \frac{k'^2R_0^2}{\omega^\nu}, \frac{\omega_1}{\omega_2}\right), \tag{5.1}$$

где $\omega' = \omega_1 - \omega_2$, $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ и где в первом порядке по ε $\gamma' = \gamma/2 = \varepsilon/6 \approx {}^1/_3$.

Вместо (3.15) она удовлетворяет аналогичному соотношению

$$W' = \Gamma'^2 G^2 \omega k^d \sim \omega^\beta, \tag{5.2}$$

где β — некоторая степень, которую мы сейчас оценим. Это условие удобно использовать для оценки вклада графиков вида рис. 12, определяющих (подобно рис. 9 для сечения σ_{el}) величины полных сечений σ'_{n+2} мультиреджеонных процессов.

Аналогично оценке (4.13) для σ_{el} получим следующую оценку для вклада графиков рис. 12 в ω, k-представлении

$$\sigma'_{n+2} \sim (G^2)^{n+1} (\Gamma'^2)^n [\omega (k^2)^{d/2}]^{n+1} (g^2)^2,$$

т. е.

$$\sigma'_{n+2} \sim \sigma_{el}(\xi)\, W'^n \sim \sigma_{el}(\xi)/\xi^{\beta n}, \tag{5.3}$$

где $\sigma_{el}(\xi)$ есть сечение (4.9) упругого рассеяния, а W' — величина (5.2)

Так как $G \sim \omega^{-1-\eta}$, $\Gamma \sim \omega^{\gamma'/2}$, а $k^2 \sim \omega^{\nu}$, то

$$\beta = -2\eta + \gamma - 1 + \frac{\nu d}{2} = 1 - \frac{\varepsilon}{4} + 0(\varepsilon^2) \simeq 1/2. \tag{5.4}$$

Таким образом, с ростом числа n образующихся частиц сечения σ'_{n+2} при $\xi \to \infty$ быстро уменьшаются, все быстрее убывая с ростом n. Это — следствие быстрого убывания вершин Γ' (5.1) при $\omega \to 0$ и коренным образом отличает картину взаимодействующих померонов от случая свободных померонов с $\Gamma' = \text{const}$. Ясно, что при виде (5.3) сечений σ'_{n+2} условие $\sum\limits_n \sigma'_{n+2} \leqslant \sigma^{(tot)}(\xi)$ s-канальной унитарности при $\xi \to \infty$ всегда будет выполнено.

Как было показано [5], в общем виде вершина Γ' должна удовлетворять при $\omega_1 \sim \omega_2 \sim (k_1^2)^{\nu/2} \sim (k_2^2)^{\nu/2} \sim 1/\xi$ неравенству $|\Gamma'|^2 \leqslant C\,|\Gamma|$, $C = \text{const}$, т. е. при степенном виде этих вершин (3.13), (5.1) должно быть

$$\gamma' \geqslant \gamma/2. \tag{5.5}$$

В первом порядке по ε вместо неравенства мы имеем, согласно (5.1), равенство. Было бы интересно показать прямым расчетом, что в следующих порядках ε-разложения (например, в порядке ε^2) это неравенство действительно всегда выполняется.

Вычислим теперь сечение σ'_n, учитывая вклад в амплитуды всех графиков рис. 11, *а* — *в* и т. д. Для этого введем оператор $\hat{\Gamma}'(\rho, \xi)$ испускания частиц померонами в следующем общем виде:

$$\hat{\Gamma}' = \Gamma'_0 \psi^+ \psi + \Gamma'_{12} (\psi^+ \psi^2 + \psi^{+2} \psi) + \ldots \tag{5.6}$$

Первый член отвечает испусканию частиц без испускания дополнительных померонов и играет главную роль при $\xi \to \infty$, соответствуя вершинам в полюсных графиках рис. 11, *а*. Остальные члены дают малые добавки, содержащие отрицательные степени ξ, и соответствуют неполюсным графикам рис. 11, *в*. Амплитуда $T_{2\to n+2}$ может быть определена в общем виде следующим образом:

$$\frac{1}{s} T_{2\to n+2}(\xi; \mathbf{k}; y_1\mathbf{k}_1, \ldots, y_n\mathbf{k}_n) = \int e^{i\mathbf{k}\rho + i\mathbf{k}_1\rho_1 + \ldots + i\mathbf{k}_n\rho_n} a_{n+2}(\rho\xi; \rho_1 y_1, \ldots, \rho_n y_n) \times$$
$$\times \frac{d^2\rho}{2\pi} \ldots \frac{d^2\rho_n}{2\pi}, \tag{5.7}$$

где

$$a_{n+2} = ig^2 \langle 0 | T_y (\psi(\rho\xi) \Gamma'(\rho_1 y_1) \ldots \Gamma'(\rho_n y_n) \psi^+(0, 0)) | 0 \rangle \tag{5.8}$$

есть эта же амплитуда в ρ, ξ-представлении. Здесь в соответствии с рис. 10 $y_0 = 0$, $y_1, y_2, \ldots y_n$, $y_{n+1} = \xi$ быстроты $n+2$ образующихся частиц в лабораторной системе координат. В правильности этих формул проще всего убедиться, записывая все величины в представлении взаимодействия, в котором $\psi(\rho, \xi)$ есть поле свободных померонов и где под знаком Ty-произведения — упорядочивания по быстротам появляется оператор $\hat{S}' = \exp\left\{r \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dy \int d^2\rho\, (\psi\psi^{+2} + \psi^2\psi^+)\right\}$. Разлагая экспоненту в ряд по степеням r, мы воспроизведем в (5.7), (5.8) в точности вклады всех померонных графиков рис. 11 *б*, *в* и т. д.

Сечение мультипомеронного образования частиц

$$\sigma'_{n+2}(\xi) = \int C_n \left| \frac{T_{2\to n+2}}{s} \right|^2 \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^{d/2}} \frac{d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^{d/2}} \dots \frac{d\mathbf{k}_n}{(2\pi)^{d/2}} dy_1 dy_2 \dots dy_n, \tag{5.9}$$

где C_n — коэффициент порядка единицы можно выразить непосредственно через амплитуду d_{n+2}

$$\sigma'_{n+2}(\xi) = C_n \int |a_{n+2}|^2 \frac{d\rho}{(2\pi)^{d/2}} \frac{d\rho_1}{(2\pi)^{d/2}} \dots \frac{d\rho_n}{(2\pi)^{d/2}} dy_1 \dots dy_n, \tag{5.10}$$

где в реальном случае $d = 2$, $d\mathbf{k}/(2n)^{d/2}$ и $d\rho/(2n)^{d/2}$ означают $d^2k/2\pi$ и $d^2\rho/2\pi$. Для оценок методом ε-разложения ниже будет удобнее считать d нецелым $d = 4 - \varepsilon$ (хотя, как и в случае упругого рассеяния, эти оценки можно провести и при $d = 2$)

Для оценки амплитуды d_{n+2} в общем виде используем свойство (3.18) масштабной инвариантности, которое означает, что амплитуды d_{n+2} имеют следующую структуру:

$$a_{n+2} = \xi^{-2\Delta - n\delta}\, b_{n+2}(\rho\xi^{-\nu/2}, \rho_i\xi^{-\nu/2}, y_i/\xi), \tag{5.11}$$

где δ и Δ — размерности операторов $\Gamma'(\rho, \xi)$ и $\psi(\rho, \xi)$, а b_{n+2} — некоторая функция указанных переменных порядка единицы. Подставляя a_{n+2} в этом виде в (5.10) и переходя к интегрированию по «безразмерным» переменным $\mathbf{y} = \rho\xi^{-\nu/2}$; $y_i = \rho_i\xi^{-\nu/2}$; $y_i/\xi = x_i$, получим для сечений σ'_{n+2} значения

$$\sigma'_{n+2} \simeq C_n I_n \xi^{-4\Delta - n2\delta + n + (n+1)\frac{\nu d}{2}} \sim \xi^{-\alpha - n\beta}, \tag{5.12}$$

где $I_n = \int |b_{n+2}(\mathbf{y}, \mathbf{y}_i, x_i)\, (d\mathbf{y})\, (d\mathbf{y}_1) \dots (d\mathbf{y}_n) dx_1 \dots dx_n$ — есть некоторое число и где

$$\alpha = 4\Delta - \frac{\nu d}{2}, \qquad \beta = 2\delta - 1 - \frac{\nu d}{2}. \tag{5.13}$$

Эта оценка вида (5.3), так как ε-разложение размерности Δ есть, как мы видели в (3.19),

$$\Delta = \frac{\nu d}{4} - \frac{\eta}{2} \simeq 1 - \frac{\varepsilon}{4} + 0(\varepsilon^2), \quad \text{т. е.} \quad \alpha = \frac{\nu d}{2} - 2\eta = 2 - \frac{7\varepsilon}{12} + 0(\varepsilon^2) \simeq \frac{5}{6}.$$

Чтобы воспроизвести ε-разложение (5.4) степени β, получим оценку амплитуды a_{n+2} в частном случае $n = 1$, когда соответствующая трехточечная функция Грина есть

$$a_3 = ig^2 \int \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{d\omega_1}{2\pi i} e^{\omega\xi + \omega_1\xi_1} \frac{d\mathbf{k}}{Nd} \frac{d\mathbf{k}_1}{Nd} e^{i\mathbf{k}\rho + i\mathbf{k}_1\rho_1} \Gamma'(\omega, \mathbf{k}; \omega_1\mathbf{k}_1)\, G(\omega, k^2)\, G(\omega_1 k_1^2).$$

Здесь $\Gamma'(\omega, \mathbf{k}; \omega_1\mathbf{k}_1)$ — вершина (5.1). Величина a_3 имеет следующий порядок величины:

$$a_3 \sim \xi^{2\eta - \frac{\varepsilon}{6} - \nu d} \sim \xi^{-4 + \frac{5\varepsilon}{6}}.$$

Сравнивая с (5.11) при $n = 1$ и при $\Delta = \frac{\nu d}{4} - \frac{\eta}{2} = 1 - \frac{\varepsilon}{4} + 0(\varepsilon^2)$, мы находим

$$\delta = 2 - \frac{\varepsilon}{3} + 0(\varepsilon^2) = {}^4/_3.$$

Подставляя это значение δ в (5.12), (5.13), получим для σ'_{n+2} найденную ранее оценку (5.3). Таким образом, как и следовало ожидать, учет всех вообще

померонных графиков вида рис. 11, *б*, *в* не меняет оценку (5.5) при $\xi \to \infty$. Это означает, что в этом пределе графики рис. 11, *б*, *в* дают вклад того же порядка, что и полюсные графики рис. 11, *а* [с точными функциями Грина k^2 померонов]. Отметим, что, как и в случае полного сечения $\sigma^{(el)}$ упругого рассеяния, все оценки можно было бы проводить для реального двухмерного случая в (5.9) и (5.10) $d = 2$. Легко проследить, что при этом вместо (5.13) мы получили бы следующую оценку степеней α и β:

$$\alpha \to \alpha' = 4\Delta - \nu = \alpha + \frac{\varepsilon}{24} = \frac{5}{6} + \frac{1}{12} = \frac{11}{12},$$

$$\beta \to \beta' = \beta + \frac{\varepsilon}{24} = \frac{1}{2} + \frac{1}{12} = \frac{7}{12}.$$

Величина β, как и α, слегка изменяется уже в первом порядке по ε, однако это изменение численно мало и в принципе не меняет наш общий вывод о том, что учет взаимодействия померонов восстанавливает требование s-канальной унитарности $\sigma'_{n+2} < \sigma^{tot}$ при $\xi \to \infty$.

7. МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ

Процессы рождения частиц характеризуются инклюзивным сечением

$$\frac{d\sigma_{incl}}{dy d\mathbf{p}_\perp} = \sum_{n=2} \sum_{i=1}^{n} \int d\sigma_n (y_i, \mathbf{p}_{i\perp}) \delta (y - y_i) \delta (\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_{i\perp}) \tag{6.1}$$

попадания одной из образующихся частиц в заданный элемент фазового пространства $d\tau(\mathbf{p}) = \frac{d^3\mathbf{p}}{E} = dy d\mathbf{p}_\perp$. Здесь $y = \ln \frac{p_\parallel}{\mu}$ — быстрота, а $d\delta_n(y_i, \mathbf{p}_{i\perp})$ — дифференциальное сечение рождения n частиц с заданными импульсами $\mathbf{p}_i = (y_i, \mathbf{p}_{i\perp})$.

Инклюзивным спектром в пространстве быстрот будем называть величину

$$\rho(\xi, y) = \frac{1}{\sigma^{tot}(\xi)} \int \frac{d\sigma_{incl}}{dy d\mathbf{p}_\perp} d\mathbf{p}_\perp, \tag{6.2}$$

интеграл от которой по энергии $dE \simeq E dy$ есть полная входная энергия E_0

$$\int_0^\xi E\rho dy = \frac{1}{\sigma^{tot}} \sum_n \int \sum_{i=1}^{n} E_i d\sigma_n = E_0 \frac{\sum_n d\sigma_n}{\sigma^{tot}} = E_0, \tag{6.3}$$

а интеграл по быстроте есть средняя множественность

$$\int \rho(\xi, y) dy = \sum_n n \frac{\sigma_n}{\sigma^{tot}} = \bar{n}(\xi). \tag{6.4}$$

а. *Средняя часть спектра* $y \sim \xi/2$. В мультипериферической модели полюсов Редже инклюзивное сечение при $y \sim \xi/2$, $\xi \to \infty$ определяется [20, 22] вкладом двухпомеронного графика рис. 13, *а* в виде

$$\frac{1}{\sigma_0^{(tot)}} \frac{d\sigma^0_{incl}}{dy dp_\perp} = f(p_\perp^2)\, \theta(y)\, \theta(\xi - y), \tag{6.5}$$

т. е. $\bar{n}(\xi) = \rho_0 \xi$, где $\rho_0 = \int f(p_\perp^2) d\mathbf{p}_\perp$. Соответственно полная множественность логарифмически растет с энергией

$$\rho(\xi, y) = \rho_0 \theta(y)\, \theta(\xi - y) = \text{const} \quad \text{при} \quad 0 \leqslant y \leqslant \xi. \tag{6.6}$$

Этот плоский (фейнмановский. или мультипериферический) спектр $\rho = \rho_0$ в пространстве быстрот указан пунктиром на рис. 16. Найдем все эти величины в нашей теории в области сильной связи, т. е. при $r^2\xi \gg 1$.

Первые поправки теории возмущений по трехпомеронному взаимодействию определяются графиками рис. 13, *б*, *в*. Пунктиром на этих рисунках обозначены линии «разрезанных» реджеонов. Вклад их есть $\mathrm{Im}\,[\eta_+(\alpha_p)\,G(\xi, n^2)]$, $\mathrm{Im}\,[\eta_+(\alpha_p)\,G(\xi, k^2)] = G(\xi, k^2)$, где $\eta\,(\alpha_p)$ — сигнатурный множитель.

Вершины для этих линий такие же, как и для обычных (волнистых) линий померонов; поэтому вклад графиков рис. 13 определяется теми же правилами [2], что и в случае амплитуды упругого рассеяния [5]. Вычисление

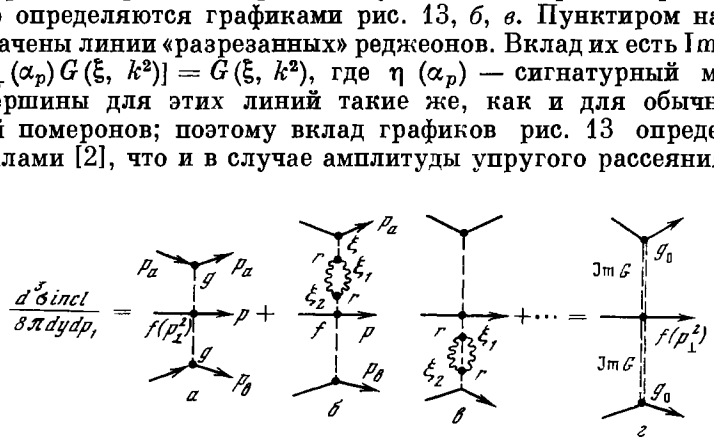


Рис. 13

следует вести в ξ, $\mathbf{k}$-представлении, где по координатам ξ_1, ξ_2,... трехпомеронных вершин проводится интегрирование. Координата y вершины $f\,(p_\perp^2)$ закреплена.

Для дальнейшего важно, что графики вида рис. 15 с померонными линиями, обходящими вершину $f\,(\mathbf{p}_\perp^2)$, никакого вклада не вносят, так как в каждом порядке вклад их взаимно сокращается. Это было замечено Абрамовским, Грибовым и Канчели [5] и сильно упрощает все вычисления.

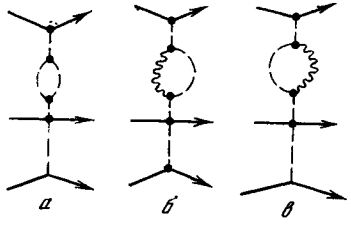


Рис. 14

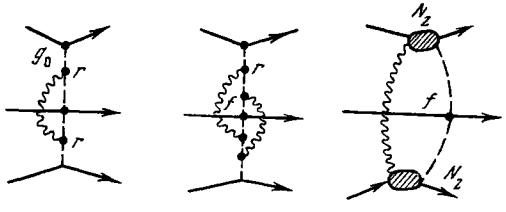


Рис. 15

Суммарный вклад всех графиков (рис. 13) выражает через точные функции Грина померона $G\,(y, k^2)$ при $k^2 = 0$ в виде, отвечающем одному графику справа на рис. 13, *г*

$$\frac{d\sigma_{incl}}{8\pi dy d\mathbf{p}_\perp} = \frac{g_0^2}{\pi} f\,(\mathbf{p}_\perp^2)\,G\,(y, 0)\,G\,(\xi - y, 0). \tag{6.7}$$

---

[5] Эти правила были подробно пояснены Абрамовским, Грибовым, Канчели [5]. Имеется ряд тонкостей, замеченных ими, но сейчас не важных. Например [5], вершинам на рис. 13, *в* отвечает не ir, а r, поэтому вклад ρ_a графика рис. 13, *б* другого знака, чем в случае рис. 3, *б*. Однако кроме рис. 13, *б* имеется еще три графика рис. 14, *а*, *б*, *в*, где вклад графика рис. 14, *а* есть 2 ρ_a, а рис. 14, *б*, *в* — $(-2\rho_a)$. Поэтому в сумме вклад всех этих графиков есть $-\rho_a$. Для простоты ниже будем условно говорить лишь об одном графике рис. 13, *б*, имея в виду фактически суммарный вклад всех этих графиков. Аналогичное положение имеет место в более сложных графиках.

или, что эквивалентно, через полные сечения

$$\frac{d\sigma_{incl}}{dy\,d\mathbf{p}_\perp} = \frac{f(p_\perp^2)}{8\pi^2 g_0^2}\,\sigma^{tot}(y)\,\sigma^{tot}(\xi - y),$$

т. е.

$$\rho(\xi, y) = \frac{\rho_1}{8\pi g_0^2}\,\frac{\sigma^{tot}(y)\,\sigma^{tot}(\xi - y)}{\sigma^{tot}(\xi)}\,. \tag{6.8}$$

В области сильной связи, где справедливы эти формулы, имеем $\sigma^{tot}(y) = \frac{8\pi g_0^2 z_0}{\Gamma(1+\eta)}\,y^\eta$. Поэтому инклюзивный спектр (6.8) неоднороден

$$\rho(\xi, y) = \frac{z_0\rho_0}{\Gamma(1+\eta)}\left(\frac{y(\xi - y)}{\xi}\right)^\eta. \tag{6.9}$$

Полная множественность в нашей теории растет с энергией быстрее, чем в мультипериферической модели (т. е. чем в (6.6)):

$$\bar{n}(\xi) = \int_0^\xi \rho(\xi, y)\,dy = \frac{z_0\rho_0\Gamma(1+\eta)}{\Gamma(2+2\eta)}\,\xi^{1+\eta}. \tag{6.10}$$

График функции (6.9) для $\eta \simeq 1/6$ приведен на рис. 16.

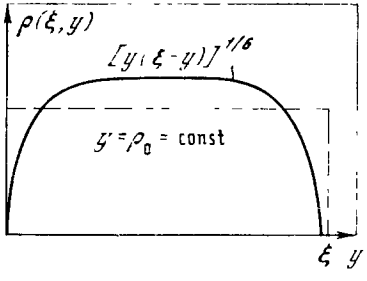


Рис. 16

В спектре (6.9) больше всего частиц в области «пионизации» при $y \simeq \xi/2$, а вблизи краев спектра плотность спадает.

Этот результат можно понять следующим образом на основе аналогии с плотностью газа в одномерном пространстве быстрот: $0 \leqslant y \leqslant \xi$. Фейнмановский спектр $\rho = \rho_0 = \text{const}$ (6.5) отвечает плотности газа, которая устанавливается при короткодействующих силах. Реджеонному взаимодействию (типа рис. 13, *б*, *в* и т. д.) частиц отвечает дальнодействие в пространстве быстрот, приводящее к далеким корреляциям, не падающим, а растущим с увеличением расстояния Δy. В такой системе не выполнены условия, необходимые для появления статистического предела распределения по y при $\xi \to \infty$. Поэтому и при $\xi \to \infty$ плотность $\rho(y)$ газа зависит от расстояния до границ $y = 0$ и $y = \xi$ (она растет с середины интервала из-за эффективного отталкивания частиц от границ).

б. *Жесткая граница спектра.* В области жесткой части спектра, при $m/E_0 < 1 - x \ll 1$, где $x = p_\parallel/E_0$ — инклюзивное сечение определяется процессом дифракционного образования тяжелого ливня с массой $M^2 \simeq (1-x)\,s \gg \mu^2$. При свободных померонах оно отвечает вкладу простейшего — трехпомеронного графика (рис. 17, *а*) и определяется формулой

Канчели — Мюллера

$$\frac{d\sigma_{incl}}{8\pi d\zeta d\mathbf{p}_\perp} = \frac{g_0^3 r\sqrt{\alpha_0'}}{2\pi}(1-x)^{2(1-\alpha_0(-p_\perp^2))} = \frac{g_0^3 r\sqrt{\alpha_0'}}{2n} e^{-2\alpha_0' p_\perp^2 \eta}, \tag{6.11}$$

где $\zeta = \ln\frac{M^2}{\mu^2} = \xi \to \eta$, $\eta = \ln\frac{1}{1-x}$ (нормировка в (6.11) определяется условием, что $\frac{1}{8\pi}\sigma_{incl}^0 = \int \frac{d^2\sigma_{incl}}{8\pi d\zeta d p_\perp} d\zeta d\mathbf{p}_\perp$ является вкладом графика рис. 18, *а*).

Напомним, что формула (6.11) приводит [9] к противоречию с соотношением (6.3) $\int_0^1 \times \rho(\xi, \zeta)\frac{dx}{x} = 1$. Действительно, так как $d\zeta = d\eta = \frac{dx}{1-x}$, то из нее следует неравенство

$$\sigma_{incl}' = \int_{\zeta_0}^{\xi-\zeta_1} d\zeta \int \frac{d\sigma_{incl}}{d\zeta d\mathbf{p}_\perp} d\mathbf{p}_\perp \leqslant \sigma^{tot}, \tag{6.12}$$

где ζ_0, $\zeta_1 < \xi$ — любые положительные числа. При подстановке (6.11) в левую часть получаем величину, растущую как $\ln \xi$ при $\xi \to \infty$. Поэтому при $r \neq 0$ и при $\sigma^{tot} = \text{const}$ неравенство (6.12) всегда нарушается в пределе $\xi \to \infty$. Покажем, что учет померонных взаимодействий снимает это противоречие вследствие экранировки вершины r и ее эффективного убывания.

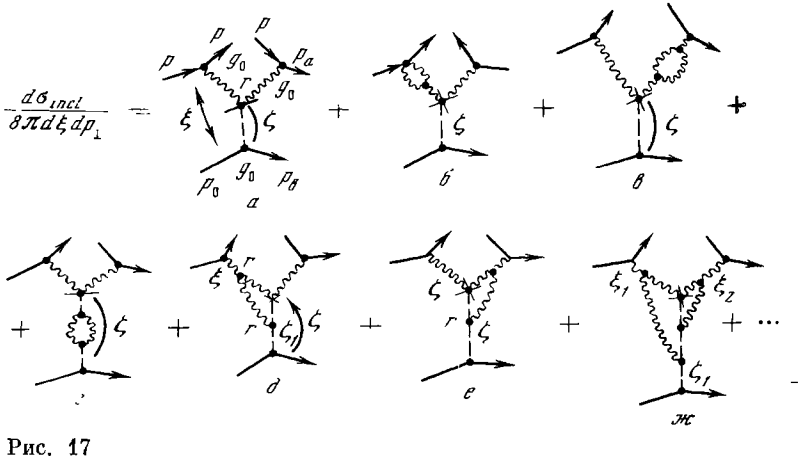


Рис. 17

В общем случае сечение $d\sigma_{incl}/d\zeta d\mathbf{p}_\perp$ определяется вкладом всех графиков вида рис. 17. Интегрирование в них (в ξ, $\mathbf{k}$-представлении) ведется по быстротам всех вершин, кроме одной (обозначенной на рис. 15 крестиком), так чтобы длина разрезанного (пунктирного) померона в шкале быстрот была равна величине ζ. Вклад графиков вычисляется по тем же правилам, что и в случае рис. 13. Обозначая через

$$\rho'(\xi, \zeta, p_\perp^2) = \frac{d\sigma_{incl}}{8\pi d\zeta d^2 p_\perp} \tag{6.13}$$

суммарный вклад этих графиков, получим, интегрируя его по ζ и $\mathbf{p}_\perp$, величину вклада (6.12) жесткой части инклюзивного спектра в полное сечение

$\frac{\sigma_{incl}}{8\pi} = \int\limits_0^{\xi}\int \rho(\xi; \zeta, p_\perp^2)\, d^2p_\perp = \varphi(\xi)$. Эта величина в свою очередь является вкладом графика рис. 18, *б*, который отличен от графика рис. 18, *а* тем, что содержит точную померонную вершину Г и пропагаторы $G(\omega, k^2)$.

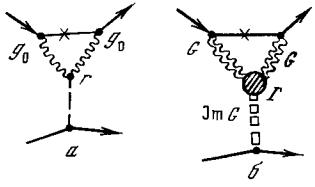


Рис 18

В ω-представлении вклад этого графика есть

$$\varphi(\omega) = \int\limits_0^{\infty} e^{\omega\xi}\varphi(\xi)\, d\xi = g_0\, \Sigma_1(\omega, 0)\, G(\omega, 0), \tag{6.14}$$

где

$$\Sigma_1(\omega, 0) = g_0^2 \int \Gamma(\omega', k^2; \omega - \omega', k^2)\, G(\omega', k^2)\, G(\omega - \omega', k^2)\, \frac{d^2k}{2\pi}$$

есть величина, лишь множителем отличная от собственной энергии (1.5) померона $\Sigma(\omega, 0)$. Здесь $k^2 = \alpha_0' p_\perp^2$. Как мы видели выше, в области сильной связи $\Sigma_1(\omega, 0) = \Sigma_1(0, 0) + a_0\omega + b_0\omega^{1+\eta}$, где a_0 и b_0 — некоторые постоянные. В области малых ω здесь важен лишь первый член и поэтому $\varphi(\xi) \sim \xi^\eta$, т. е. σ_{incl} растет не быстрее, чем полное сечение при $\xi \to \infty$. Так как $\sigma_{incl} < \sigma_{incl} = 8\pi\varphi(\xi)$, то левая часть в (6.12) также растет при $\xi \to \infty$ не быстрее полного сечения, что устраняет противоречие с неравен-

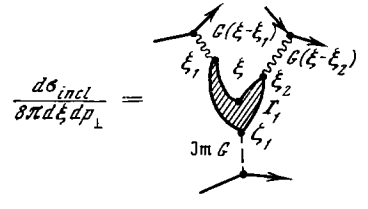


Рис. 19

ством(6.12), а при $\xi \to \infty$.

Получим общее выражение для $\rho'(\xi, \zeta, p_\perp)$ и найдем его явный вид в ε-разложении.

Как видно из графиков (рис. 17), функция ρ' имеет структуру, отвечающую графику (рис. 19),

$$\rho' = \frac{g_0^3}{2\pi}\int\limits_{\zeta}^{\xi} d\xi_1 \int\limits_{\zeta}^{\xi} d\xi_2 \int\limits_0^{\xi} d\xi_1\, G(\xi - \xi_1, k^2)\, G(\xi - \xi_2, k^2)\, \Gamma_1 G(\zeta_1, 0), \tag{6.15}$$

где

$$\Gamma_1 = \Gamma_1(\xi_1 - \zeta_1, \mathbf{k}; \xi_2 - \zeta_1, \mathbf{k}, \zeta - \zeta_1)$$

есть четырехточечная вершина, определенная графиками рис. 20 и отличная от трехточечной вершины $\Gamma(\zeta_1 - \zeta_1, \mathbf{k}; \xi_2 - \zeta_1, \mathbf{k})$, которая есть интеграл от Γ_1 вида $\Gamma = \int\limits_{\zeta_1}^{\min(\xi_1, \xi_2)} \Gamma_1(\zeta_1)\, d\zeta_1$.

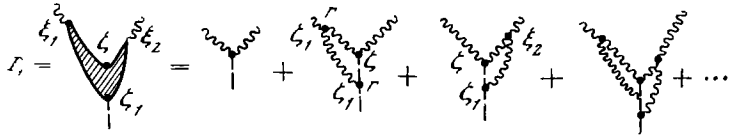


Рис. 20

Аналогично функциям G и Γ в (3.13) можно получить общий вид функции ρ' (6.15) на основе соображений масштабной инвариантности в виде

$$2\pi\rho' = C\xi^{\lambda}\chi\left(k^2R_0^2\xi^{\nu}, \frac{\zeta}{\xi}\right), \tag{6.16}$$

где λ и χ — универсальные числа функции, а C — постоянная, зависящая от r и от параметров задачи. Так как по (6.15)

$$\Gamma_1 \sim \xi^{-1}\Gamma \sim z_0^{-3/2}R_0^{d/2}\xi^{-3-\gamma}, \quad \text{а} \quad G \sim z_0\xi^{\eta},$$

то следует, что

$$C = g_0^3 z_0^{3/2} R_0^{d/2}, \tag{6.17}$$

$$\lambda = 3\eta - \gamma = -\frac{\varepsilon}{12} + 0\ (\varepsilon') \simeq -\frac{1}{6}$$

Сравнивая (6.16) с разложением функции ρ' теории возмущений в четырехмерном пространстве, можно найти и функцию χ. Для простоты проведем вычисления для $p_{\perp} = 0$. До членов порядка r^3 вклад в ρ' дают шесть графиков (рис. 17, *а—е*). Первые четыре из них определяют вклад порядка r и поправки к нему от померонных функций Грина, которые уже вычислялись в ω_1k-представлении (см. (2.2)). В ξ, k-представлении они дают

$$2\pi\rho_1' = g^3 r\left\{1 + \frac{r^3}{8}(2\ln(\xi - \zeta) + \ln\zeta + a_0)\right\},$$

где $a_0 = 3\ln(\gamma_0/\xi_0)$ — постоянная порядка единицы; $\gamma_0 = 1{,}78$, а ξ_0 — значение ξ, начиная с которого справедлива померонная асимптотика. Следующие два графика (рис. 17, *е*, *д*) дают одинаковый вклад и легко вычисляются в ξ, k-представлении

$$2\pi\Delta\rho' = -g_0^3\frac{r^3}{2}\left(\ln\zeta - \ln\frac{\xi}{\xi - \zeta} + \frac{a_0}{4}\right).$$

В сумме получаем

$$2\pi\rho' = g_0^3\eta\left\{1 + \frac{r^2}{4}\left(\frac{3}{2}\ln\frac{1}{z} + \ln\frac{1}{1-z}\right) - \frac{r^2}{8}\ln\xi\right\},$$

где $z = \zeta/\xi$. Сравнивая при $r^2 = 2\varepsilon/3$ это разложение с общим видом (6.16) и (6.17) функции ρ'

$$2\pi\rho' = g_0^3 z_0^{3/2} R_0^{d/2} e^{\lambda\ln\xi}\chi_0(1 + \varepsilon\chi_1),$$

где λ — величина порядка ε, χ записана в виде $\chi_0(1 + \varepsilon\chi_1)$, $\varepsilon \to 0$, получим

$$\lambda = -\frac{r^2}{8} + 0(r^4) \simeq \frac{-\varepsilon}{12} + 0(\varepsilon) \simeq -\frac{1}{6}, \tag{6.18}$$

$$\chi_1 = \chi_0(1 + \varepsilon\chi_1) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{3}}\left\{1 + \frac{\varepsilon}{6}\left(\frac{3}{2}\ln\frac{1}{z} + \ln\frac{2}{1-z}\right)\right\}, \tag{6.19}$$

где было учтено, что $z_0^{3/2}R_0^3 = r/\sqrt{2\varepsilon/3}$ (см. (3.17)) и что, согласно (3.25), $R_0 = 1 + \frac{\varepsilon}{24}\ln 2$ при $r^2 = 2\varepsilon/3$. Это значение γ правильно лишь, если $z = \xi/\zeta$

не слишком мало. При $\xi \to \infty$ и при малой массе пучка $\mu^2 = \mu^2 l^\zeta$ сечение (6.13) должно вести себя как сечение $(d\sigma/dp_\perp^2)\, p_\perp^2 = 0$ дифракционной генерации $d\sigma/dp_\perp^2 \sim \xi^{2\eta} \sim \xi^{\varepsilon/6}$. Формула (6.19) согласуется с таким поведением, если ее переписать в виде

$$\chi = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{3}}\left(\frac{1}{z}\right)^{\varepsilon/4}\left\{1 + \frac{\varepsilon}{6}\ln\frac{2}{1-z}\right\}, \qquad z = \frac{\zeta}{\xi} \to 0.$$

Отбрасывая здесь близкий к единице последний множитель, запишем инклюзивное сечение (6.13) на жестком крае спектра в виде, аналогичном случаю (6.11), почти свободных померонов

$$\frac{d\sigma_{incl}}{8\pi d\zeta d^2 p_\perp} = \left(\frac{\sigma^{tot}}{8\pi}\right)^{3/2} \frac{\Gamma_{eff}}{2\pi}, \tag{6.20}$$

где

$$\frac{\Gamma_{eff}}{\sqrt{\alpha_p'}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{3}}\,\frac{\xi^{\varepsilon/24}}{\zeta^{\varepsilon/4}} \simeq \sqrt{\frac{4}{3}}\,\frac{\xi^{1/12}}{\sqrt{\zeta}},$$

причем $\alpha_p' = R_0^2\alpha_0'$, т. е. в единицах α_0' имеем $\alpha_p' = R_0^2$. Это значение, справедливое в области $r^2\xi/4 \gtrsim 1$ сильной связи, отлично от величины (6.11), отвечающей слабой связи заменой постоянной r на величину $\frac{\Gamma_{eff}}{\sqrt{\alpha_p'}} \simeq \sqrt{\frac{4}{3}}\,\frac{\xi^{1/12}}{\sqrt{\zeta}}$.

Таким образом, при сильной связи эффективное значение трехпомеронной вершины $\Gamma_{eff}/\sqrt{\alpha_p'}$, полученное на опыте из формулы типа (6.11) или (6.20), должно быть не малым — близким и $\sqrt{4/3} \gtrsim 1$. Если же значение $\Gamma_{eff}/\sqrt{\alpha_p'}$ окажется малым, то оно есть r, а связь — слабая. Данные опыта, по-видимому, именно и отвечают этому случаю.

Отметим, что при $d = 2$ вклад (6.12) σ_{incl} жесткой части спектра в полное сечение определяется формулами (6.13), (6.16), (6.17) в виде

$$\sigma_{incl}' = \sigma_0(\zeta_1/\xi)\,\xi^{\lambda+(\nu-1)}, \tag{6.21}$$

$$\sigma_0(\zeta_1/\xi) = \frac{2\pi g^3}{\sqrt{\alpha_p'}} \int\limits_0^{1-\zeta_1/\xi} dz \int\limits_0^\infty dy\,\chi(y, z),$$

где

$$z = \zeta/\xi, \quad y = k^2R_0^2\xi^\nu, \quad g = z_0^{1/2}\, g_0, \tag{6.22}$$

причем было вычислено для простоты при $\zeta_0 = 0$. Легко проверить, что зависимость $\sigma_{incl}' \sim \xi^\eta$, полученная выше, будет воспроизведена в (6.21), если

$$\int\limits_0^\infty \chi(y, z)\, dy \sim \frac{1}{(1-z)^{1+\varepsilon/8}}.$$

7. ПОПРАВКИ ОТ «НЕУСИЛЕННЫХ» ГРАФИКОВ ПРИ $r^2\xi \gtrsim 1$

Рассмотренная выше асимптотическая теория имела логарифмическую точность. Ее область применимости можно расширить, если включить в рассмотрение так называемые неусиленные реджеонные графики. При современных, относительно небольших энергиях эти графики весьма важны и будут рассмотрены в следующем разделе. Сейчас мы оценим вклады этих «неусиленных» графиков в асимптотической области $r^2\xi \to \infty$, где они будут убывать как $1/\xi$ в некоторой степени. Есть три типа неусиленных диаграмм:

1. Диаграммы рис. 1, *б*, *в*, связанные с локальным испусканием (поглощением) частицами двух или более реджеонов, т. е. с возмущением вида

$$\delta\hat{V}_n = N_n^{(0)}\psi^n(\rho, \xi),\ \delta\hat{V}_n^+ = N_n^{(0)}\psi^{+n}(\rho, \xi) \tag{7.1}$$

операторов $V_0 = g\psi$ и $V_0^+ = g\psi^+$ испускания померона частицей.

2. Диаграммы рис. 21, связанные с высшими членами разложения лагранжиана (1.3) по степеням померонного поля ψ, т. е. с возмущением вида

$$\delta\hat{L}_{nm} = \lambda_{nm}(\psi^n(\psi^+)^m + \psi^m(\psi^+)^n), \tag{7.2}$$

отвечающим многопомеронным вершинам рис. 22.

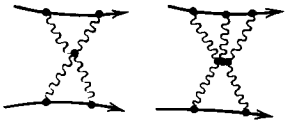


Рис. 21

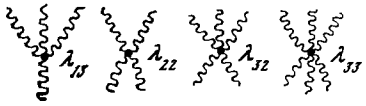


Рис. 22

3. Если речь идет об амплитуде мультипомеронных процессов образования частиц, то следует учитывать также диаграммы рис. 23, содержащие варшины рис. 24 испускания (поглощения) дополнительных померонов

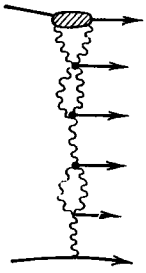


Рис. 23

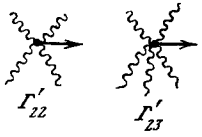


Рис. 24

при испускании частицы помероном. Они возникают за счет возмущений

$$\delta\hat{\Gamma}'_{nm} = \gamma'_{nm}(\psi^n\psi^{+m} + \psi^{+n}\psi^m) \tag{7.3}$$

оператора

$$\hat{\Gamma}'_0 = \Gamma'\psi^+\psi(\rho, \xi)$$

испускания частицы помероном.

Оценим сначала вклад наиболее простых «неусиленных» графиков (рис. 1, *в*), содержащих вершины N_n испускания нескольких померонов частицей рис. 25.

В области сильной связи при $\omega \sim 1/\xi \to 0$ эти вершины убывают как некоторая степень ω, полученная выше в (3.9).

Вклад в амплитуду рассеяния $1/sT \sim \omega\varphi(\omega, k^2)$ неусиленного графика рис. 26 с n-померонами

$$\delta\varphi^{(n)} = \frac{(-1)^n}{n!}\int N_n N_n^* G(k_1^2\omega_1)\, G(k_2^2\omega_2)\ldots G(k_n^2\omega_n)\frac{d\omega_1}{2\pi i}\frac{d\mathbf{k}_1}{\pi}\ldots\frac{d\omega_{n-1}}{2\pi i}\frac{d\mathbf{k}_{n-1}}{\pi}$$

можно оценить непосредственно в ω, k-представлении, полагая $d\omega_1 \sim \omega_1 d\mathbf{k} \sim$

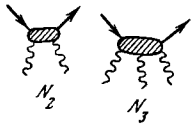


Рис. 25

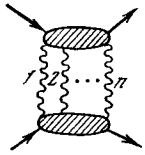


Рис. 26

$\sim (k^2)^{d/2}$, $\omega \sim (k^2)^{1\nu}$ и используя оценки (3.13), (3.9) функций G и N_n. Это дает

$$\omega\delta\varphi^{(n)} \sim (N_n)^2 G^n (\omega (k^2)^{d/2})^{n-1} \sim \omega^{-\eta}\omega^{(n-1)\left(\frac{n\varepsilon}{3}-\eta+\frac{\nu d}{2}\right)}. \tag{7.4}$$

По сравнению со вкладом всех усиленных графиков рис. 1, *а*

$$T^{(1)} \sim \omega G \sim \omega^{-\eta} \sim \xi^{\eta}.$$

Этот вклад содержит малый множитель

$$\frac{\delta T^{(n)}}{T^{(1)}} \sim \omega^{(n-1)\left(\frac{n\varepsilon}{3}-\eta+\frac{\nu d}{2}\right)} \sim \frac{1}{\xi^{(n-1)b_n}}, \tag{7.5}$$

где

$$b_n = \frac{n\varepsilon}{3} - \eta + \frac{\nu d}{2} = 2\left(\frac{n\varepsilon}{6} + 1 - \frac{\varepsilon}{4}\right) + 0(\varepsilon^2) \simeq \frac{2n}{3} + 1.$$

С ростом ξ отношение $\delta T^{(n)}/T^{(1)}$, таким образом, тем быстрее убывает, чем больше n. Эту же оценку в общем виде для графиков всех трех типов, указанных выше, можно легко получить в ρ, ξ-представлении на основе масштабной инвариантности. Для этого используем общее определение амплитуды мультипомеронного образования $n+2$ частиц в этом представлении с учетом диаграмм всех трех типов в виде

$$a_{n+2}(\rho\xi, \rho_1\xi_1, \ldots \rho_n\xi_n) = \langle 0 | T(\hat{V}(\rho\xi)\hat{\Gamma}'(\rho_1\xi)\ldots\hat{\Gamma}'(\rho_n\xi_n)\hat{V}^+(0,0)) \times \\ \times \exp i\int(\delta L)\, d\xi d\rho) | 0\rangle. \tag{7.6}$$

Здесь

$$\hat{V}(\rho, \xi) = g\psi(\rho, \xi) + \sum_{n=2}^{\infty} \delta\hat{V}_n(\rho,\xi)$$

— оператор испускания померона частицей,

$$\hat{\Gamma}' = \Gamma_0' \psi^+\psi^+ \sum_{n+n\geqslant 3} \delta\hat{\Gamma}'_{nm}$$

— оператор испускания частицы померонам, а

$$\delta L(\rho, \xi) = \sum_{n+n>3} \delta\hat{L}_{nn}(\rho, \xi)$$

— оператор возмущения (7.2) померонного лагранжиана (1.3) за счет многопомеронных вершин вида рис. 22. Все величины определены здесь в представлении взаимодействия по отношению к кубическому взаимодействию.

Разложение экспоненты в (7.6) в ряд по степеням $L' + \delta L$ определяет амплитуду (7.6) точно в виде суммы вклада всех реджеонных графиков Гри-

бова. При $n = 0$ формула (7.6) определяет амплитуду упругого рассеяния с учетом всех неусиленных (и «полуусиленных») графиков.

В силу масштабной инвариантности основного взаимодействия (1.3) каждый из операторов $\delta\hat{V}_n$, $\delta\Gamma'_{nm}$, δL_{nn} имеет определенную размерность

$$\delta V_n \sim \xi^{-\Delta_{n0}},$$

$$\delta L_{nn} \sim \delta\Gamma'_{nm} \sim \xi^{-\Delta_{nm}},$$

где через Δ_{nm} обозначены размерности операторов $\psi^n(\psi^+)^m$.

Разложения по ε этих размерностей нетрудно найти, зная вершины Γ'_{mn} в пространстве с нецелым числом измерений $d = 4 - \varepsilon$. Для построения соответствующей $n + m + 1$ точечной функции

$$\langle 0 \,|\, \psi(\rho, \xi)\, \psi(\rho_1, \xi_1) \ldots \psi(\rho_n \xi_n)\, \delta L_{nn}(0, 0) \,|\, 0 \rangle$$

следует домножить вершину Γ'_{nn} на $n + m$ функций $G(\omega_1, k^2)$, перейти в $\rho_1\xi$-пространство и сравнить с оценкой $\Gamma' \sim \xi^{-n\Delta - m\Delta - \Delta mn}$, следующей из масштабной инвариантности.

Это дает

$$\Delta_{nm} = (n + m)\Delta + \frac{n(n-1) + m(m-1) + nm}{6}\varepsilon + 0(\varepsilon^2),$$

где

$$\Delta = 1 - \frac{\varepsilon}{4} + 0(\varepsilon^2)$$

есть размерность поля $\psi(\rho, \xi)$.

Из соображений размерности следует, что добавка от возмущения δL_{nm} в (7.6) (или от членов $\delta\hat{V}_{n0}$, $\delta\hat{\Gamma}_{nm}$) имеет относительный порядок величины

$$\int d\xi d\rho \delta L_{nm} \sim \xi^{1 + \frac{\nu d}{2} - \Delta_{nm}}.$$

Легко проверить, что все Δ_{nm} больше, чем $1 + \nu d/2$, так что этот вклад всегда убывает при $\xi \to \infty$. Наибольшие вклады дают четырехпомеронные возмущения (рис. 22, *а*)

$$\delta\hat{L}_{13} = \frac{\lambda_{13}}{3!}(\psi\psi^3 + \psi^3\psi^+),$$

для которых

$$\int d\xi d\rho \delta L_{13} \sim \xi^{-1 - \frac{11\varepsilon}{12}} \sim \xi^{-17/6},$$

$$\delta L_{22} = \frac{\lambda_{22}}{(2!)^2}\psi^2\psi^{+2}$$

и четырехпомеронные возмущения (рис. 22,*б*), для которых

$$\int d\xi d\rho \delta L_{22} \sim \xi^{-1 - \frac{3}{4}\varepsilon} \sim \xi^{-5/2}.$$

Относительный вклад операторов $\hat{N}_n$ определяется отношением их размерности к размерности основного оператора $\psi \sim \xi^{-\Delta}$

$$\frac{Nn}{\psi} \sim \xi^{\Delta - \Delta_{n0}} \sim \xi^{-(n-1)\left[\frac{n\varepsilon}{6} + 1 - \frac{\varepsilon}{4}\right]}.$$

Квадрат этой величины определяет отношение $\delta T^{(n)}/T^{(1)}$ вклада неусиленного графика (рис. 26) по вкладу $T^{1)}$ всех усиленных. Он точно совпадает со значением (7.5).

Все входящие в эти формулы степени ξ отрицательны, т. е. вклады неусиленных графиков при $\xi \to \infty$ во всех случаях исчезают.

То же самое относится к «полуусиленным» графикам вида рис. 1, *б*. Например, первый — простейший из них, вклад которого содержит вершину $\hat{N}_2$

$$\frac{1}{s} T^{(2)\prime} = \langle 0 | \hat{N}_2(\rho, \xi)\, \psi^+(0,0) | 0 \rangle \sim \xi^{-\Delta-\Delta_{20}} \sim \xi^{\Delta-\Delta_{20}} \langle 0 | \psi(\rho, \xi)\, \psi(0,0) | 0 \rangle,$$

имеет относительный порядок

$$\frac{T^{(2)\prime}}{T^{(1)}} \sim \xi^{-\Delta-\Delta_{20}} \sim \xi^{1-\frac{\varepsilon}{12}} \sim \xi^{-7/6}.$$

Точно так же относительный порядок операторов $\delta \hat{V}'_{nm}$ убывает при $\xi \to \infty$ как

$$\frac{\delta \hat{\Gamma}'_{mn}}{\hat{\Gamma}'_{\parallel}} \sim \xi^{\Delta_{11} - \Delta_{nn}},$$

где $\hat{\Gamma}_{11} = \Gamma'_0 \psi\psi^+$. Для наибольшего возмущения $\delta\Gamma_{12} = \gamma'_{12}\psi\psi^{+2}$ это дает оценку

$$\frac{\delta \hat{\Gamma}'_{12}}{\hat{\Gamma}'_{\parallel}} \sim \xi^{-1-\frac{\varepsilon}{4}} \sim \xi^{-3/2},$$

ведущую к относительной величине вклада графика рис. 27 в мультиреджеонную амплитуду (вида рис. 11 с $n = 1$) порядка

$$\frac{\Delta\Gamma'_{12}}{\hat{\Gamma}'_{\parallel}} \frac{N^2}{\psi} \sim \xi^{-1-\frac{\varepsilon}{4}-\left(\frac{\varepsilon}{6}+1-\frac{\varepsilon}{4}\right)} \sim \xi^{-2-\frac{\varepsilon}{6}}$$

по сравнению с вкладом полюсного графика рис. 11, *а* с $n = 1$.

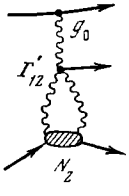


Рис. 27

Итак, при $\xi \to \infty$ вклады всех неусиленных и «полуусиленных» графиков во все амплитуды исчезают. Это означает, что вклады одних лишь усиленных графиков дают точные ответы в этих условиях во все амплитуды. Это наводит на мысль, что при $\xi \to \infty$ померонный вклад во все амплитуды, вычисленный с точной функцией Грина померона $G(\xi, k^2)$, сам по себе являясь точным, должен удовлетворять условиям не только t-канальной унитарности, но и унитарности в s-канале.

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. РАССЕЯНИЕ ПРИ ДОСТИЖИМЫХ ЭНЕРГИЯХ

Обсуждение, проведенное выше, относилось к предельно высоким энергиям, при которых $r^2\xi \gtrsim 1$. Достижимым сейчас энергиям соответствуют $\xi = \ln E/m \sim 4 \div 10$. Реальная ситуация здесь зависит от того, чему равна численно постоянная r и возможны две точки зрения при интерпретации данных опыта.

а. Можно предположить, что затравочное взаимодействие померонов не мало, т. е. что r — величина порядка единицы. При этом во всей области достижимых энергий $r^2\xi \gtrsim 1$, т. е. имеет место сильная связь и применимы полученные выше асимптотические формулы. Величина r при этом вообще выпадает из всех этих формул. Наблюдаемое примерное постоянство полных сечений и фейнмановский скейлинг в инклюзивных процессах можно понять как следствие малости степеней η и $\nu - 1$, равных по нашим оценкам $^1/_6$ и $^1/_{12}$ соответственно. Ход инклюзивных сечений в центральной части спектра $d\sigma_{in}/dy \sim y^{1/6}(\xi - y)^{1/6}$, найденный выше, вообще говоря, отличается от постоянного значения $d\sigma_{in}/dy = \text{const}$, получаемого при $r = 0$, т. е. при отсутствии дальнодействия (в пространстве быстрот). Однако существующая точность эксперимента и масштабы изменения быстрот на опыте недостаточны для того, чтобы четко различить эти два случая.

Аргументом против этой картины может быть то, что сечения инклюзивных процессов $\partial^3\sigma/\partial^3 p/E$ типа $pp \to px$ в самой жесткой частице спектра имеют на опыте слишком малое значение: при свободных померонах оно соответствовало бы, как уже упоминалось, значению эффективной трехпомероновой вершины $\Gamma_{eff} \simeq (^1/_{10})\sqrt{\alpha'_p}$. Как мы видели (см. (6.24)), в области сильной связи между померонами это значение вершины должно иметь бо́льшую величину, близкую к $\sqrt{\frac{4}{3}}\frac{\xi^{1/2}}{\zeta^{1/4}} \gtrsim 1$, где $\xi \gtrsim \zeta$, т. е. теория сильной связи дает величину вершины, в десятки раз большую, чем следует из опыта. Поэтому мы склоняемся к другой точке зрения.

б. Если константа r мала $r \ll 1$, то при всех достижимых (и мыслимых) энергиях взаимодействие померонов останется слабым. При этом, в частности, $\Gamma_{eff} \simeq r$, т. е. $r \simeq {}^1/_{10}$ на основе данных опыта [11—14] о жестком крае инклюзивных спектров $pp \to px$. Именно это значение r было получено недавно Кайдаловым и др. [12—13] на основе анализа этих данных. При таком малом r неравенство $r^2/4\xi < 1$ будет нарушено лишь при нереальных энергиях, превышающих значение $\approx e^{40}$ Гэв.

Найдем поправки от взаимодействия померонов, которые возникают в области достижимых энергий.

Рассмотрим сначала амплитуду упругого рассеяния. Ее парциальная t-канальная волна $\varphi(j, t) = g_A(\omega_1 k^2)\, g_B(\omega, k^2)\, G(\omega, k^2)$ была вычислена ранее [см. (1.13)] в первом порядке по r^2/ω с учетом вклада основного полюсного графика и простейшего усиленного (рис. 1, *а*) с одной петлей. Практически немалые поправки (порядка $r^2 \ln \xi$) дают также «полуусиленные» и неусиленные графики. «Полуусиленные» графики рис. 1, *б* дают поправочные члены, отвечающие померонным петлям, указанным на рис. 28, к вершинам $g_A = g_A(\omega, k^2)$ испускания померона частицами следующего вида:

$$g_A(\omega, k^2) = g_A^0 - \frac{N_A r}{2\sqrt{\alpha'_p}} \int \frac{d^2k'/\pi}{\omega + k^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2} = g_A^0 \left[1 + \beta_A \frac{r}{2} \ln\left(\omega + \frac{k^2}{2}\right)\right], \tag{8.1}$$

где вместо $\mathbf{k}'$ была введена переменная $\mathbf{q} = \mathbf{k}/2 - \mathbf{k}$, и интегрирование по $\mathbf{q}^2$ было обрезано на значении $\mathbf{q}^2 \simeq 1$. Величину $\beta_A = N_A/2\sqrt{\alpha'}g_A$ можно оценить, используя для вершины N_A испускания частицей двух реджеонов значение $N_A = C_A g_A^2$ [23, 24], соответствующее при $C_A = 1$ приближению эйконала. Постоянную C_A можно получить из данных опыта о сечении дифракционного рождения частиц: для протонов $C_p^2 = 1{,}3 \pm 0{,}1$.

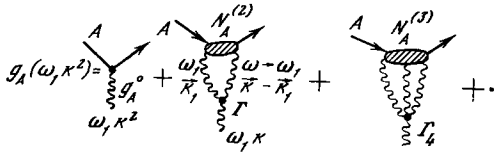


Рис. 28

Таким образом, $\beta_A = C_A g_A/2\sqrt{\alpha'}$ и для парциальной амплитуды t-канала получим, перемножая вершины (8.1) и функцию Грина (1.12), следующее значение:

$$\varphi(j, t) = g_A g_B \left[1 + \frac{\beta_A^2}{2} \ln\left(\omega + \frac{k^2}{2}\right)\right]\left[1 + \frac{\beta_B r}{2} \ln\left(\omega + \frac{k^2}{2}\right)\right] \times$$
$$\times \left\{\frac{1}{\omega + k^2} + \frac{\frac{r^2}{4} \ln \frac{\omega + \frac{k^2}{2}}{r^2/4}}{(\omega + k^2)^2}\right\}. \tag{8.2}$$

Отдельные члены в этом выражении (порядка r и r^2) отвечают полюсному померонному вкладу, вкладу усиленного графика (рис. 1, *а*) с одной петлей и вкладу первых трех «полуусиленных» графиков (рис. 1, *б*). Подставляя это выражение в интеграл (1.1) Зоммерфельда — Ватсона и вычисляя его стандартным путем (см. сноску [1] на стр. 153), получим для суммарного вклада этих графиков $A' = [\operatorname{Im} T'(s, t)/8\pi s]$ в мнимую часть амплитуды следующее значение:

$$A'(\xi_\lambda, k^2) = \tilde{g}_A(\xi k^2)\, \tilde{g}_B(\xi k^2)\, e^{-k^2\xi} \left\{1 + \frac{r^2\xi}{4}\left[\ln \frac{4}{\gamma_0 r^2 \xi} - \int_0^z (e^v - 1)\frac{dv}{v} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{e^z - 1}{z}\right] - \frac{r^2}{2}\beta_A\beta_B \int_0^z e^{u+z} \frac{\ln u/z du}{u + z}\right\}, \tag{8.3}$$

где $z = k^2\xi/2$ и где

$$\tilde{g}_A(\xi_4 k^2) = g_A\left\{1 + \frac{r\beta_A}{2}\left[\ln \frac{1}{\gamma_0 \xi} - \int_0^z (e^v - 1)\frac{dv}{v}\right]\right\}. \tag{8.4}$$

Напомним, что амплитуду $T/8\pi s$ можно получить [6.7], заменяя всюду [5] $\xi = \ln E/\mu = \ln s/2m_N\mu$ на $\xi - i\pi/2$.

---

[5] Или в обычных переменных, заменяя $z = k^2\xi/2$ на $\lambda p_\perp^2/2$, где

$$\lambda = \left(\ln \frac{s}{2m_N\mu} - \frac{i\pi}{2}\right)\alpha'_{(0)} = R^2 + \left(\ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2}\right)\alpha', \quad R^2 = \alpha' \ln \frac{s}{2m\mu},$$

данные опыта об угловом распределении в NN-рассеянии при $s_0 = 2m_N E_0$, $E_0 = 1G_N$ дают [25] для R^2 значение, близкое к 1,8 $(Гэв/c)^{-2}$.

При $\beta_A = \beta_B = 0$ эта формула дает значение (1.14) амплитуды, полученной без учета «полуусиленных» графиков. Их вклад не содержит множителя ξ, но практически не очень мал, так как пропорционален не r^2, а величинам β_A, β_B, которые не малы (для NN-рассеяния, например [25], $\beta_A = \beta_B \simeq 2$).

Такое же значение (8.3), (8.4) амплитуды $T/8\pi\sqrt{s} = iA(\xi - i\pi/2,\ k^2)$ легко получить также непосредственно, развивая теорию возмущений в ξ-пространстве, исходя из функции Грина свободного померона

$$G_0(\xi, k^2) = \exp\left[-(k^2 + \Delta_0)\xi\right], \tag{8.5}$$

где Δ_0 есть затравочное смещение (1.9) полюса Померанчука (этот способ позволяет получить формулу, немного более точную, чем (8.3), (8.4), учитывающую различие радиусов разных померонных вершин g_A, r N_{AA}). Формулы (8.3), (8.4) для вклада «усиленных» и «полуусиленных» графиков отличны от аналогичных значений, полученных в работе Грибова и одного из авторов [7], в предположении об обращении в нуль вершины r при нулевых импульсах померонов. В частности, при $k^2 = 0$ поправки от этих графиков в (8.3), (8.4) в нуль не обращаются (в отличие от [7]) и дают для полного сечения

$$\sigma^{tot\prime}(\xi) = 8\pi\tilde{g}_{\widetilde{A}B}\left(1 - \frac{r\tilde{\beta}_A}{2}\ln\frac{\xi}{\gamma_0\xi_1}\right)\left(1 - \frac{r\tilde{\beta}_B}{2}\ln\frac{\xi}{\gamma_0\xi_1}\right)\left[1 + \frac{r^2}{4}\xi\ln\frac{4}{\gamma_0 r^2\xi}\right], \tag{8.6}$$

где

$$\tilde{g}_A = g_A\left(1 + \frac{r\beta_A}{2}\ln\frac{1}{\gamma_0\xi_1}\right) = \tilde{g}_A(\xi, 0); \qquad \tilde{\beta}_A = \beta_A\left(1 + \frac{r\beta_A}{2}\ln\frac{1}{\gamma_0\xi_1}\right)^{-1};$$

ξ_1 — некоторое число порядка единицы, от выбора которого σ^{tot} не зависит.

Фиксируя такое-то значение энергии $\xi = \xi_{10}$, получим с точностью до членов порядка r^2 (при $\beta_A = \beta_B$)

$$\sigma^{(tot)\prime}(\xi) = \sigma^{(tot)\prime}(\xi_{10})\left(1 - \frac{r\beta_A}{2}\ln\frac{\xi}{\xi_{10}}\right)^2\left[1 + \frac{r^2}{4}\left(\xi\ln\frac{4}{\gamma_0 r^2\xi} - \xi_{10}\ln\frac{1}{\gamma_0 r^2\xi_{10}}\right)\right].$$

Основное значение имеет последний множитель, ведущий к логарифмическому росту $\sigma^{tot\prime}$ (переходящему, как мы видели, в области сильной связи при $r^2\xi > 1$ в рост вида $\sim \xi^{1/6}$). Однако в области достижимых энергий $E \sim 10$—10^3 *Гэв* эффект первых двух множителей оказывается превалирующим и $\sigma^{tot\prime}$ слабо убывает.

Учет четырехпомеронных взаимодействий $\lambda_{13}\varphi\varphi^{+3}/3$ и $\lambda_{22}\varphi^2\varphi^{+2}/4$ приводит к графикам (рис. 29), которые дают:

а) добавочные члены в вершине (8.4), отвечающие графикам (рис. 29, *а*, *б*)

$$\Delta g_a(\xi, 0) = -\frac{N_A^{(3)}\lambda_{13}}{18\alpha'\xi},$$

где $N^3{}_A = C_A^2 g_A^3$ — вершина испускания трех померонов частицей A;

б) добавку к функции Грина померона $G = 1 + \frac{r^2\xi}{4}\ln\frac{4}{\gamma_0 r^2\xi}$ вида $\Delta_3 G(\xi, 0) = \frac{\lambda_{13}^2}{18}\ln\gamma_0\xi$, отвечающей трехпомеронной, собственно, энергетической части рис. 29, *в*;

в) добавку к $\sigma^{tot\prime}$ члена

$$\frac{\Delta_\lambda\sigma^{tot}}{8\pi} = \frac{N_A N_B}{4\alpha'\xi}\left[1 - \left(1 + \frac{\lambda_{22}}{4}\ln\frac{\gamma_0\xi}{\xi_0}\right)^{-2}\right].$$

определяющего суммарный вклад всех графиков (рис. 29, *а*) с любым числом рассеяний померона на помероне по t-каналу. Здесь $N_A = C_A g_A^2$, а ξ_0 — некоторая постоянная порядка единицы ($\xi_0 \simeq \xi\,(E \simeq 20\ G\omega)$). Вклад первого

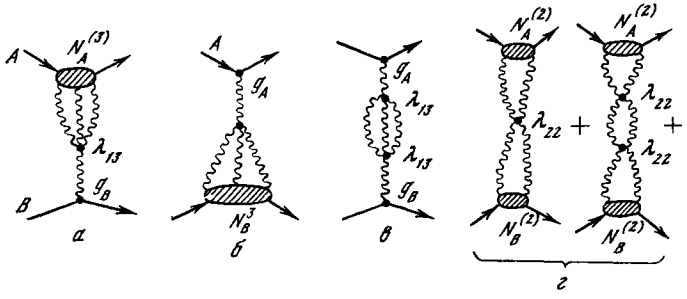


Рис. 29

из графиков (рис. 29, *г*) определяется тем же выражением, в котором квадратная скобка заменена на $\frac{\lambda_{22}}{2}\ln\frac{\gamma_0\xi}{\xi_0}$. На рис. 30 приведен ход сечения

$$\sigma^{tot'}(\xi) = 8\pi g_0^2\left[\left(1 - \frac{r\beta_A}{2}\ln 1/\gamma\xi - \frac{C_p^2 g_0^2\lambda_{13}}{18\alpha'\xi}\right)^2\right]\left(1 + \frac{r^2\xi}{4}\ln\frac{4}{\gamma_0 r^2\xi} + \right.$$
$$\left. + \frac{\lambda_{13}}{18}\ln\gamma_0\xi\right) + \frac{C_p^2 g_0^2}{8\alpha'\xi}\lambda_{22}\ln\frac{\gamma_0\xi}{\xi_0} \qquad (8.7)$$

в зависимости от лабораторной энергии E в случае pp-взаимодействия.

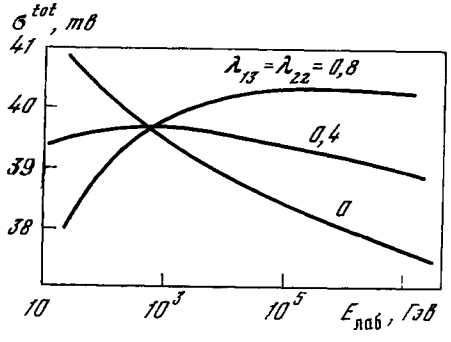


Рис. 30

При вычислениях было положено $\xi_1 = \xi_0 = \xi\,(E = 20)$ и $\xi = \ln E + R^2{}_0/\alpha_p'$, где $E = E_{лаб}$ в *Гэв*, $R_0^2{}^1/_{12}\alpha_\perp \approx 4{,}2$, $r = {}^1/_{12}$, $C_p^2 = 1{,}3$, $\tilde{g}_0^2 = 5{,}2$ [19], где $\tilde{g}_0 = g_0\left(1 + \frac{r\rho_p}{2}\ln\frac{1}{\gamma\xi_1}\right)$. Как видно, при малых λ_{13} и λ_{22} величина $\sigma^{tot'}$ убывает за счет роста двухпомеронных поправок к вершинам $\tilde{g}\,(\xi, 0)$. Лишь при $\lambda_{13} = \lambda_{22} \simeq 0{,}4$ этот рост компенсируется ходом трехпомеронных членов. Грубая оценка констант λ_{13}, λ_{22} дает для них [13] меньшие значения $\sim 0{,}2$. Этот результат, по-видимому, означает, что весь наблюдаемый на опыте [27] рост сечения pp-взаимодействия в области от 70 до 1400 $G\omega$ примерно на 3 *мв* обусловлен неучтенным здесь вкладом $\Delta A\,(\xi, k^2)$ неусиленных графиков (рис. 1, *в*). Приближенно он может быть представлен [24, 26] в виде

$$\Delta A(\xi, k^2) = \sum_{n=2} \frac{N_A^{(n)} N_B^{(n)}}{n,\, n!}\,\frac{\exp(-k^2\xi/n)}{(-\alpha_p'\xi)^{n-1}}, \qquad (8.8)$$

причем $A(\xi, k^2) = A' + \Delta A$, где A' — вклад (8.3) усиленных графиков. Здесь $N_A^{(n)}$, $N_B^{(n)}$ — вершины испускания n-померонов, составляющиеся частицами A и B. При $N_A^{(2)} \approx C_A g_A^2$ с $C_A \approx 1{,}3$ вклад двухпомеронного члена велик — порядка 20—300%. Грубые оценки остальных членов на основе соотношения [25]

$$N_A^{(n)} = C_A^{n-1} g_A^n, \tag{8.9}$$

которое трудно обосновать теоретически, приводит к модели «квазиэйконала». В ее рамках полное сечение

$$\sigma_0 + \Delta\sigma = 8\pi\,[g_0^2 + \Delta A(\xi, 0)] \tag{8.10}$$

оказывается растущим (даже без учета усиленных графиков) за счет вымирания при $\xi \to \infty$ основного двухпомеронного вклада в (8.8). Для NN-взаимодействия оно увеличивается в указанной области примерно [26] на 2 *mb*.

Как видно из рис. 30, примерно такой же ход будет иметь полное сечение

$$\sigma^{(tot)}(\xi) = \sigma^{(tot)'}(\xi) + 8\pi\Delta A(\xi, 0),$$

полученное с учетом вклада (8.7) всех усиленных графиков (при $\lambda_{13} = \lambda_{22} \simeq \simeq 0{,}4$). Ясно, что небольшое изменение вклада высших ветвлений в (8.8) (например, уменьшение вклада (8.9) трехпоронного члена $N_A^{(3)}$) может дать еще более крутой рост $\sigma_{pp}^{(tot)}$ и привести к увеличению $\sigma_{pp}^{(tot)}$ при энергии $E \sim \sim 2 \cdot 210^3$ (ISR) не на 2 *мв*, как в (8.8) — (8.10), а на 3—3,5 *кв* в соответствии с данными опыта [27].

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini.* Nuovo Cim., 1962, 26, 896.
2. *В. Н. Грибов.* ЖЭТФ, 1967, 53, 654.
3. *В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1965, 2, 361; Phys. Rev., 1965, 139, B184; Phys. Lett., 1964, 9, 269; 1964, 12, 153.
4. *В. В. Судамов.* ЖЭТФ, 1956, 30, 87.
5. *V. A. Abramovsky, V. N. Gribov, O. V Kancheli.* Proc. of XVI Conf. of High Energy Phys., 1973, 1, 389.
6. *В. Н. Грибов, А. А. Мигдал.* Я. Ф., 1968, 8, 1002.
7. *В. Н. Грибов, А. А. Мигдал.* Я. Ф., 1968, 8, 1218.
8. *В. Н. Грибов, А. А. Мигдал.* ЖЭТФ, 1968, 55, 1498.
9. *И. А. Вердиев, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, А. М. Попова, К. А. Тер-Мартиросян.* ЖЭТФ, 1964, 46, 1700; *J. Finkelstein, K. Kajantie.* Phys. Lett., 1968, 26Б, 305; Nuovo Cim, 1968, 56A, 659.
10. *V. N. Gribov.* Proc. of XVI Conf. on High Energy Phys., 1973, 3, 491.
11. *N. Derrick.* Rep. on International Seminar. Dubna, 1973.
12. *А. Б. Кайдалов, Ю. Ф. Пирогов, Н. Л. Тер-Исаанян, В. А. Хозе.* Письма ЖЭТФ, 1973, 17, 626.
13. *A. B. Kaidalov, K. A. Ter-Martirosyan.* Nucl. Phys., 1967, B56.
14. *M. G. Albrow* et al. Nucl. Phys., 1973, B51, 388; 1973, B54, 6; *J. S. Sens.* Rep. of Conf. on particle Physics. N. Y., 1973.
15. *R. Sannes* et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 761.
16. *L. D. Kadanoff.* Phys. Rev. Lett., 23, 1919, 1430.
17. *А. А. Мигдал.* ЖЭТФ, 1968, 55, 164; *А. М. Поляков.* ЖЭТФ, 1968, 55, 1026; 1969, 57, 271.
18. *K. G. Wilson.* Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 548; Phys. Rev., 1973; Phys. Rev., 1973, D7, 2910.
19. *К. Г. Боресков, А. М. Лапидус, С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1971, 14; 814; Nucl. Phys., 1971, B40, 307.
20. *M. Gell-Mann, F. Low.* Phys. Rev., 1954, 95, 1300; *K. G. Wilson.* Phys. Rev., 1971, D3, 1818; *Н. П. Боголюбов, Д. В. Ширков.* Квантовая теория поля. Гостехиздат, 1957.

21. *V. A. Abramovsky, O. V. Kancheli, I. D. Mandzhavidze.* Я. Ф., 1971, **13**, 1102; Sov. Nucl. Phys., 1971, **13**, 640.
22. *A. Mueller.* Phys. Rev., 1970, **D2**, 2241, 2963; 1971, **D4**, 150.
23. *H. Abarbanel, G. Chew, M. Goldberger, L. Saunders.* Phys. Rev. Lett., 1971, **26**, 937.
24. *А. Б. Кайдалов.* Я. Ф., 1971, **13**, 401.
25. *К. А. Тер-Мартиросян.* Я. Ф., 1969, **10**, 1047; Письма ЖЭТФ, 1972, **15**, 734; Nucl. Phys., 1972, **B36**, 566.
26. *А. И. Лендел, К. А. Тер-Мартиросян.* Письма ЖЭТФ, 1970, **11**, 70; *С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартиросян.* Письма ЖЭТФ, 1972, **16**, 32; *K. A. Ter-Martirosyan.* Phys. Lett., 1973, **44B**, 179.
27. *S. R. Amendolia, G. Belletini* et al. Phys. Lett., 1973, **44B**, 119; *U. Amaldi, R. Biancastelli* et al. Phys. Lett., 1973, **44B**, 112.

Я. А. СМОРОДИНСКИЙ

СПЕКТР ПАРТОНОВ И РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КИНЕМАТИКА

Когда электрон с энергией в десятки гигаэлектронвольт сталкивается с нуклоном, он передает нуклону в одном акте большую энергию и импульс. Для того чтобы описать ход событий теоретически, надо понять, во-первых, каким образом нуклон поглощает эти импульс и энергию, и, во-вторых, каким путем происходит разрядка такого возбуждения нуклона и рождение конечных продуктов реакции, реакции, названной Фейнманом инклюзивной. Гипотеза, что инклюзивная реакция распадается, факторизуется на два этапа сравнительно слабо коррелированных друг с другом, высказана разными авторами, начиная с Ферми, Ландау и Померанчука [1] (гидродинамическая модель), и, по-видимому, правильно отражает реальное положение вещей.

Бьоркен обратил внимание, что сечение инклюзивной реакции, происходящей при столкновении быстрого электрона с протоном, зависит (при заданной начальной энергии электрона — E) не от двух параметров (угла и конечной энергии электрона — E'), а только от одного; Бьоркен установил таким образом принцип подобия. Принцип подобия Бьоркена (скэлинг) можно описать так.

Рассмотрим электроны, которые после неупругого рассеяния попадают в некоторый телесный угол $d\Omega$ (θ, φ). Если бы рассеяние было упругим, то электрон в системе лаборатории имел бы определенную энергию, которую легко вычислить из закона сохранения энергии импульса $P + q = P'$, где q — четырехимпульс переданного импульса; P — четырехимпульс нуклона в начальном состоянии; P' — четырехимпульс системы всех остальных продуктов в конечном состоянии. Если в конце протон остается протоном, то

$$\frac{2Pq}{-q^2} \overset{def}{=} \frac{1}{x} = 1,$$

и, очевидно,

$$Pq = M(E - E') \overset{def}{=} M\nu,$$

$$q^2 = 2(m^2 - EE' + (E^2 - m^2)^{1/2}(E'^2 - m^2)^{1/2}\cos\theta).$$

Если реакция неупругая, то на каждом угле будет наблюдаться спектр энергий, который удобно характеризовать функцией распределения $f(x)$. Для упругого процесса $f(x) = \delta(x - 1)$.

Явление скэлинга состоит в том, что эта функция $f(x)$ оказывается универсальной функцией, одной и той же для всех углов. Независимость $f(x)$ от угла и есть основное свойство первого этапа реакции.

Функцию $f(x)$ можно интерпретировать как распределение степеней свободы (спектра партонов), поглощающих импульс, причем каждую степень свободы можно описывать как частицу с импульсом xP, поглощающую импульс q как свободная частица. Это видно из формул

$$\frac{2Pq}{-q^2} = \frac{2(Px)q}{-q^2}\frac{1}{x} = \frac{1}{x}, \qquad x \in [0, 1],$$

так как при упругом столкновении первый множитель равен единице.

Таким образом, независимость $f(x)$ от угла позволяет ввести понятие универсального спектра партонов.

Фейнман [2] выдвинул гипотезу, что этот спектр имеет вид

$$f(x)\,dx = a\frac{dx}{x}$$

в интервале $x \in (0, 1)$ с некоторыми отклонениями у концов интервала. При этом он использует в качестве переменной быстроту η, определяемую по формуле

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{\varepsilon + P_{\parallel}}{\varepsilon - P_{\parallel}} \simeq \ln 2P_{\parallel} + \ln x,$$

где ε и $P_{\parallel}$ — энергии и продольный импульс партона [1].

В этой переменной функция распределения партонов имеет вид плато, простирающегося (в лабораторной системе) от 0 до $\ln 2P_{\parallel}$ до поглощения импульса и от $-\ln xP_{\parallel}$ до $\ln 2P_{\parallel}$ [3, 4] после поглощения.

Третья (и основная)и гипотеза теории Фейнмана состоит в том, что на второй фазе реакции — образование вторичных частиц — спектр этих частиц повторяет спектр партонов. Это значит, что спектр вторичных частиц имеет вид плато, границы которого стремятся к бесконечности с ростом энергии реакции. Это свойство реакции указывает на появление при больших энергиях некоторого нового закона сохранения — сохранения формы спектра.

Оказывается, что такой закон хорошо описывается в терминах релятивистских разложений амплитуд [5]. При этом надо только пользоваться системой координат, отвечающей симметрии задачи. Такой системой является цилиндрическая система координат (С-система). Некоторые формулы, связанные с таким описанием, обсуждаются ниже. Отметим, что описание в терминах релятивистских разложений придает теории инвариантную форму и не требует использования определенных систем отсчета (типа систем с бесконечным импульсом).

Выберем в качестве переменной относительную релятивистскую 4-скорость u ($u^2 = 1$). Введем следующую параметризацию

$$u_0 = \operatorname{ch}\zeta\operatorname{ch}\zeta, \qquad u_2 = \operatorname{sh}\zeta\cos\Phi,$$
$$u_3 = \operatorname{ch}\zeta\operatorname{sh}\eta, \qquad u_1 = \operatorname{sh}\zeta\sin\Phi.$$

Сразу видно, что

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{u_0 + u_3}{u_0 - u_3}$$

[1] Эта переменная давно используется в теории космических лучей. Наиболее последовательно с использованием системы координат, о которой будет идти речь ниже, она содержится в работе Милехина [6].

и что продольная быстрота $m\operatorname{ch}\zeta$ играет роль «поперечной» массы

$$m\operatorname{ch}\zeta = m_{\perp} = (\varepsilon^2 - P_{\parallel}^2)^{1/2}.$$

В работе [5] показано, что в такой системе координат полную ортогональную систему функций образует система решений уравнения Даламбера, имеющая вид

$$\Psi_m(P, \tau) = N_m(P, \tau)\, e^{im\Phi} e^{i\tau\eta} F\left(\frac{1 + i\tau + iP}{2}, \frac{1 - i\tau - iP}{2}; m + 1; \operatorname{th}^2\frac{\zeta}{2}\right).$$

Состояние характеризуется тремя квантовыми числами: обычным магнитным m и двумя релятивистскими τ и P, которые связаны с квадратом четырехмомента количества движения системы. Нормировочный множитель $N_m(P, \tau)$ приведен в работе [5]. Здесь он нам не нужен.

Разложение функции распределения партонов или вторичных частиц содержит разложение Фурье по продольной быстроте. Мы используем именно это обстоятельство. Можно еще заметить, что лоренцевское преобразование вдоль движения частиц сводится просто к замене $\eta \to \eta + \eta^*$, где η^* — быстрота новой системы отсчета, что отражает аддитивность быстрот.

Если разлагать спектр по введенным таким образом функциям, то, очевидно, в разложении будет эффективно участвовать полоса «частот» $\Delta\tau$, равная по порядку величины $\Delta\tau \to 1/\Delta n$, где $\Delta\eta$ — ширина плато в распределении. При $\Delta\eta \to \infty$, что отвечает бесконечно большим энергиям, $\Delta\tau \to 0$ и даже $\tau \to 0$. Ясно, что распределению не зависящему от быстрот, отвечает нулевая компонента Фурье.

Образование спектра вторичных частиц в модели партонов происходит с сохранением этого свойства при бесконечно больших энергиях, его можно описывать как процесс с асимптотическим сохранением квантового числа τ. Можно теперь задать вопрос о физическом смысле τ. Поскольку τ сопряжено с компонентой относительной четырехскорости, то по аналогии с обычной плоской волной τ можно рассматривать как относительную координату в некотором квазикоординатном пространстве. Мы говорим — квазикоординатном, так как такие координаты нельзя ввести непосредственно из координат-аргументов волновых функций системы.

Рассмотрение относительных координат в релятивистской системе двух частиц было предложено в работах Кадышевского [7].

Таким образом можно сказать, что при $\eta \to \infty$ спектры партонов и вторичных частиц описываются дельта-функцией $\delta(\tau)$, при конечных энергиях дельта-функция заменяется на узкое распределение по τ.

Появление дельта-функции в такой картине можно интерпретировать как описание контактного взаимодействия в таким образом введенном пространстве. Похожая картина, как известно, возникает в обратном нерелятивистском предельном случае, когда длина волны $\lambda \to \infty$. В этом случае возникает изотропия по углу и квантовое число l обращается в нуль. Аналогия ($\lambda \to \infty$, $l \to 0$) и ($\eta \to \infty$, $\tau \to 0$) кажется не лишенной смысла.

Рассуждения, приведенные выше, показывают, что пространство координат τ (и соответственно P) может быть действительно удобным для описания процессов при высоких энергиях.

В заключение я хотел бы поблагодарить И. С. Шапиро за ознакомление с его работой, в которой развиваются похожие идеи, и В. Г. Кадышевского за стимулирующую дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. L. Feinberg.* Phys. Rev., 1973, 5 (N. 5), 237.
2. *R. Feynmann.* Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1415.
3. *R. Feynmann.* Neutrino 2 (конференция в Венгрии, 1972).
4. *R. Feynmann.* High Energy Collisions, 3rd Int. Conf. at Stone Brook, 1969, p. 237.
5. *Н. Я. Виленкин, Я. А. Смородинский.* ЖЭТФ, 1964, 46, 1793.
6. *Г. А. Милехин.* ЖЭТФ, 1958, 35, 1186.
7. *В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков.* Сб. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», 1972, т. 2, вып. 3, стр. 635 (гл. 3).

И. С. ШАПИРО

О ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ ПАРТОНОВ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

1. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ r-ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Составные модели адронов приводят к необходимости рассматривать волновые функции связанных состояний релятивистских частиц. В шредингеровском представлении волновая функция адрона

$$\varphi_n(k_1, \varepsilon_1, \ldots, k_n\varepsilon_n)$$

зависит от импульсов k_i и энергий ε_i партонов, причем

$$\varepsilon_i \equiv \sqrt{k_i^2 + m_i^2},$$

где m_i — масса партона. Импульс адрона равен сумме импульсов партонов, а его масса M удовлетворяет неравенству

$$M < \sum_i^n m_i,$$

выражающему невозможность распада свободного адрона на партоны. Поскольку речь идет о связанном состоянии, волновые функции φ_n следует считать нормируемыми. Релятивистски инвариантная норма определяется интегралом

$$\int |\varphi_n|^2 \prod_{i=1}^{\Lambda} \frac{dk_i}{\varepsilon_i} < \infty.$$

Физическая природа партонов для рассматриваемых в данной статье вопросов не имеет существенного значения. Можно, с одной стороны, подразумевать под партонами кварки, а с другой — интерпретировать функции φ_n просто как компоненты фоковского вектора состояния системы квантовых полей, отвечающего полному импульсу и энергии. В этом случае роль партонов могут играть любые частицы. Мы будем считать в дальнейшем спин партона равным нулю. Это ограничение не является принципиальным и введено исключительно для упрощения формул. Будем считать, что при переходе из одной лоренцевой системы отсчета в другую функции φ_n пре-

образуются за счет сдвига аргументов, если $K' = gK$, $K \equiv (k, \varepsilon)$, где g — преобразование Лоренца, то $T_g\varphi_n(\ldots K \ldots) \equiv \varphi_n'(\ldots K' \ldots) = \varphi_n(\ldots g^{-1}K' \ldots)$. Очевидно, что функция φ_n' в новой системе отсчета не может быть явно выражена через φ_n, если зависимость последней от K неизвестна. Это обстоятельство в свое время побудило автора осуществить разложение представления T_g группы Лоренца, по которому преобразуются волновые функции φ_n, на неприводимые части, или, точнее, на прямое произведение n неприводимых представлений, отвечающих сдвигу каждого из аргументов [1, 2]. Чтобы пояснить, каким образом такое разложение позволяет упростить трансформационные свойства рассматриваемых волновых функций, полезна аналогия с преобразованием Фурье. Если функция пространственных координат преобразуется при смещении начала отсчета за счет сдвига аргумента, то ее фурье-компонента приобретает при этом фазовый множитель, одинаковый для всех функций и зависящий только от импульса и параметров трансляции. Импульс является величиной, характеризующей неприводимые представления (одномерные) группы трансляций. Сходная, хотя и более сложная, ситуация имеет место для преобразований Лоренца, которые могут рассматриваться как трансляции в пространстве Лобачевского (на поверхности гиперболоида $\varepsilon^2 - k^2 = m^2$). При этих трансляциях за счет сдвига аргументов (импульсов) преобразуются как раз волновые функции φ_n.

Представление T_g унитарно, поскольку инвариантная норма функций φ_n положительно определена. Унитарны и неприводимые представления, содержащиеся в T_g. Все они бесконечномерны из-за некомпактности группы Лоренца. Согласно работе [1], имеют место следующие интегральные соотношения[1]:

$$\varphi(k, \varepsilon) = (2\pi)^{-3/2}\int \xi(k, r)\,\psi(r)\,dr, \tag{1}$$

$$\psi(r) = (2\pi)^{-3/2}m\int \xi^*(k, r)\,\varphi(k, \varepsilon)\,\frac{dk}{\varepsilon}. \tag{2}$$

Здесь

$$\xi(k, r) = \left(\frac{\varepsilon - kn}{m}\right)^{-1+imr}, \qquad n \equiv r/r. \tag{3}$$

Базисные функции $\xi(k, r)$ ортогональны и нормированы на Δ-функции, так что

$$\int |\psi|^2\,dr = \int |\psi|^2\,\frac{dk}{\varepsilon}. \tag{4}$$

Из-за краткости мы привели формулы для функций от одной векторной переменной. Соответствующие выражения для функций φ_n от n векторных аргументов получаются n-кратным применением преобразований (1) и (2).

При переходе в систему отсчета, движущуюся относительно исходной со скоростью β, функция $\psi(r)$ испытывает сдвиг углового аргумента n и приобретает множитель. Модуль же вектора r при этом не меняется: число r характеризует неприводимое унитарное представление группы Лоренца, по которому преобразуется $\psi(r)$ [2]. Закон преобразования $\psi(r)$ выражается

---

[1] Мы используем обозначения, введенные В. Г. Кадышевским в работе [3].

[2] Групповой смысл числа r пояснен в статьях [1, 2]. Изложение теории унитарных представлений группы Лоренца содержится в монографии [4].

равенством

$$\psi'(r') = \xi^*(P, r)\,\psi(u_\beta^{-1} r'). \tag{5}$$

Здесь P — импульс партона, имеющего скорость β, а u_β — матрица поворота, связывающая векторы n' и n,

$$n' = u_\beta n. \tag{6}$$

Этот поворот в точности равен аберрации светового луча: n' параллелен направлению световой волны, распространявшейся в исходной системе вдоль n.

Допустим теперь, что в системе покоя адрона произведено разложение волновой функции в r-представлении по орбитальным моментам партонов

$$\psi_n(r_1, r_2, \ldots, r_n) = \sum_l f^J_{l_1 \ldots l_n}(r_1, \ldots, r_n)\, Y^{JJ_3}_{l_1 \ldots l_n}(n_1, \ldots, n_n). \tag{7}$$

В этом равенстве l_i — орбитальный момент i-го партона; J, J_3 — спин адрона и его проекция. Согласно (5), в новой системе отсчета мы будем иметь

$$\psi'_n(r'_1, \ldots, r'_n) = \left[\prod_{i=1}^{n} \xi^*(P, r'_i)\right] \psi_n(\ldots u_\beta^{-1} r'_i \ldots). \tag{8}$$

Из формулы (8) видно, что вся информация о динамике взаимодействия партонов, сосредоточенная в радиальных функциях f, переводится в любую лоренцеву систему почти так же, как при вращениях осей координат, поскольку радиальные переменные лоренц-инвариантны, а множители ξ^* не зависят от вида ψ-функций. Иное положение имеет место для импульсных волновых функций φ_n. В этом случае выделение угловой части волновой функции мало что меняет в смысле трансформационных свойств, так как при лоренцевых преобразованиях изменяются не только направления импульсов, но и их абсолютные величины. Можно сказать, что переходом к r-представлению достигается максимальное разделение кинематических и динамических характеристик системы релятивистских частиц, описываемых волновой функцией.

2. О ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Укажем еще одно важное свойство рассматриваемых интегральных преобразований, впервые отмеченное в работе [3]: в нерелятивистском пределе ($k/m \ll 1$) формулы (1), (2) переходят в интегралы Фурье, и, следовательно, r-представление превращается в обычное координатное. Это дает возможность написать в r-представлении волновую функцию ядра, движущегося с релятивистской скоростью, выразив ее через пространственную волновую функцию в системе покоя. Рассмотрим с иллюстративной целью движущийся дейтрон. Его волновая функция отвечает S-состоянию относительного движения нуклонов (мы пренебрегаем спиновыми эффектами и примесью D-волны). Поэтому в системе покоя

$$\psi_d(r_1, r_2) = f(r), \tag{9}$$

где

$$r = (r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 n_1 n_2)^{1/2}.$$

При переходе в движущуюся систему переменная r останется неизменной, так как r_1 и r_2 лоренц-инвариантны, а векторы n_1 и n_2 испытывают одинако-

вый аберрационный поворот. Используя формулу (8), мы получим для волновой функции дейтрона, движущегося со скоростью β и имеющего, следовательно, импульс $P = 2P$,

$$\psi_d'(r_1', r_2') = \xi^*(P/2, r_1')\,\xi^*(P/2, r_2') \quad f(r'), \tag{10}$$

причем $r' = |r_1' - r_2'| = r$. Если $\beta \ll 1$, то $\xi^*(P/2, r_j') \approx e^{ipr_j/2}$, $j = 1, 2$ и для ψ_d' получается обычная нерелятивистская волновая функция $\psi_d' \approx \approx e^{ip(r_1'+r_2')/2} f(r')$. Подставив волновую функцию (9) в интеграл (1), мы найдем волновую функцию релятивистского дейтрона в импульсном представлении. Заметим, что ее нельзя получить, отправляясь от фурье-разложения волновой функции покоящегося дейтрона (9). В самом деле, фурье-образ функции (9) не содержит в явном виде энергий нуклонов ε_1 и ε_2. Вследствие этого лоренц-трансформационные свойства полученной таким образом импульсной волновой функции не могут быть определены. С необходимостью рассматривать волновые функции релятивистских ядер мы встречаемся в задачах теории столкновения ядер, движущихся с релятивистской относительной скоростью. В этом случае нельзя найти системы отсчета, в которой оба сталкивающихся ядра можно было бы трактовать как нерелятивистские. В связи с недавними экспериментами по созданию пучков релятивистских дейтронов (см., например, [5]) теоретическое рассмотрение конкретных реакций, происходящих при столкновении релятивистских ядер, представляется актуальным. Приведенные выше результаты создают для этого необходимую кинематическую основу. Хотелось бы также обратить внимание на определенную, подчеркиваемую данным аппаратом общность упомянутого круга ядерных явлений и физики неупругих столкновений адронов при высоких энергиях (если, конечно, партонная модель в существенной мере отвечает действительности).

3. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ БЫСТРОГО АДРОНА

Одним из значительных доводов в пользу партонной модели является наблюдаемая на опыте масштабная инвариантность инклюзивных сечений (скейлинг). Мы покажем сейчас, что скейлинг может быть объяснен как простое следствие локализованности партонов в r-пространстве или, если угодно, что из существования масштабной инвариантности и основных положений партонной модели следует локализованность адрона в r-пространстве. Мы будем исходить, ради простоты, из предположения, что в системе покоя адрона все партоны имеют нулевые орбитальные моменты. Это означает, что в разложении (7) мы удерживаем только один член, для которого все $l = 0$. Из последующего будет ясно, что учет ненулевых орбитальных моментов не изменит сформулированного выше результата. Поскольку ψ-функция в рассматриваемом приближении зависит только от радиальных переменных r_i, в формуле (1) легко выполнить угловое интегрирование. Оно дает (для одной переменной)

$$\varphi(k, \varepsilon) = \frac{1}{k}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^\infty \sin \eta_k r \chi(r)\, dr. \tag{11}$$

Мы положили здесь массу партона $m = 1$,

$\psi(r) = \chi(r)/r$

и обозначили через η_k быстроту партона с импульсом k

$$\eta_k = \frac{1}{2} \ln \frac{\varepsilon + k}{\varepsilon - k}.$$

Мы видим из формулы (11), что r-пространство фурье-сопряжено быстротам. В произвольной системе отсчета, в которой адрон движется со скоростью β, разложение (1) примет вид

$$\varphi'(k, \varepsilon) = \frac{1}{\operatorname{sh} \eta} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \sin \eta r \chi(r)\, dr, \tag{12}$$

где

$$\operatorname{ch} \eta = \varepsilon (P^2 + 1)^{1/2} - kP. \tag{13}$$

Формула (12) получается в результате выполнения преобразования (5) под знаком интеграла в соотношении (1) с последующим использованием теоремы сложения для базисных функций ξ[3]

$$\int \xi^*(P, r)\, \xi(k, r)\, dn = 4\pi \frac{\sin \eta r}{r \operatorname{sh} \eta}.$$

Нас будет интересовать вид разложения (12) при $P \gg 1$ и малых поперечных составляющих k_t импульсов k, причем будет принято, что

$$0 < x < 1, \quad xP \gg 1, k_t. \tag{14}$$

При этих ограничениях можно переписать выражение (13) в следующей форме:

$$\operatorname{ch} \eta \approx \operatorname{ch} \eta_0 - \frac{m_t^2}{P^2} \frac{x^4 - 2x^2 + m_t^2}{8x^3}. \tag{15}$$

Здесь

$$m_t^2 \equiv k_t^2 + 1,$$

$$\operatorname{ch} \eta_0 \equiv \frac{x^2 + m_t^2}{2x}. \tag{16}$$

Из (15) и (16) получаем, что

$$\eta \approx \eta_0 + \Delta\eta, \tag{17}$$

где

$$\Delta\eta = \frac{m_t^2}{8x^2 Z P^2}, \quad Z = \sqrt{(x^2 + m_t^2)^2 - 4x^2}. \tag{18}$$

Здесь η_0 не зависит от P

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{x^2 + m_t^2 + Z}{x^2 + m_t^2 - Z}. \tag{19}$$

Заметим, что при условиях (14) имеет место приближенное равенство

$$\eta \approx \eta_0 \approx \eta_P - \eta_k, \tag{20}$$

---

[3] Эта формула опубликована в [2]. Вследствие лоренц-инвариантности интеграла в левой части равенства его легко вычислить, перейдя в систему отсчета, в которой один из импульсов (P или k) равен нулю.

где η_P — быстрота адрона со скоростью β

$$\eta_P = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}.$$

Из приведенных формул следует, что при $P \to \infty$ быстроты перестают зависеть от P. Это, однако, не означает, что при больших P всегда можно опустить $\Delta\eta$ под знаком интеграла в формуле (12). Последнее допустимо лишь в том случае, когда эффективный интервал интегрирования $\bar{r}$ в уравнении (12) конечен и достаточно мал

$$\bar{r}\Delta\eta \ll 1. \tag{21}$$

Тогда из формулы (12) следует, что при ограничениях (14) и (21) распределения партонов по x и k не зависит от P. Как известно (см. [6]), это обусловливает масштабную инвариантность глубоко неупругих процессов взаимодействия лептонов с адронами. Количественные критерии «выхода на скейлинг» кроме кинематических условий (14) определяются также размерами адрона в r-пространстве, т. е. неравенством (21).

4. О МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ГЛУБОКО-НЕУПРУГИХ РЕАКЦИЯХ

Любопытным следствием изложенного является заключение о том, что множественность адронов, рождающихся в глубоко неупругом процессе, может расти как степень логарифма энергии. Этот вывод основывается на простых соображениях, связанных с ограниченностью размеров адронов в r-пространстве.

Согласно партонной модели партон, выбитый из мишени, распадается на адроны меньшей массы (будем считать их, для определенности, пионами). Образовавшиеся пионы можно рассматривать как составные части партона совершенно так же, как адрон-мишень представлялся состоящим из партонов. Различие состоит в том, что партон не стабилен относительно распада на свои пионные конститюэнты, тогда как адрон считается связанным состоянием партонов. Хотя волновая функция квазистационарного состояния не является квадратично-интегрируемой, ее все же можно считать локализованной приближенно. Это означает, согласно предыдущему, что

$$\overline{\eta^2} = \overline{(\eta' - \eta_\pi)^2} = (\mu r_0)^{-2}, \tag{22}$$

где η', η_π — быстроты партона и пиона; μ — масса пиона и r_0 — величина, имеющая смысл некоторой корреляционной длины в r-пространстве. Из формулы (12) следует, что φ' есть четная функция η, поэтому

$$\bar{\eta} = \overline{(\eta' - \eta_\pi)} = 0, \qquad \bar{\pi}_\pi = \eta'. \tag{23}$$

Соотношения (22) и (23) качественно определяют спектр пионов. Если

$$\eta' \gg (\mu r_0)^{-1} \tag{24}$$

(т. е. если корреляционная длина r_0 достаточно велика), то заметной вероятностью будет характеризоваться лишь распад на пионы с быстротами $\eta_\pi \simeq \eta'$. Если же $\overline{\eta^2} \simeq \eta'^2$ или, согласно (22) и (23),

$$\eta' \simeq 1/\mu r_0, \tag{25}$$

то при распаде быстрого партона ($\eta' \gg 1$) будут испускаться и сравнительно медленные пионы ($\eta_\pi \ll \eta'$). Таким образом, необходимым условием возникновения медленных в указанном смысле пионов является достаточно малое значение корреляционной длины. Представляется вероятным, что последняя

связана с множественностью (числом пионов) η_π. В самом деле, партон разумно считать системой с переменным числом распадных конституэнтов (см. [6, 7]). Иными словами, волновая функция партона есть фоковский столбец, компоненты которого отвечают разным числам n_π. Кажется естественным принять вместе с тем, что партон в целом (т. е. все компоненты фоковского столбца) характеризуется единым полным размером R в r-пространстве, одинаковом для всех его пионных состояний с разными числами n_π. Эту модель можно иллюстрировать примером из ядерной физики. Рассмотрим возбужденное ядро C^{12}, распадающееся на три α-частицы, которые можно интерпретировать как распадные конституэнты этого ядра. Как и 12 нуклонов, α-частицы заключены в одном и том же пространственном объеме. Вследствие этого плотности, а следовательно, и корреляционные длины α-частиц и нуклонов различны. Отличие данного примера от пионной модели партона состоит в том, что в случае ядра с изменением числа конституэнтов меняется и их природа. Но это обстоятельство, обусловленное сохранением барионного заряда, является, очевидно, второстепенным для интересующего нас вопроса.

В соответствии с вышесказанным мы положим, что пионная корреляционная длина r_0 уменьшается с увеличением n_π. Естественно принять для этой зависимости степенной закон

$$r_0 = Rn_\pi^{-S/3}. \tag{26}$$

Линейному по n_π росту плотности отвечает $S = 1$. Из (25) и (26) получаем

$$n_\pi \approx a(\eta')^{3/S}, \qquad a(\mu R)^{3/S}. \tag{27}$$

Быстрота выбитого партона в лабораторной системе связана с передаваемой энергией ν соотношением

$$\eta' \approx \ln \frac{2\nu}{m}.$$

Подставив это равенство в (27), находим

$$n_\pi = a\left(\ln \frac{2\nu}{m}\right)^{3/S}. \tag{28}$$

Вполне возможно, в частности, что множественность сравнительно медленных в лабораторной системе пионов ($\eta_\pi \ll \ln 2\nu/m$) растет как куб логарифма переданной энергии ν. То же самое, очевидно, должно быть справедливо и для множественности пионов, быстроты которых заметно больше η'. Из данной модели следует также, что распределение пионов по быстротам в районе $\eta_\pi \lesssim \eta'$ не должно зависеть от ν. В самом деле, обозначим через z отношение продольного импульса пиона к ν (поперечный импульс предполагаем малым сравнительно с $z\nu$). Тогда, согласно предыдущему, величина $\eta = \eta' - \eta_\pi$, а вместе с ней и волновая функция будет зависеть лишь от z и не будет зависеть от ν.

Выше мы исходили из предположения, что выбитый партон распадается, не взаимодействуя с остальными партонами. Последние могут либо составить стабильный адрон, либо распасться на пионы. Множественность этих пионов и их спектр не должны зависеть от ν. Вследствие этого в правой части формулы (28) возможно появление постоянного слагаемого.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До сих пор рассматривались S-состояния партонов. Переход от интегралов (1) к формулам типа (11) и (12) в случае ненулевых орбитальных моментов может быть осуществлен с помощью разложения функций $\xi(k, r)$ в ряд по полиномам Лежандра (см. [8—10]). Входящие в это разложение радиальные функции $S_l(r)$ во многом схожи по своим свойствам со сферическими бесселевскими функциями $j_l(r)$, фигурирующими в разложении плоской волны по полиномам Лежандра. В частности, асимптотическое поведение S_l при $r \to \infty$ имеет следующий вид:

$$S_l(r) = \frac{\sin\left(\eta_k r - \frac{l\pi}{2}\right)}{r \operatorname{sh} \eta_k}, \qquad \eta_k r \gg 1.$$

Таким образом, в асимптотике отличие S_l от j_l сводится лишь к замене $k = \operatorname{sh}\eta_k$ под знаком синуса на η_k. При конечных значениях r $S_l(r)$ также являются функциями η_k и r. Вместо формул (11) и (12) для $l \neq 0$ после выполнения углового интегрирования в уравнении (1) получаются разложения по «релятивистским бесселевским функциям» $S_l(r)$. Из сказанного непосредственно следует, что все качественные выводы о рассмотренных в разделах 3 и 4 свойствах партонных волновых функций останутся в силе и в случае отличных от нуля орбитальных моментов, поскольку указанные результаты основываются лишь на чисто кинематических фактах (быстроты η не зависят от P при $P \to \infty$) и на общих свойствах преобразований Фурье. То же самое справедливо и в отношении обобщения изложенного на случай партонов со спином (для отличного от нуля спина формулы, аналогичные (1) и (2), получены в работах [11 и 12]; их приложение к партонной модели будет опубликовано отдельно).

Наиболее существенный результат данной работы, по нашему мнению, состоит в том, что указано представление, в котором комплекс наблюдаемых на опыте явлений при глубоко неупругих столкновениях в основе своей выглядит довольно просто: он оказывается следствием локализованности адрона в r-пространстве. Последнее по ряду свойств очень схоже с пространством обычных координат и это может быть полезным как с эвристической точки зрения, так и для упрощения формального аппарата. В частности, различные варианты выхода на скейлинг или поведения сечений в краевой области малых значений x (область «wee»-партонов) могут свестись в рамках r-представления к сравнительно простой параметризации ψ-функции (ее асимптотики или поведения в нуле).

В разделе 4 нами было выяснено, что с точки зрения «r-протяженности» партона представляется вполне естественным рост множественности как степени логарифма энергии, передаваемой в глубоко неупругом соударении. При этом вероятным кажется скорее кубический, чем линейный (по логарифму), закон. Подчеркнем, что речь идет о множественности в некотором фиксированном интервале «малых» быстрот $[(\eta_\pi \ll \ln(2\nu/m)]$. Аналогичная картина должна наблюдаться для пионов с быстротами, заметно превосходящими $\ln 2\nu/m$. Полная же множественность в рамках рассмотренной модели распада выбитого из мишени партона от энергии не зависит. При этом для пионов с быстротами в районе $\ln(2\nu/m)$ должно наблюдаться скейлинговое распределение (по отношению продольного импульса пиона к переданной энергии ν).

В заключение укажем еще на один аспект использования r-представления в теории релятивистских составных систем, развитый в работах Кады-

шевского с сотрудниками (см. [3, 8—10]). В этих работах рассмотрен формализм конечно-разностных уравнений, отвечающих локальным в r-пространстве квазипотенциальным гамильтонианам взаимодействия релятивистских конститюэнтов адрона. Данный аппарат может быть полезен для построения динамических моделей релятивистских волновых функций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. С. Шапиро.* Докл. АН СССР, 1956, 106, 647.
2. *I. S. Schaptro.* Phys. Lett., 1962, 1, 253.
3. *V. G. Kadischevskii.* Nucl. Phys., 1968, B6, 125.
4. *М. А. Неймарк.* Линейные представления группы Лоренца. Физматгиз, 1958.
5. *А. М. Балдин* и др. Я. Ф., 1973, 18, 79.
6. *R. P. Feynman.* Photon Hadron Interactions. W. A. Benjamin Company, 1972.
7. *В. Н. Грибов.* Сб. «Элементарные частицы». Атомиздат, 1973.
8. *В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков.* Nuovo cimento, 1968, 55A, 1233.
9. *В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков.* Я. Ф., 1969, 9, 219.
10. *В. Г. Кадышевский, А. Н. Тавхелидзе.* Сб. «Проблемы теоретической физики». «Наука», 1969.
11. *Чжоу Гуан Чжао, Л. Г. Заставенко.* ЖЭТФ, 1958, 35, 1417.
12. *В. С. Попов.* ЖЭТФ, 1959, 37, 1116.

III. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Ю. Г. АБОВ, П. А. КРУПЧИЦКИЙ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННО́Й ИНВАРИАНТНОСТИ И НАРУШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к проблемам нарушения пространственной четности и временно́й инвариантности в слабом взаимодействии возник в ИТЭФ сразу после опубликования известной работы Ли и Янга [1]. В ИТЭФ, как и во многих других лабораториях в то время, исследовали продольную поляризацию электронов в β-распаде, циркулярную поляризацию γ-квантов, корреляции в β-распаде нейтрона, временну́ю инвариантность и т. д. Эти работы возглавлял и направлял А. И. Алиханов [2].

Позднее, в 1961 г., были начаты работы по поиску слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, а затем и временно́й инвариантности в ядерных реакциях.

Как известно, вскоре после обнаружения несохранения пространственной четности в β-распаде [3] Фейнман и Гелл-Манн [4] предположили, что слабое взаимодействие является универсальным подобно электромагнитному или гравитационному взаимодействиям. В этом случае слабое взаимодействие должно существовать и у сильно взаимодействующих частиц, в том числе и у нуклонов. В ядрах слабое нуклон-нуклонное взаимодействие удобно характеризовать безразмерным параметром F, представляющим собой относительную амплитуду смешивания ядерных состояний с одинаковым угловым моментом и противоположной четностью. Численно этот параметр равен отношению потенциала, не сохраняющего P-четность, к потенциалу сильного взаимодействия, сохраняющего четность. По оценкам [5—8] F имеет порядок величины $\sim 10^{-6} \div 10^{-7}$. Поэтому ядерные эффекты, обусловленные слабым взаимодействием нуклонов, должны быть очень малыми и для их обнаружения нужно было искать такие ситуации, при которых регулярное (сохраняющее P-четность) взаимодействие в силу каких-либо причин оказывается подавленным, в то время как нерегулярное (не сохраняющее четность) взаимодействие остается незаторможенным, т. е. возникает усиление P-нечетных эффектов. Возможные механизмы усиления P-нечетных эффектов в ядрах подробно рассмотрены И. С. Шапиро [7]. По его инициативе и при поддержке А. И. Алиханова в ИТЭФ в 1960—1961 гг. были начаты работы по созданию экспериментальной установки для поиска нарушения пространственной четности в ядерных электромагнитных переходах.

Позднее, когда в распадах K^0-мезонов было обнаружено нарушение комбинированной четности (CP-четности) [9], А. И. Алиханов поддержал постановку в ИТЭФ исследований временно́й инвариантности в ядерных процессах [10].

Авторы публикуемого здесь обзора с глубокой благодарностью вспоминают повседневное внимание, проявлявшееся директором института А. И. Алихановым к этим исследованиям, стимулировавшее постановку и выполнение столь сложных экспериментов.

2. ВЫБОР ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ ПОИСКА НАРУШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Возможные типы экспериментов для поиска *PNC*-эффектов (эффектов, вызванных несохранением *P*-четности) в ядерных реакциях были рассмотрены Вилкинсоном [11]. Он разделил их на два класса: опыты, в которых *PNC*-эффект пропорционален F^2, и опыты, в которых ожидаемый *PNC*-эффект пропорционален F. Опыты первого класса — это поиски распадов, абсолютно запрещенных правилами отбора, если *P*-четность сохраняется. На практике — это поиски α-распадов типа $I^{\pi} \to 0^{\pi'}$, где $\pi' = (-1)^{I+1}$ (I — спин ядра, π — четность состояния), абсолютно запрещенных, если четность является хорошим квантовым числом. Величина ожидаемого эффекта (интенсивность распада) определяется квадратом амплитуды смешивания состояний с противоположной четностью, т. е. эффект должен быть пропорционален F^2 и, следовательно, очень мал. Не удивительно, что такого рода попытки долго не давали положительных результатов. Лишь в 1970 г. появилось сообщение [12] об обнаружении α-распада ^{16}O (2^-, $T = 0$) $\to {}^{12}C(0^+, T = 0)$. Это случай изоскалярного взаимодействия. Надо отметить, что сейчас, когда факт существования слабого нуклон-нуклонного взаимодействия надежно установлен, значение экспериментов по поиску запрещенных α-распадов в легких ядрах очень велико: они чувствительны к изотопической структуре слабого нуклон-нуклонного потенциала.

Второй класс экспериментов составляют опыты, в которых должна проявиться интерференция состояний ядерной системы с противоположными четностями. В такого рода опытах пытаются обнаружить циркулярную поляризацию γ-квантов, испускаемых неполяризованными ядрами, или асимметрию испускания γ-квантов поляризованными ядрами (вдоль и против направления поляризации). В этом случае искомый эффект пропорционален RF, где R — фактор усиления, который в ряде случаев оказывается существенно больше единицы [5, 7].

В скобках отметим, что Вилкинсон рассматривал еще и третий тип экспериментов, в которых предлагалось использовать *P*-нечетное ядерное взаимодействие вначале для поляризации ядра, а затем исследовать угловую асимметрию излучения, также обусловленную несохраняющим четность нуклон-нуклонным взаимодействием. *PNC*-эффект при этом будет порядка RF^2. Единственный эксперимент такого сорта был выполнен самим Вилкинсоном [11]. Конечно, значительно выгоднее поляризовать ядра методами, не связанными со слабым нуклон-нуклонным взаимодействием, и обеспечивать эффект, пропорциональный RF, а не RF^2. Например, изучать асимметрию испускания γ-квантов ядрами, поляризованными за счет предшествующего β-распада или иным способом.

Для повышения чувствительности метода выгодно при этом использовать γ-переходы с $R \gg 1$. В ИТЭФ для этой цели было решено использовать захват поляризованных тепловых нейтронов в тяжелых ядрах. После захвата тепловых поляризованных нейтронов возникает поляризованное сильно возбужденное ядро с высокой плотностью ядерных состояний. Близость ядерных состояний с противоположной четностью обеспечивает значительное усиление эффекта («динамическое» усиление по классификации И. С. Ша-

пиро [7]). Кроме того, желательно было выбрать в качестве регулярного перехода магнитный дипольный переход $M1$. В этом случае нерегулярным переходом оказывается $E1$-переход, что в свою очередь обеспечивает усиление эффекта на порядок величины («кинематическое» усиление [7]).

Опыт заключается в исследовании углового распределения γ-квантов, следующих за захватом поляризованных нейтронов. В 1959 г. Гааз, Лейпунер и Эдэр [13] опубликовали результат такого эксперимента. Авторы, к сожалению, неверно оценили величину возникающего при этом фактора усиления (см. [5]). Однако постановка эксперимента была для нас привлекательной, так как в ИТЭФ имелась возможность существенно увеличить интенсивность поляризованного пучка нейтронов.

Известно, что γ-излучение поляризованных ядер анизотропно [14]. Но при захвате частиц со спином, равным $^1/_2$, угловое распределение γ-квантов не содержит сферических гармоник степени больше, чем $2l$, где l — угловой момент [15]. Поэтому при захвате s-нейтронов ($l = 0$) угловое распределение γ-квантов должно быть изотропным. Однако вследствие нарушения P-четности, как результат интерференции ядерных состояний с противоположной четностью, угловое распределение γ-квантов, испускаемых ядрами после захвата поляризованных тепловых нейтронов, имеет вид

$$W(\theta) = \text{const}\,(1 + P_n a \cos\theta). \tag{1}$$

Здесь P_n — степень поляризации пучка нейтронов; a — искомая асимметрия; θ — угол между направлениями поляризации ядра (пучка нейтронов) и импульса γ-квантов.

На практике измеряют асимметрию вылета γ-квантов по направлению поляризации пучка нейтронов и против. Выражение (1) принимает вид

$$N^{\pm} = \text{const}\,(1 \pm P_n a \Omega), \tag{2}$$

где $N^{\pm}$ — числа отсчетов детектора для случаев, когда импульс γ-кванта и спин нейтрона параллельны (плюс) и антипараллельны (минус); $\Omega = \overline{\cos\theta}$ — геометрический фактор, учитывающий конечные размеры детектора и мишени. Вычисляя разность или отношение отсчетов N^+ и N^-, можно определить асимметрию a. Полученное в опыте на поляризованном пучке нейтронов значение асимметрии должно быть исправлено на величину приборной асимметрии, определяемой в опыте на деполяризованном пучке нейтронов.

В работах [5, 7] было показано, что асимметрия a следующим образом связана с параметром F, характеризующим относительную величину слабого нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$a = 2ARF. \tag{3}$$

В этом выражении A — коэффициент, зависящий от спинов ядерных состояний и мультипольности γ-перехода. Как показали И. С. Шапиро и Г. А. Лобов, этот коэффициент в рассматриваемом случае может быть представлен в виде

$$A = (-1)\,\frac{1}{2}\,\frac{L(L+1) + j(j+1) - j'(j'+1)}{L(L+1)}\;\frac{i_i(i_i+1) - j(j+1) - \frac{3}{4}}{j(j+1)}, \tag{4}$$

где L — мультипольность перехода (переход не смешанный); j_i — спин ядра до захвата нейтрона; j — спин составного состояния до испускания γ-квантов; j' — спин конечного состояния (после испускания γ-кванта); R — фактор усиления P-нечетного эффекта.

Очень удобной является реакция $^{113}Cd\ (n, \gamma)\ ^{114}Cd$. Кадмий почти целиком состоит из изотопа ^{113}Cd, обладающего большим сечением захвата тепловых нейтронов. Спин и четность основного состояния ядра ^{113}Cd равны $1/2^+$. Захват тепловых нейтронов обусловлен почти полностью резонансом при энергии нейтронов 0,178 *эв*, который приводит к образованию возбужденного состояния $^{114}Cd^*$ со спином и четностью 1^+. Переход из этого состояния в основное состояние ^{114}Cd является чистым $M1$ переходом $1^+ \to 0^+$ с энергией 9,04 *Мэв*. Полагая $L = 1$, $j_i = 1/2$, $j = 1$, $j' = 0$, из формулы (4) получим $A = +1$. Поскольку степень поляризации пучка нейтронов близка к единице, а фактор R в данном случае может иметь порядок величины $\simeq 10^3$ [5—7], полагая $F \simeq 10^{-7}$, находим из выражения (3), что в рассматриваемой реакции

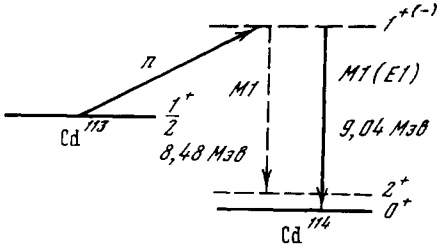


Рис. 1. Схема уровней в ядре ^{114}Cd

можно ожидать асимметрию в угловом распределении γ-квантов (1) порядка 10^{-4}.

Здесь необходимо обратить внимание еще на одно обстоятельство. Кроме перехода на основной уровень 0^+ из состояния 1^+ у изотопа ^{114}Cd есть переход на первое возбужденное состояние 2^+ с энергией 0,56 *Мэв* (рис. 1). Энергия этого перехода 8,48 *Мэв* близка к энергии перехода $1^+ \to 0^+$, равной 9,04 *Мэв*. Переход $1^+ \to 2^+$ тоже является $M1$-переходом и фактор усиления в этом случае оказывается таким же. Но спиновый множитель A имеет противоположный знак. Легко убедиться, что в этом случае $A = -0{,}5$. Поскольку интенсивность этого перехода в два раза выше интенсивности перехода $1^+ \to 0^+$, то, если не принять мер предосторожности, вследствие недостаточно хорошего энергетического разрешения может иметь место компенсация двух P-нечетных эффектов с противоположными знаками. К сожалению, на это не обратили должного внимания авторы не только работы [13], в которой статистическая точность результата была слишком мала, чтобы обнаружить эффект, но и других, более поздних работ, на которых мы остановимся ниже.

В работе [13] изучали угловое распределение γ-квантов, испускаемых при захвате поляризованных тепловых нейтронов ядрами кадмия, индия и серебра. Пучок поляризованных нейтронов с энергией 0,09 *эв* и степенью поляризации около 80% был получен отражением от плоскостей (111) намагниченного монокристалла сплава кобальт-железо. Интенсивность пучка на мишени составляла $2 \cdot 10^4$ *нейтр/сек* на всю поверхность образца (около 6,5 *см*^{2}). Детекторами γ-квантов служили два идентичных сцинтилляционных счетчика с кристаллами NaJ (Tl), установленные под углами $\theta = 0$ и 180°.

В реакции $^{113}Cd\ (n, \gamma)\ ^{114}Cd$ в интервале энергий γ-квантов 8,3—9,3 *Мэв* величина асимметрии оказалась равной

$$a = (1{,}2 \pm 7{,}8)\ 10^{-4}.$$

Отсюда можно сделать вывод, что $F \leqslant 10^{-6}$. В ИТЭФ было принято решение уменьшить этот предел примерно в 10 раз, воспользовавшись более интенсивным пучком поляризованных нейтронов.

Для серебра и индия в работе [13] получили следующие значения асимметрии: $a = -(0{,}3 \pm 1{,}2)\,10^{-3}$ для Ag, $E_\gamma = 7{,}27$ *Мэв*; $a = -(2{,}5 \pm 4)\cdot 10^{-3}$ для In, $E_\gamma > 5{,}6$ *Мэв*. В обоих случаях регулярными переходами были $E1$-переходы, т. е. асимметрия должна была отсутствовать.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ИТЭФ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ АСИММЕТРИИ ИСПУСКАНИЯ γ-КВАНТОВ В (n, γ)-РЕАКЦИЯХ

Исследование асимметрии испускания γ-квантов в реакции на кадмии было закончено в ИТЭФ в 1964 г. [16], а затем дважды повторено на модернизированных установках [17, 18]. Во всех трех экспериментах поляризованные пучки нейтронов получали на горизонтальном канале реактора ИТЭФ путем отражения от намагниченных кобальтовых зеркал [19]. В первом эксперименте [16] применено зеркало длиной 1,5 *м*, а в следующих двух [17, 18] — щелевая система из 10 слегка сходящихся зеркал длиной 1,05 *м* каждое.

Пучок поляризованных нейтронов, проходя через ряд коллиматоров и магнитопроводов, падал на мишень из кадмия толщиной 0,4 *мм*. Схема нейтронного тракта приведена на рис. 2. На всем пути нейтронов от поляризатора до мишени напряженность магнитного поля поддерживалась на уровне 100—150 *э* для предотвращения случайной деполяризации пучка. Выходящие из мишени γ-кванты регистрировались двумя идентичными сцинтилляционными спектрометрами с кристаллами NaJ (Tl) диаметром 70 *мм* и толщиной 100 *мм*. Вся установка была отделена от зала реактора толстой бетонной стеной. Рассеянные на мишени нейтроны поглощались либо слоем

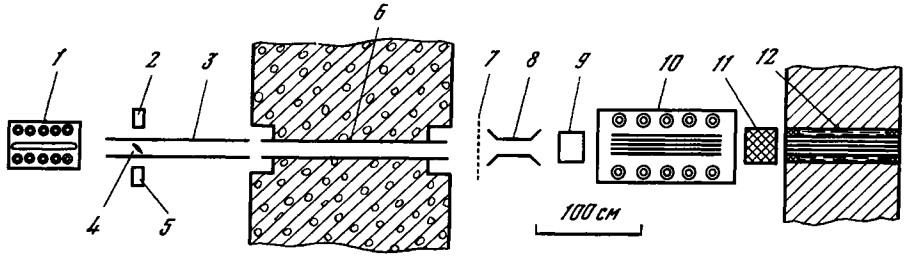


Рис. 2. Схема нейтронного тракта в опыте с Cd

1 — зеркало-анализатор; *2* — детектор канала 1; *3* — магнитопровод; *4* — мишень; *5* — детектор канала 2; *6* — магнитопровод в защитной стене; *7* — проволочный экран; *8* — магнит поворота спинов; *9* — магнит; *10* — стопка зеркал в поляризаторе; *11* — шиберная заслонка; *12* — коллиматор

прессованного углекислого лития, обогащенного ^{6}Li, либо слоем прессованного карбида бора. Алюминиевые фильтры толщиной 85 *мм* защищали детекторы от мягких γ-квантов. Фотоэлектронные умножители вместе с кристаллами защищались от влияния магнитных полей несколькими экранами из стали и пермалоя, и закрывались слоем свинца толщиной 80 *мм*. Импульсы с фотоумножителей анализировались по амплитуде и поступали через коммутатор на пересчетные схемы.

Окна дифференциальных анализаторов в каждом спектрометре устанавливались так, чтобы регистрировались γ-кванты в энергетическом интервале 8,5 —9,5 *Мэв*, соответствующие переходу на основное состояние ^{114}Cd. Для этого в течение всего эксперимента ежедневно производилась калибров-

ка спектрометров по пикам в спектре γ-излучения из реакции $^{56}Fe\ (n, \gamma)\ ^{57}Fe$ или из реакции $^{58}Ni\ (n, \gamma)^{59}Ni$, а также по спектру γ-квантов самой реакции $^{113}Cd\ (n, \gamma)\ ^{114}Cd$.

Большое внимание было уделено устранению наложений импульсов, которые могли привести к появлению в исследуемой области энергий импульсов от γ-квантов меньших энергий, что привело бы к уменьшению эффекта. Импульсы снимались с последнего динода фотоумножителя и формировались так, что их длительность составляла 0,25 *мксек*. Использовались пороговые дискриминаторы на туннельных диодах, управлявшие линейными пропускающими схемами. Кроме того, для уменьшения общей загрузки кристаллов пришлось уменьшить облучаемую площадь мишени с помощью диафрагмирования пучка нейтронов в 3 раза, так что интенсивность пучка не превосходила 10^7 *нейтр/сек*. Электроника установки от опыта к опыту совершенствовалась так, что, как правило, все элементы ее заменялись на новые.

Главная трудность подобного эксперимента состоит в исключении нестабильности работы аппаратуры и в полном исключении приборной асимметрии. Во всех трех опытах были применены для этого различные приемы.

В первом опыте производилось быстрое сравнение эффектов на поляризованных и деполяризованных нейтронах. Для этого на пути нейтронов помещался вращающийся деполяризатор в виде круга, два противоположных квадранта которого были закрыты железной фольгой, а два оставались открытыми. Пучок нейтронов 20 раз в 1 *сек* оказывался перекрытым фольгой, т. е. полностью деполяризованным. Электронный коммутатор направлял импульсы с анализаторов в соответствующие пересчетные схемы. Для исключения приборной асимметрии опыт проводили с двумя противоположными направлениями спинов нейтронов. Изменение направления поляризации пучка нейтронов осуществлялось с помощью специального устройства 1 раз в 20 *мин*. Кроме того, проводился эксперимент, в котором весь цикл измерения каждые 40 *мин* повторялся при полностью деполяризованном пучке. Для этого на пути пучка нейтронов ставилась на весь цикл вторая (постоянная) деполяризующая железная фольга.

Во втором и третьем опытах проводилось быстрое сравнение эффектов для двух противоположных направлений спинов. Для этого 10 раз в 1 *сек* изменялось направление поляризации пучка нейтронов. Кроме того, периодически цикл измерений производили на деполяризованном пучке нейтронов.

При реверсировании направления поляризации пучка нейтронов направление магнитного поля в районе мишени оставалось неизменным, чтобы исключить влияние поля на эффективность регистрации γ-квантов [19].

Далее во всех трех опытах было проделано большое число дополнительных контрольных экспериментов. К ним относится эксперимент на поляризованных нейтронах с регистрацией γ-квантов Cd в другом интервале энергий, где эффектов быть не должно из-за того, что в этот интервал вносят вклад много переходов, дающих асимметрию разных знаков. В первом опыте этот интервал был 4,1—5,5 *Мэв*, во втором опыте — 6,8— 7,8 *Мэв*. Оба эксперимента выполнены в промежутках между экспозициями основных экспериментов.

В третьем опыте этот эксперимент в интервале энергий γ-квантов 6,3—8,5 *Мэв* был выполнен параллельно с основными экспериментами за счет некоторого усложнения амплитудных анализаторов.

Ставились контрольные эксперименты с ядрами, в которых эффектов быть не должно — это эксперименты с мишенями из самария, титана, свинца и графита. Эксперименты с титаном и свинцом показывают отсутствие чувствительности установки к циркулярной поляризации γ-квантов, так как

циркулярная поляризация выбранных квантов равна циркулярной поляризации γ-квантов ^{114}Cd с $E_\gamma = 9{,}04$ *Мэв*.

Эксперимент с графитом проверяет отсутствие чувствительности установки к эффектам рассеяния нейтронов на мишени. Измерялась также асимметрия установки без мишени.

В первом и третьем опытах проводился контрольный эксперимент с вертикальным направлением спинов нейтронов в отличие от основных экспериментов, в которых спины нейтронов были направлены горизонтально. Этот эксперимент проверяет отсутствие асимметрии, связанной с существованием в угловом распределении фотонов членов типа $\boldsymbol{\sigma}\,(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}_\gamma)$, где $\boldsymbol{\sigma}$ — поляризация ядра и $\mathbf{p}_n$, $\mathbf{p}_\gamma$ — импульсы нейтрона и γ-кванта. Корреляция такого типа возможна в случае, если вклад p-нейтронов в пучке оказывается заметным и возникает интерференция s- и p-уровней. На эту возможность обратил внимание И. С. Шапиро. В нашем случае указанный член для идеальной геометрии равен нулю, но отличие реальной геометрии от идеальной может привести к его появлению.

Контрольный эксперимент был выполнен в такой геометрии, что член $\boldsymbol{\sigma}\,(\mathbf{p}_n \times \mathbf{p}_\gamma)$ оказывался максимальным.

Ежедневно производилась проверка работы коммутаторов и пересчетных схем. Для этого на входы обоих коммутаторов подавали сигнал от одного из каналов и требовали одинаковости показаний пересчетных схем с точностью 10^{-5}.

Результаты всех контрольных экспериментов позволяют утверждать, что наблюдаемый в основных экспериментах эффект асимметрии обязан своим происхождением угловой асимметрии γ-квантов ^{114}Cd с энергией 9.04 *Мэв*, вылетающих после захвата поляризованных нейтронов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТРЕХ ОПЫТОВ ИТЭФ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ИХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ ЛАБОРАТОРИЙ

В первом опыте ИТЭФ был получен результат [16]: $a = -(3{,}7 \pm 0{,}9)10^{-4}$. В этом результате учтена приборная асимметрия, так как в него включены результаты на деполяризованном пучке. Во втором опыте ИТЭФ получено на поляризованном пучке: $a_{\text{пол}} = -(3{,}5 \pm 0{,}8)\,10^{-4}$ и на деполяризованном пучке: $a_{\text{депол}} = +\,(0{,}7 \pm 0{,}8)10^{-4}$. Так как приборная асимметрия была измерена с той же точностью, что и эффект, а знаки асимметрий оказались разными, то в окончательном результате мы учли лишь ошибку измерения приборной асимметрии, представив его в виде $a = -(3{,}5 \pm 1{,}2)10^{-4}$ [17].

Для сравнения трех полученных нами результатов нужно вычесть приборную асимметрию из эффектов на поляризованном пучке. Тогда асимметрия окажется равной $a = -(4{,}2 \pm 1{,}2)10^{-4}$. Наконец, в третьем опыте ИТЭФ [18] мы имеем $a = -(2{,}5 \pm 0{,}9)10^{-4}$. Среднее взвешенное значение асимметрии получается равным $a = -(3{,}3 \pm 0{,}6)\,10^{-4}$.

Таким образом, результаты ИТЭФ по исследованию асимметрии γ-квантов в реакции ^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd с несомненностью указывают на несохранение пространственной четности в электромагнитном переходе $1^+ \to 0^+$ с энергией 9,04 *Мэв* в ядре ^{114}Cd.

В выбранный в работах ИТЭФ интервал энергий 8,5—9,5 *Мэв* (в первой работе [16] ошибочно указан другой интервал, а в последней работе [18] в таблице допущена опечатка) вследствие недостаточно высокой разрешающей способности кристаллов NaJ (Tl) частично попадают γ-кванты перехода с энергией 8,48 *Мэв*. Это снижает асимметрию. Мы оцениваем вклад от этого

перехода примерно одинаковым во всех наших работах и равным приблизительно 15%. Кроме того, имеется фон, обусловленный наложениями импульсов от γ-квантов с меньшими энергиями, а также фон от рассеянного излучения. Этот фон не превосходит 5%. Следовательно, фон посторонних γ-квантов в сумме составляет примерно 20% от общей интенсивности. В первом приближении можно считать, что этот фон не дает вклада в асимметрию. (Учет противоположного знака асимметрии перехода с энергией 8,48 *Мэв* изменяет результат незначительно.) Тогда измеренное значение асимметрии следует исправить по формуле $a = a_{изм}/(1 - \alpha)$. Здесь $\alpha = 0{,}2$ — отношение фона к общей интенсивности регистрируемых γ-квантов. Исправленное таким образом значение асимметрии равно

$$a = -(4{,}1 \pm 0{,}8)10^{-4}.$$

Полученный результат хорошо согласуется со значением циркулярной поляризации γ-квантов, полученным в той же реакции на неполяризованных нейтронах в работе [20]. Величина циркулярной поляризации γ-квантов в случае нарушения пространственной четности для несмешанных регулярных переходов определяется формулой [5]

$$P_\gamma = 2RF. \tag{5}$$

В отличие от выражения для асимметрии (3) в формулу (5) не входит спиновый фактор A и, следовательно, знак циркулярной поляризации должен быть одинаковым для переходов с энергиями 8,48 и 9,04 *Мэв* изотопа ^{114}Cd. Следовательно, энергетическое разделение этих переходов не обязательно. Поэтому в работе [20] в реакции ^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd циркулярную поляризацию измеряли для γ-квантов с энергией выше 8 *Мэв*. При этом величина циркулярной поляризации оказалась равной $P_\gamma = -(6{,}0 \pm 1{,}5)10^{-4}$. Этот результат хорошо согласуется со значением асимметрии испускания γ-квантов, полученным в ИТЭФ.

В табл. 1 приведены результаты всех экспериментов, в которых исследовали асимметрию испускания (циркулярную поляризацию) γ-квантов в реакции ^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd.

Мы видим, что асимметрия отсутствует, если переход с энергией 9,04 *Мэв* не «очищен» от примеси перехода с энергией 8,48 *Мэв* достаточно хорошо. Исключение составляет результат работы [22], но в этой работе была допущена, по свидетельству ее авторов [23], методическая погрешность: измерения на поляризованном и деполяризованном пучках были сильно разнесены по времени, что в таких экспериментах недопустимо. Результат Варминг и ее коллег [23] находится в полном согласии с результатами группы ИТЭФ [16—18]. Последний результат Варминг [25] не находится в резком противоречии с результатами ИТЭФ.

Средневзвешенное значение асимметрии, полученное в ИТЭФ, $a = -(4{,}1 \pm 0{,}8)10^{-4}$, величина циркулярной поляризации $P_\gamma = -(6 \pm 1{,}5)10^{-4}$, полученная группой Гарвардского университета, и результаты группы Рисо [23, 25] являются совместными, в чем легко убедиться, используя χ^2-тест. Полагая, что фактор усиления R в данном случае $\simeq 10^3$, из результата ИТЭФ получаем оценку величины параметра $F \simeq 2 \cdot 10^{-7}$, которая находится в согласии с теоретическими оценками [5, 7]. Существование слабого нуклон-нуклонного взаимодействия сейчас надежно подтверждается целым рядом исследований, сводку результатов которых можно найти в обзоре [26]. Среди этих исследований нужно выделить серию работ группы Ленинградского института ядерной физики, завершившуюся обнаружением циркулярной поляризации в реакции $n + p \to d + \gamma$ [27]. Большой, не вызывающий

Таблица 1

Результаты исследования P-нечетного взаимодействия в реакции $^{113}Cd(n, \gamma)^{114}Cd$: асимметрии a углового распределения γ-квантов на поляризованном пучке нейтронов и циркулярной поляризации γ-квантов P_γ на неполяризованном пучке нейтронов

Институт	Год	Интервал энергий регистрируемых γ-квантов, *Мэв*	γ-Переходы, дающие вклад в указанный интервал, *Мэв*	a, $P_\gamma \times 10^4$	Литература	Примечание
Брукхейвен, США	1959	8,3—9,3	9,04; вклад перехода 8,48 более 20%	$a = 1{,}2 \pm 7{,}8$	[13]	
ИТЭФ, СССР	1964	8,5—9,5	9,04; вклад 8,48 около 15%	$a = -(3{,}7 \pm 0{,}9)$	[16]	В статьях [16] ошибочно указан другой интервал энергий γ-квантов
Испра, Италия	1965	8,0—9,4	9,04 и 8,48	$a = (0{,}2 \pm 1{,}1)$	[21]	
Рисо, Дания	1965	8,2—9,9	9,04 и 8,48	$a = -(8{,}4 \pm 2{,}8)$	[22]	Приборная асимметрия измерена после окончания основного эксперимента [23]
Рисо, Дания	1967	8,8—9,5	9,04	$a = -(2{,}5 \pm 2{,}2)$	[23]	
ИТЭФ, СССР	1968	8,5—9,5	9,04; вклад 8,48 около 15%	$a = -(3{,}5 \pm 1{,}2)$	[17]	С поправкой на приборную асимметрию. $a = -(4{,}2 \pm 1{,}2) 10^{-4}$
Карлсруэ, ФРГ	1969	8,1—9,5	9,04 и 8,48	$a = 1{,}2 \pm 1{,}2$	[24]	
Рисо, Дания	1969	8,0—9,2	9,04; вклад 8,48 около 5%	$a = -(0{,}6 \pm 1{,}8)$	[25]	Использован германиевый детектор γ-квантов
ИТЭФ, СССР	1972	8,5—9,5	9,04; вклад 8,48 около 15%	$a = -(2{,}5 \pm 0{,}9)$	[18]	
Гарвардский ун-т, США	1972	$>8{,}0$	8,48 и 9,04	$P_\gamma = -(6{,}0 \pm 1{,}5)$	[20]	Знак был исправлен авторами после опубликования работы. Здесь дано исправленное значение

сомнений эффект асимметрии углового распределения γ-квантов обнаружен в ядре ^{180}Hf [28]. Таким образом, существование слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, предсказанного гипотезой об универсальном характере слабого взаимодействия, можно считать доказанным.

5. ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Сразу после открытия несохранения CP-четности в распадах K^0-мезонов [9] были выдвинуты различные гипотезы относительно того, в каком взаимодействии происходит это нарушение. В частности, если бы оказалось, что нарушение CP-четности происходит в адрон-адронном (промежуточном сильном) или в адрон-фотонном взаимодействиях, сохраняющих странность и пространственную четность, то можно было бы ожидать появления T-неинвариантных эффектов в ядерных электромагнитных переходах на уровне $\simeq$0,1% [29]. В ИТЭФ интерес к исследованию временнóй инвариантности ядерных взаимодействий возник задолго до работы Кронина и его коллег [10]. Открытие нарушения CP-четности в распадах K^0-мезонов убедило нас в необходимости постановки опытов по поиску T-неинвариантных эффектов в ядерных электромагнитных переходах. Корреляционная функция для случая испускания поляризованным ядром двух каскадных γ-квантов в общем виде приведена в работе [30]. В ИТЭФ предложено использовать захват поляризованных нейтронов для поляризации ядер [10]. Рассмотрим каскад из двух γ-квантов. Единичные векторы в направлении импульсов γ-квантов обозначим $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$, а в направлении поляризации пучка нейтронов —$\boldsymbol{\sigma}$. Из тройки этих векторов можно составить T-неинвариантную комбинацию

$$(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)\,\boldsymbol{\sigma}\,(\mathbf{k}_1\times\mathbf{k}_2)\sim \sin 2\theta, \tag{6}$$

где θ — угол между направлениями $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. Член такого вида должен входить в угловое распределение γ-квантов с коэффициентом, зависящим от величины потенциала, нарушающего временнýю инвариантность. В работе [10] дана формула для углового распределения γ-квантов каскада, состоящего из двух фотонов, в случае, когда первый переход является смешанным. В работе [31] эта формула распространена на случай, когда оба перехода являются смешанными. Если первый γ-переход является чистым, несмешанным переходом, то T-неинвариантной корреляции не возникает. В этом мы сейчас убедимся.

Обозначим спины начального, промежуточного и конечного состояний j_0, j_1, j_2 соответственно. Пусть первый переход является смешанным. Параметр смешивания δ можно представить в виде

$$\delta = \frac{\langle j_1 \,|\, L+1 \,|\, j_0\rangle}{\langle j_1 \,|\, L \,|\, j_0\rangle} = |\delta|\, e^{i\eta}, \tag{7}$$

где η — разность фаз приведенных матричных элементов. Как было показано в работе [32], разность фаз η равна нулю или π, если адрон-адронное и адрон-фотонное взаимодействие T-инвариантны. В случае нарушения T-инвариантности (и только в этом случае) η отличается от нуля или π, т. е. фазы приведенных матричных элементов нельзя сделать одинаковыми и параметр смешивания становится комплексным числом. Таким образом, разность фаз η является мерой взаимодействия, нарушающего T-инвариантность [33]. Поэтому коэффициент при T-неинвариантном члене вида (6) должен ее содержать. Наличие смешанного перехода необходимо, так как только в этом случае возникает интерференционный член, содержащий разность фаз η. В случае чистого перехода интерференционный член отсутствует и интен-

сивность излучения определяется квадратами модулей матричных элементов. Кроме того, асимметрия углового распределения фотонов каскада вообще отсутствует, если спин промежуточного состояния j_1 равен 0 или $^1/_2$.

Угловое распределение γ-квантов каскада, состоящего из двух фотонов, испускаемых ядром после захвата поляризованного нейтрона, можно представить в следующем виде [33]:

$$W(\theta) = \text{const}\,[1 + A_2P_2(\cos\theta) + A_4P_4(\cos\theta) + BP_n\delta_1\sin\eta\sin 2\theta\cos\varphi]. \tag{8}$$

Здесь по-прежнему θ — угол между направлениями вылета γ-квантов каскада; A_k — коэффициенты углового распределения; $P_k(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра; B — коэффициент при T-неинвариантном члене, зависящий от спинов уровней, параметров смешивания обоих переходов (если первый переход оказывается чистым, то $B = 0$) и геометрических характеристик экспериментальной установки (телесных углов); P_n — степень поляризации пучка нейтронов; φ — угол между нормалью к плоскости вылета γ-квантов и направлением поляризации пучка нейтронов.

Как видно из формулы (6), обращение времени эквивалентно замене θ на $-\theta$, что легко достигается при фиксированном угле θ реверсированием направления поляризации пучка нейтронов. При этом последний член в формуле (8) изменяет знак. Постановка эксперимента становится теперь ясной. Направление поляризации пучка нейтронов, падающего на мишень, должно быть нормальным к плоскости вылета γ-квантов. Детекторы γ-квантов устанавливаются под углом $\theta = 45°$ или $135°$. В этом случае T-неинвариантный член в формуле (8) максимален. Регистрируют числа совпадений γ-квантов двух переходов $j_0 \to j_1$ и $j_1 \to j_2$ для двух противоположных направлений поляризации пучка нейтронов. Такой опыт позволяет измерить величину асимметрии вылета γ-квантов

$$a = \frac{W(\theta) - W(-\theta)}{\frac{1}{2}[W(\theta) + W(-\theta)]} = P_nE\sin\eta, \tag{9}$$

из которой можно определить величину и знак $\sin\eta$. В формуле (9) введено обозначение

$$E = \frac{2B\delta_1\sin\theta\cos\theta\cos\varphi}{1 + A_2P_2(\cos\theta) + A_4P_4(\cos\theta)}.$$

Нужно еще обратить внимание на возможность имитации T-неинвариантности эффектами обмена виртуальными γ-квантами между начальным, промежуточным и конечным состояниями. Расчет показывает, что для большинства γ-переходов, представляющих для нас интерес, вклад в эффект, обусловленный обменом виртуальными γ-квантами, весьма мал по сравнению с той точностью, которую можно получить на эксперименте в настоящее время [34]. В работе [10] было предложено использовать в качестве мишени ядро ^{49}Ti. Исходным уровнем каскада, представляющего интерес, является уровень с энергией 1,72 *Мэв*. Переход 1,72 *Мэв* $\to$ 1,38 *Мэв* является смешанным $M1 + E2$ переходом с параметром смешивания $\delta_1 = -0{,}1$. Измерения параметра смешивания этого перехода были выполнены в ИТЭФ [35] специально с целью исследования T-неинвариантной корреляции. Малая величина параметра смешивания приводит к тому, что коэффициент E, пропорциональный δ_1, оказывается малым. Параметр E в формуле (9) в этом случае для каскада 1,72 *Мэв* $\to$ 1,38 *Мэв* $\to$ 0 равен $E = 0{,}016$. Не удивительно, что экспериментальное значение $\sin\eta$, полученное в работе [36], оказалось недостаточно точным: $\sin\eta = (1{,}7 \pm 2{,}5)10^{-2}$.

Более подходящим оказалось ядро ^{36}Cl. Упрощенная схема переходов в этом ядре показана на рис. 3. Для каскада 8,58 *Мэв* → 0,79 *Мэв* → 0 этого ядра $E = 0{,}162$. Эксперимент по измерению T-неинвариантной угловой корреляции γ-квантов этого каскада был выполнен Эйхлером [37]. Получено значение $\sin\eta = (0{,}4 \pm 1{,}2)10^{-2}$.

Так как точность проведенных экспериментов недостаточна для проверки гипотез о нарушении T-инвариантности в адрон-адронных и (или) адрон-фотонных взаимодействиях, в ИТЭФ были выполнены аналогичные измерения на ^{36}Cl, но на более светосильной установке [38].

Эта установка использует один из поляризованных пучков нейтронов ИТЭФ, полученный отражением от полутораметрового кобальтового зеркала. Интенсивность пучка — $2\cdot10^7$ *нейтр/сек*. Степень поляризации — 0,83. В качестве мишени использовался порошок C_2Cl_6 в тонком алюминиевом контейнере.

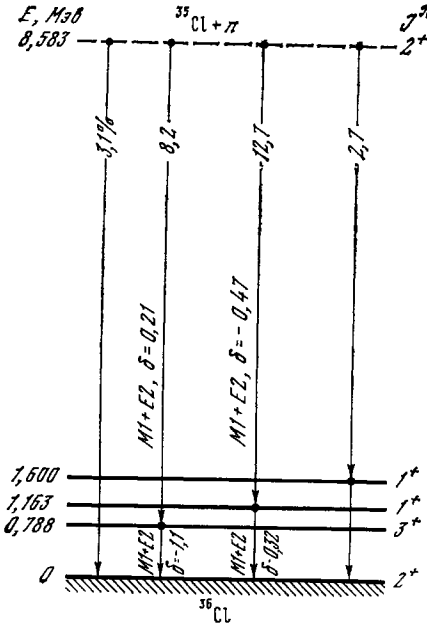


Рис. 3. Схема уровней в ядре ^{36}Cl

Гамма-кванты радиационного захвата нейтронов в ^{35}Cl регистрировались четырьмя детекторами NaJ (Tl) ϕ 70 × 100 *мм*, расположенными в плоскости, перпендикулярной направлению поляризации пучка, таким образом, что средний угол между парой детекторов составлял 45 или 135°. Поскольку фотоумножители находились в области рассеянного магнитного поля, то они были тщательно защищены экранами из мягкой стали и пермалоя.

Как отмечено выше, измерение асимметрии вылета двух гамма-квантов интересующего нас каскада означало измерение числа совпадений импульсов от двух детекторов при двух значениях углов: θ и $-\theta$. Чтобы не усложнять установку, детекторы были смонтированы неподвижно, а замена угла θ на $-\theta$ осуществлялась реверсированием направления поляризации пучка нейтронов. Реверсирование направления поляризации пучка нейтронов производилось каждую секунду, поскольку эта операция одновременно позволяла усреднять возможные нестабильности аппаратуры.

Каждый из детекторов гамма-квантов регистрировал как «мягкую», так и «жесткую» компоненты каскада 7,79—0,79 *Мэв*, так что четыре детектора обеспечивали 8 комбинаций совпадений, т. е. с учетом реверсирования направления поляризации пучка нейтронов 8 значений асимметрии, измеряемых одновременно. Для регистрации восьми комбинаций совпадений применялась многоканальная электронная аппаратура.

Разрешающее время схемы быстрых совпадений равнялось $\tau = 15$ *нсек*. Участие каждого из детекторов в двух парах комбинаций совпадений, дающих вклад в асимметрию с противоположным знаком, существенно смягчало требования к стабильности аппаратуры, что очень важно в условиях довольно большой загрузки фотоумножителей ($2\cdot10^5$ *имп/сек*). Для того чтобы исключить возможную приборную асимметрию, каждые сутки производи-

лось переключение полярности электронного коммутатора таким образом, что приборная асимметрия (обусловленная неодинаковой эффективностью регистрации событий каналами электронной аппаратуры, связанными с соответствующим направлением поляризации пучка нейтронов) оставалась неизменной, тогда как физическая асимметрия должны была менять знак. Несколько раз в течение эксперимента проводились специальные измерения приборной асимметрии. Для этого порог интегрального дискриминатора устанавливался таким образом, чтобы имели место совпадения гамма-квантов многих каскадов, а «окна» одноканальных анализаторов расширялись с тем, чтобы выделять из спектра совпадений пики от гамма-квантов с энергией от 0,5 до 1,3 *Мэв*. При этом в основном регистрировались случайные совпадения и загрузка пересчетных схем была примерно на два порядка выше рабочей загрузки. Средневзвешенное значение коэффициента асимметрии оказалось равным $a = -(0{,}8 \pm 1{,}0)10^{-4}$, в то время как коэффициент приборной асимметрии $a_{\text{приб}} = (0{,}1 \pm 0{,}4)10^{-4}$.

Учет этой асимметрии приводит к значению для асимметрии вылета двух гамма-квантов каскада в ядре ^{36}Cl : $a = (-0{,}9 \pm 1{,}1)10^{-4}$.

Измерения показали, что пик совпадений от каскада 8,58 *Мэв* → → 0,79 *Мэв* → 0 *Мэв* в среднем для всех восьми комбинаций на 38% обусловлен гамма-квантами с энергией 0,79 Мэв, на 28% — вкладом от ближайшего каскада 8,58 *Мэв* → 1,16 *Мэв* → 0 *Мэв* и на 34% — фоном случайных совпадений.

Средневзвешенное значение коэффициента E для этих трех компонент оказалось равным $E = 0{,}051$. Тогда разность фаз приведенных матричных элементов в смешанном электромагнитном переходе ядра ^{36}Cl с энергией 7,79 *Мэв* оказывается равной

$$\sin \eta = (-1{,}8 \pm 2{,}2)10^{-3}.$$

Результаты всех экспериментов по измерению T-неинвариантных эффектов с помощью поляризованных нейтронов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты экспериментов по измерению T-неинвариантных эффектов в ядерных γ-переходах с помощью поляризованных нейтронов

Институт	Год	Ядро	Переход*	Разность фаз $\sin \eta \cdot 10^3$	Литература
Ржеш, Чехословакия	1966	^{49}Ti	$1/2^- \xrightarrow[0{,}34\ Мэв]{\delta=-0{,}1} 3/2^-$	17±25	[36]
Карлсруэ, ФРГ	1968	^{36}Cl	$2^+ \xrightarrow[7{,}79\ Мэв]{\delta=0{,}21} 3^+$	4±12	[37]
ИТЭФ, СССР	1973	^{36}Cl	$2^+ \xrightarrow[7{,}79\ Мэв]{\delta=0{,}21} 3^+$	—1,8±2,2	[38]

* δ-параметр смешивания $E2/M1$.

Из результатов, приведенных в таблице, можно сделать вывод, что верхний предел для разности фаз приведенных матричных элементов в смешанных γ-переходах равен $-(2 \pm 2)10^{-3}$.

Этот результат следует сравнить с результатами наиболее точных измерений этой же разности фаз в других классах экспериментов, в которых

также были использованы смешанные γ-переходы. Наиболее точное измерение $\gamma\gamma$-корреляции из ядра ^{192}Pt (переход $3^+ \to 2^+$ с энергией 604 *кэв* и $\delta = -2{,}1$), поляризованного низкотемпературным методом, дало $\sin\eta = (4 \pm 5)10^{-3}$ [39].

Измерения T-неинвариантной корреляции с использованием эффекта Мессбауэра дали: в ядре ^{99}Ru (переход $^3/_2{}^+ \to {}^5/_2{}^+$ с энергией 90 *кэв* и $\delta = -1{,}64$) $\sin\eta = (1{,}0 \pm 1{,}7)10^{-3}$ [40] и в ядре ^{193}Ir (переход $^1/_2{}^+ \to {}^3/_2{}^+$ с энергией 73 *кэв* и $\delta = 0{,}556$) $\sin\eta = (1{,}1 \pm 3{,}8)10^{-3}$ [41].

Однако к результатам работ, использующих мягкие γ-кванты, следует подходить с осторожностью, принимая во внимание результаты работы [42], в которой показано, что разности фаз порядка 10^{-3} могут возникать в результате виртуальных процессов внутренней конверсии мягких γ-квантов на электронах атомных оболочек.

Таким образом, измерения T-неинвариантных корреляций в γ-излучении ядер дают верхний предел для T-неинвариантной части потенциала $F' \leqslant 2\cdot10^{-3}$.

Ни один из поставленных экспериментов других классов, за исключением распадов K^0-мезонов, также не обнаружил T-неинвариантных эффектов, причем наиболее точные опыты определяют тот же верхний предел $F' \leqslant 2\cdot10^{-3}$ (см. обзор [43]). Вместе с отсутствием электрического дипольного момента у нейтрона на уровне 10^{-24} *е·см* [44] это ставит под сомнение справедливость гипотез о нарушении CP-инвариантности в адрон-адронном или адрон-фотонном взаимодействиях. Гипотеза о нарушении CP-инвариантности в сверхслабом взаимодействии [45] имеет все больше шансов на успех.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T. D. Lee, C. N. Yang.* Phys. Rev., 1956, **104**, 254.
2. *А. И. Алиханов.* Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β-распада. Физматгиз, 1960.
3. *C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, P. P. Hudson.* Phys. Rev., 1957, **105**, 1413.
4. *R. P. Feynman, M. Gell-Mann.* Phys. Rev., 1958, **109**, 193.
5. *R. J. Blin-Stoyle.* Phys. Rev., 1960, **118**, 1605; 1960, **120**, 181.
6. *И. С. Шапиро.* Материалы семинара по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях. Дубна, 1967, стр. 76.
7. *И. С. Шапиро.* УФН, 1968, 95, 647.
8. *F. C. Michel.* Phys. Rev., 1964, **133B**, 329.
9. *J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay.* Phys. Rev. Lett., 1964, **13**, 138.
10. *П. А. Крупчицкий.* Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна, ОИЯИ, 1962, стр. 88; Я. Ф., 1966, 3, 974.
11. *D. H. Wilkinson.* Phys. Rev., 1958, **109**, 1603, 1611, 1615.
12. *H. Hättig, K. Hünchen, H. Wäffler.* Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, 941.
13. *R. Haas, L. B. Leipuner, R. K. Adair.* Phys. Rev., 1959, **116**, 1221.
14. *H. A. Tolhoek, J. A. M. Cox.* Physica, 1953, **19**, 101, 673.
15. *L. Wolfenstein.* Phys. Rev., 75, 1664 (1949).
16. *Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, Ю. А. Оратовский.* Phys. Lett., 1964, **12**, 25; Я. Ф., 1965, **1**, 479.
17. *Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, М. И. Булгаков, О. Н. Ермаков, И. Л. Карпихин.* Phys. Lett., 1968, **27B**, 16; Я. Ф., 1969, **10**, 558.
18. *Ю. Г. Абов, М. М. Данилов, О. Н. Ермаков, И. Л. Карпихин, В. В. Риссухин, А. М. Скорняков.* Я. Ф., 1972, **16**, 1218.
19. *Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, П. А. Крупчицкий.* Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, 1966.
20. *J. L. Alberi, R. Wilson, I. G. Schroder.* Phys. Rev. Lett., 1972, **29**, 518.
21. *M. Forte, O. Saavedra.* Intern. Conf. Nucl. Struct. Study with Neutrons, Antwerpen, 1965.

22. *K. Abrahams, W. Ratynski, F. Stecher-Rasmussen, E. Warming.* Intern. Conf. Nucl. Struct. Study with Neutrons, Antwerpen, 1965.
23. *E. Warming, F. Stecher-Rasmussen, W. Ratynski, J. Kopecky.* Phys. Lett., 1967, **25B**, 200.
24. *J. Eichler, P. Heine.* Zeit. Phys., 1969, **227**, 352.
25. *E. Warming.* Phys. Lett., 1969, **29B**, 564.
26. *M. Gari.* Physics Reports, 1973, **60**, 317.
27. *В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. М. Смотрицкий* и др. Письма ЖЭТФ, 1966, **3**, 268; Я. Ф., 1971, **13**, 555; 1972, **15**, 1142; *В. М. Лобашев, Д. М. Каминкер, Г. И. Харкевич, В. А. Князев, Н. А. Лозовой, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко* и др. Nucl. Phys., 1972, **A197**, 241.
28. *K. S. Krane, C. E. Olsen, J. R. Sites, W. A. Steyert.* Phys. Rev., 1971, **C4**, 1906.
29. *Л. Б. Окунь.* УФН, 1966, **89**, 603.
30. *E. M. Henley, B. A. Jacobsohn.* Phys. Rev., 1959, **113**, 225, 234.
31. *Г. А. Лобов.* Письма ЖЭТФ, 1965, **1**, 7.
32. *S. P. Lloyd.* Phys. Rev., 1951, **81**, 161.
33. *P. A. Krupchitsky, G. A. Lobov.* Atomic Energy Rev., 1969, **7**, 91.
34. *E. M. Henley, B. A. Jacobson.* Phys. Rev. Lett., 1966, **16**, 706.
35. *Е. В. Третьяков, Г. В. Данилян, В. С. Павлов, Г. И. Гришук, В. Ф. Коняев.* Я. Ф., 1968, **7**, 7.
36. *J. Kajfosz, J. Kopecky, J. Honzatko.* Phys. Lett., 1966, **20**, 284.
37. *J. Eichler.* Nucl. Phys., 1968, **A120**, 535; 1969, **A127**, 693.
38. *М. И. Булгаков, Г. В. Данилян, А. Д. Гулько* и др. Я.Ф., 1973, **18**, 12.
39. *M. J. Holmes, W. D. Hamilton, R. A. Fox.* Nucl. Phys., 1973, **A199**, 401.
40. *O. C. Kistner.* Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 872.
41. *M. Atac, B. Chrisman, P. Debrunner, H. Frauenfelder.* Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 691.
42. *T. P. Hannon, G. T. Trammel.* Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 726.
43. *E. M. Henley.* Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, **19**, 367.
44. *П. Миллер.* II Международная школа по нейтронной физике. Алушта, 1974, ОИЯИ Д3-7991, стр. 100.
45. *L. Wolfenstein.* Phys. Rev. Lett., 1964, **13**, 562.

А. Г. БЕДА, Г. Е. БИЗИНА, А. В. ДАВЫДОВ

ПРОБЛЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА

1. ВВЕДЕНИЕ

Прежде чем говорить о сущности этой проблемы, напомним вкратце тем, чья тематика лежит в стороне от исследований резонансного взаимодействия γ-лучей с ядрами, о том, что представляет собой эффект Мессбауэра. Под этим названием известно явление испускания или резонансного поглощения гамма-лучей ядрами в условиях, когда испускающей или поглощающей системе практически не передается кинетической энергии отдачи, несмотря на то, что она воспринимает импульс гамма-кванта. Очевидно, что такие условия возникают, когда масса системы, воспринимающей импульс, достаточно велика; это в свою очередь значит, что излучающее или поглощающее гамма-квант ядро должно быть прочно связано с такой достаточно тяжелой системой. Вторая особенность эффекта Мессбауэра заключается в том, что спектры испускания и поглощения гамма-лучей без отдачи представляют собой линии с шириной, равной в идеальных условиях естественной ширине резонансного уровня ядра. Тепловое движение ядер источника и поглотителя не приводит к допплеровскому уширению тех частей спектров излучения и поглощения, для которых соответствующие процессы происходят без отдачи. Мы не

будем здесь излагать теорию эффекта Мессбауэра, достаточно полно изложенную в ряде книг [1]. Укажем лишь, что вероятность испускания и поглощения гамма-квантов без отдачи, как правило, растет с понижением температуры источника и поглотителя, и, кроме того, вещества с большей дебаевской температурой обычно характеризуются и большей величиной этой вероятности.

В 1959 г. А. В. Давыдов предложил применить эффект Мессбауэра к резонансному возбуждению некоторых долгоживущих состояний ядер, в первую очередь к возбуждению изомерных состояний изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag, обладающих близкими свойствами (табл. 1). В случае успеха эти опыты должны были привести к осуществлению резонансного взаимодействия с небывало узкой относительной шириной резонанса. Так, в случае уровня 93,5 *кэв* изотопа ^{107}Ag, имеющего среднее время жизни 63 *сек*, относительная ширина резонанса, соответствующая естественной ширине уровня $\Gamma \cong 10^{-17}$ *эв*, равна $\Gamma/E\gamma \cong 10^{-22}$. Напомним, что относительная ширина наиболее популярного мессбауэровского резонанса (уровень 14,4 *кэв* ^{57}Fe) составляет $3{,}2 \cdot 10^{-13}$.

Таблица 1

Возбуждаемое ядро	Энергия изомерного состояния (*кэв*)	Среднее время жизни изомерного состояния	Относительная естественная ширина резонанса	Коэффициент внутренней конверсии гамма-перехода	Ядро-источник	Реакция получения источника	Расчетные значения вероятности поглощения гамма-лучей без отдачи при T 0° K для металлической кристаллической решетки
^{103}Rh	40	81,5 *мин*	$3{,}4 \cdot 10^{-24}$	40	^{103}Ru	$^{102}Ru(n,\gamma)^{103}Ru$	0,52 [3]
^{107}Ag	93,5	63 *сек*	$1{,}1 \cdot 10^{-22}$	19,7±0,5 [4[	^{107}Cd	$^{107}Ag(p,n)^{107}Cd$ $^{107}Ag(d, 2n)^{107}Cd$	0,034
^{109}Ag	88	57 *сек*	$1{,}3 \cdot 10^{-22}$	24,7±0,5 [5]	^{109}Cd ^{109}Pd	$^{108}Cd(n,\gamma)^{109}Cd$ $^{108}Pd(n,\gamma)^{109}Pd$	0,053
^{189}Os	30	8,15 *ч*	$7{,}5 \cdot 10^{-26}$	5000	^{189m}Os	$^{188}Os(n,\gamma)^{189m}Os$	0,86

Располагая столь узкими резонансами, можно существенно повысить точность многих исследований. Достаточно сказать, что для наблюдения красного смещения гамма-резонанса в неоднородном гравитационном поле на величину, соответствующую естественной ширине уровня 93,5 *кэв* ^{107}Ag, расстояние по вертикали между источником и поглотителем гамма-квантов должно составлять $\sim 10^{-4}$ *см* вблизи поверхности Земли. При реально достижимых в обычных условиях ширинах подобных резонансов ($\sim 10^{-12}$ *эв*, как будет показано ниже) эта разность высот составит ~ 10 *см*. При такой ситуации появилась бы возможность подробнее, чем это сделано до сих пор, изучить гравитационное смещение гамма-линий и, в частности, зависимость этого смещения от направления распространения гамма-кванта по отношению к гравитационному полю.

Другими интересными опытами со сверхузкими резонансами могли бы быть исследования возможности существования локальной анизотропии инертной массы, для которой пока существует установленный в мессбауэров-

ском опыте с ^{57}Fe верхний предел, равный $\Delta M/M \leqslant 5\cdot10^{-16}$ [2], а также изучение частотной модуляции гамма-линий. Наконец, традиционные для эффекта Мессбауэра исследования свойств твердых тел и химических соединений могли бы выполняться на совершенно ином качественном уровне. Например, влияние неоднородностей строения металлических образцов и малых примесей в них на распределение электронной плотности могло бы изучаться при концентрациях возмущающих микрообъектов на несколько порядков меньших, чем те, при которых это возможно в настоящее время.

Эксперименты с долгоживущими уровнями должны существенно отличаться от традиционных мессбауэровских экспериментов. Благодаря большому времени жизни возбужденных ядер можно разделить во времени процессы возбуждения ядер и регистрации их излучения. Это сулит большие возможности. Действительно, имея для облучения поглотителя сильный источник гамма-лучей (порядка нескольких кюри), можно тем не менее регистрировать наведенную в поглотителе активность в условиях весьма низкого фона, так как за сравнительно небольшую часть среднего времени жизни возбужденных ядер можно успеть разъединить источник и поглотитель и перенести последний за радиационную защиту, где и производить измерение его активности. Интенсивность источников в опытах с серебром обычно составляет $\sim 2\cdot10^9$ *гамма-квантов/сек.* При фоне защищенного детектора ~ 3 *отсчета/мин*, что сравнительно легко реализуется, наблюдение эффекта резонансного поглощения, соответствующего 1 импульсу над фоном за 1 *мин*, становится возможным. В терминах традиционных мессбауэровских экспериментов, выполняемых в геометрии пропускания, это соответствует выбыванию из пучка доли, составляющей приблизительно $1\cdot10^{-10}$. Отметим, что наблюдение в обычных условиях эффекта ослабления пучка на 0,1% уже представляет определенные трудности. Идея эксперимента оказалась настолько захватывающей, что первая попытка осуществить его была предпринята чуть ли не в тот же день, когда идея возникла. Опыт представлялся простым, а его успех — несомненным. В реакторе ИТЭФ был облучен нейтронами кусок палладиевой фольги с целью получения радиоактивного изотопа ^{109}Pd, при β-распаде которого возникает изомерное состояние 88 *кэв* изотопа ^{109}Ag. После облучения палладий завернули в чистую алюминиевую фольгу, сложили вместе с куском листового серебра и погрузили в жидкий азот. Выдержав там источник и поглотитель несколько минут, быстро вынули и разняли серебро и палладий, последний убрали за свинцовый экран, а серебро положили на сцинтилляционный счетчик, настроенный на регистрацию гамма-лучей с энергией 88 *кэв*. Ожидалось, что в течение первых 2—3 *мин* счетчик покажет наличие гамма-активности серебра, спадающей с известным периодом полураспада изомерного состояния ^{109}Ag. Однако никакого превышения числа отсчетов над фоном в этом опыте замечено не было. Как мы увидим ниже, в подобных условиях и не могло наблюдаться эффекта мессбауэровского возбуждения ядер серебра. После неудачной попытки «сходу» наблюдать эффект Мессбауэра для долгоживущего ядерного состояния вопрос об условиях резонансного возбуждения таких состояний был более углубленно изучен Н. А. Бурговым и А. В. Давыдовым. В ходе обсуждения этих условий ряд ценных советов дали Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук. В конце января 1960 г. А. В. Давыдов сообщил о возможности проведения мессбауэровских экспериментов с изомерными состояниями ядер на X ежегодном совещании по ядерной спектроскопии, состоявшемся в Москве. Чуть позже, в феврале 1960 г., небольшую заметку с предложением подобных экспериментов опубликовал К. Цара [6], независимо пришедший к той же самой идее.

2. ЧТО ЗАТРУДНЯЕТ НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА НА ЯДЕРНЫХ ИЗОМЕРАХ.

В дальнейшем общая идея эксперимента осталась той же, что и в первом неудачном опыте, однако было выяснено, что существует ряд причин, которые могут вызывать уширение резонансных линий, а также сдвиг линии поглощения относительно линии испускания, и были предприняты меры, которые должны были по крайней мере частично устранить влияние этих причин.

Рассмотрим вначале основные факторы, приводящие к уширению резонансной линии.

1а. Взаимодействие между магнитными моментами ядер, находящихся в основном и в возбужденном состоянии, расширяет линию до величины, определяемой энергией этого взаимодействия; для оценки можно принять

$$\Delta E = \frac{2\mu_e\mu_g}{d^3}. \qquad (1)$$

Здесь μ_e и μ_g — магнитные моменты соответственно возбужденного и основного состояния; d — среднее расстояние между соседними атомами.

Для приблизительной оценки этой энергии в случае изотопов серебра можно принять следующие значения величин, входящих в выражение (1): $\mu_g = 0{,}12$ ядерного магнетона (я. м.) (среднее значение для ^{107}Ag и ^{109}Ag) [7], $\mu_e = 4{,}3$ я. м. [8], $d = 2{,}6\cdot10^{-8}$ *см*, тогда $\Delta E = 0{,}90\cdot10^{-12}$ *эв*.

2а. Взаимодействие магнитных моментов ядер, находящихся в основном и в возбужденном состоянии, с магнитными моментами атомов парамагнитных примесей, также расширяет линию, но при концентрации примесей $< 10^{-5}$ это уширение будет не более 10^{-12} *эв*.

3а. Взаимодействие между магнитными моментами ядер и магнитными моментами электронов проводимости в металлических образцах также уширяет линию. Однако из-за малого числа эффективно действующих электронов пропорционального kT/E_F, где E_F — энергия Ферми для данного металла) энергия этого взаимодействия при температуре жидкого гелия $\sim 10^{-12}$ *эв*. Отметим сразу же, что этот механизм уширения линии можно полностью исключить, работая с неметаллическими образцами.

4а. Если источник состоит из частиц, настолько мелких, что их отдача при испускании или поглощении отдельных гамма-квантов становится заметной, разброс размеров таких частиц может привести к дополнительному уширению соответствующих линий. Если требуется, чтобы при испускании кванта с энергией ~ 100 *кэв* потеря энергии на отдачу частицы вещества, в состав которой входит излучающее ядро, не превышала 10^{-17} *эв* (естественная ширина уровня ^{107}Ag), масса излучателя должна быть не менее $0{,}89\cdot10^{-6}$ *г*, что при плотности вещества 10 *г/см*^{3} соответствует частицам с линейным размером ~ 3 *мкм*. Если энергию отдачи ограничить величиной 10^{-12} *эв*, масса частиц вещества источника должна быть больше $0{,}89\cdot10^{-11}$ *г*, а их линейный размер $> 0{,}9\cdot10^{-6}$ *см*.

5а. Механические и акустические колебания источника и поглотителя также уширяют резонансную линию. Уширение $\sim10^{-12}$ *эв* получается при колебаниях источника относительно поглотителя с амплитудным значением проекции относительной скорости на направление распространения гамма-кванта $\sim3\cdot10^{-7}$ *см/сек*, если энергия гамма-лучей ~100 *кэв*.

6а. Если в кристаллической решетке источника или поглотителя существует неоднородное электрическое поле, действующее на излучающие или поглощающие ядра, появится дополнительное сверхтонкое расщепление гамма-спектров вследствие взаимодействия электрических квадрупольных моментов ядер с градиентом внутрикристаллического электрического поля.

В идеальных кубических кристаллах этого не происходит. Если, однако, решетка кристалла искажена вследствие механических или радиационных повреждений или из-за наличия в ней примесных атомов, может появиться неоднородное электрическое поле и соответствующее сверхтонкое расщепление ядерных уровней. Причинами появления градиента электрического поля (ГЭП) при этом будут:

1) перераспределение электронов проводимости в окрестностях дефектов решетки (валентный эффект [9]), 2) деформация решетки вблизи дефектов (размерный эффект [9]) и 3) различие в зарядах примесных ионов и ионов решетки металла [10]. Поскольку распределение примесей и дефектов в решетке является хаотическим, то возникает разброс величин ГЭП на ядрах, что приводит к уширению линий испускания и поглощения и к возможному смещению центра уширенной линии относительно положения невозмущенного резонанса. Величина уширения связана с расщеплением ядерных уровней, определяемым энергией сверхтонкого взаимодействия квадрупольного момента ядра, Q с градиентом электрического поля. Интересующие нас уровни изотопов серебра (спин $I = {}^7/_2$) расщепятся на 4 подуровня, энергии W_m которых по отношению к положению невозмущенного уровня можно оценить по следующей формуле, справедливой, вообще говоря, лишь для аксиально симметричного неоднородного электрического поля:

$$W_m = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)}[3m^2 - I(I+1)]. \qquad (2)$$

Здесь eq — компонента градиента электрического поля вдоль оси симметрии (e — элементарный заряд). Расстояние между крайними компонентами квадрупольного расщепления (соответствующими $|m| = {}^7/_2$ и $|m| = {}^1/_2$), определяющими величину уширения линии, будет для рассматриваемых уровней равно $\Delta E = {}^3/_7 e^2qQ$. Поскольку точный расчет величины ГЭП в нашем случае практически невозможен, воспользуемся для оценки ΔE результатами работы [11], в которой было установлено, что на ядра ^{111}Cd, образующиеся в серебряной пластинке при облучении ее альфа-частицами с энергией 22—45 *Мэв*, действует неоднородное электрическое поле, эффективный градиент которого, измеренный методом возмущенной гамма-гамма-корреляции, имеет величину $\sim 1{,}6 \cdot 10^{16}$ *в/см*^{2} [1]. Если принять, что квадрупольный момент ядер серебра в состоянии с $I = {}^7/_2$ равен $\sim 1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, получим $\Delta E \sim 6 \cdot 10^{-9}$ *эв*.

Авторы работы [11] установили, что отжиг облученной серебряной пластинки при $t = 600°$ С в течение нескольких часов приводит к полному (в пределах экспериментальных ошибок $\sim 0{,}2\%$) исчезновению квадрупольного возмущения и, следовательно, по крайней мере к 500-кратному уменьшению ГЭП и связанной с ним величины ΔE.

Таким образом, после отжига $\Delta E \leqslant 1{,}2 \cdot 10^{-11}$ *эв*. Хотя это есть верхняя граница ΔE, в настоящее время нельзя исключить возможность того, что указанный механизм играет существенную роль и в наших экспериментах, описанных ниже.

7а. Взаимодействие между магнитным полем Земли и магнитными моментами ядер, находящихся в основных и в возбужденных состояниях, приводит вследствие зеемановского расщепления ядерных уровней к возникновению сверхтонкого расщепления гамма-спектров испускания и поглощения. На рис. 1 показаны картины этого расщепления для спектра испускания источника ^{107}Ag. Значения магнитных моментов основного и возбужденного со-

---

[1] Примерно 10% всех ядер ^{111}Cd испытывают воздействие неоднородного электрического поля с градиентом, в 50 раз больше указанного.

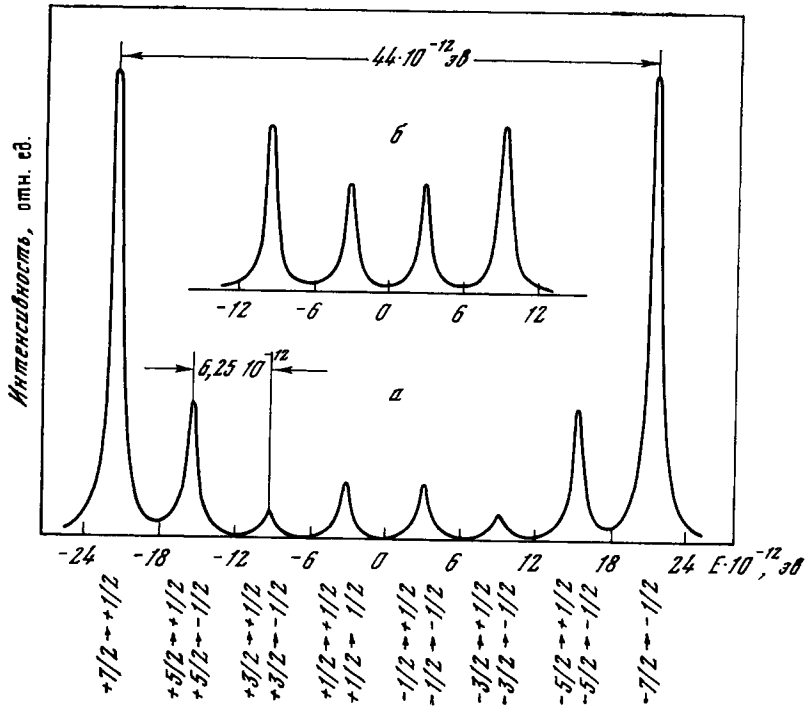


Рис. 1. Зеемановское расщепление гамма-спектра испускания в магнитном поле Земли для ^{107}Ag

стояний приняты равными соответственно 0,11 и 4 я. м., а напряженность магнитного поля Земли — 0,51 *э*. Вектор напряженности магнитного поля расположен перпендикулярно (*а*) и параллельно (*б*) направлению распространения гамма-лучей.

Кроме факторов, приводящих к уширению резонансной линии, имеется ряд причин, вызывающих сдвиг линии излучения относительно линии поглощения, а именно:

1б. Различие в электронной плотности на ядрах источника и поглотителя приводит к возникновению изомерного сдвига, равного

$$\Delta E = \frac{4}{5}\pi Z e^2 R^2 S' \frac{\Delta R}{R}\left(|\psi(0)|_a^2 - |\psi(0)|_s^2\right). \qquad (2а)$$

Здесь Z — атомный номер ядра; R — радиус ядра в основном состоянии; ΔR — изменение радиуса ядра при переходе из основного в возбужденное состояние; $|\psi(0)|_a^2$ и $|\psi(0)|_s^2$ — плотности электронов на ядрах поглотителя и источника соответственно; S' — коэффициент, учитывающий релятивистские эффекты скорости атомных электронов; его необходимо вводить при больших Z, если используются нерелятивистские волновые функции $\psi(0)_a$ и $\psi(0)_s$.

2б. Разность температур ΔT между источником и поглотителем может вследствие эффекта Допплера второго порядка привести к относительному сдвигу линий; при этом

$$\Delta E = -\frac{EC_p}{2Mc^2}\Delta T. \qquad (3)$$

Здесь E — энергия гамма-кванта; C_p — удельная теплоемкость вещества источника и поглотителя при постоянном давлении; M — масса ядра. При низких температурах ($T \leqslant \theta_D/20$) C_p сильно зависит от температуры ($C_p \sim \sim T^3$) и при $T = 4{,}2°$ К разность температур $\Delta T = 1°$ К приводит к сдвигу $\Delta E \sim 5 \cdot 10^{-14}$ *эв*.

3б. Неоднородность гравитационного поля приводит к «красному смещению» гамма-резонанса, величина которого вблизи поверхности Земли следующим образом зависит от расстояния h по вертикали между источником и поглотителем:

$$\Delta E = E \frac{gh}{c^2}. \tag{4}$$

Здесь g — ускорение силы тяжести.

Сдвигу резонанса на 10^{-12} *эв* при $E \sim 100$ *кэв* соответствует $h \sim 10$ *см*. В то же время, чтобы сдвинуть резонанс ^{107}Ag на его естественную ширину (10^{-17} *эв*), требуется разность высот источника и поглотителя $\sim 10^{-4}$ *см*, что делает практически невозможным наблюдение этого резонанса вблизи поверхности Земли при его естественной ширине, даже если бы все причины его уширения были устранены.

Для того чтобы представить себе сложность постановки экспериментов по наблюдению эффекта Мессбауэра на изотопах серебра ($\Gamma_0 = 10^{-17}$ *эв*) даже при уширении линии до 10^{-12} *эв*, можно напомнить, что уже при наблюдении эффекта Мессбауэра на ^{67}Zn ($\Gamma_0 = 4{,}8 \times 10^{-11}$ *эв*, $\Gamma_{\text{наблюд}} \sim 3 \times 10^{-10}$ *эв*) [12] и на ^{181}Ta ($\Gamma_0 = 6{,}7 \cdot 10^{-11}$ *эв*, $\Gamma_{\text{наблюд}} \sim 2 \cdot 10^{-9}$ *эв*) [13] необходимо учитывать ряд факторов, которые несущественны при постановке большинства мессбауэровских экспериментов. Так, в случае ^{67}Zn эффект не удавалось наблюдать, пока система источник—поглотитель—вибратор не была с целью виброизоляции подвешена на нитях. Даже в этом случае кипение жидкого азота в криостате уменьшало резонансный эффект на 30% и приходилось замораживать азот в криостате. Виброизоляция установки и в случае ^{181}Ta приводила к существенному сужению экспериментально наблюдаемой линии. Уже при постановке экспериментов на ^{67}Zn и ^{181}Ta становится существенной степень чистоты исходных материалов, применяемых для изготовления источников и поглотителей. В экспериментах с ^{67}Zn и ^{181}Ta источниками являлись ^{67}Ga и ^{181}W, и доля примесей в них была меньше 10^{-5}—10^{-6}. Весьма существенным являлся и режим отжига используемых источников и поглотителей. Так, в зависимости от выбранного режима отжига источника величина наблюдаемого эффекта в случае ^{67}Zn изменялась в 3 раза. В случае ^{181}Ta понижение вакуума при отжиге фольги от 10^{-8} до 10^{-6} *мм* рт. ст. приводило к существенному уменьшению эффекта и сильному уширению линии. Даже после того, как были приняты все меры для возможного уменьшения вредного влияния указанных выше факторов, экспериментально измеренные ширины линий оказались в 2—3 раза (в случае ^{67}Zn) и в 14 раз (в случае ^{181}Ta) больше естественных.

Здесь уместно отметить интересную подробность, касающуюся упомянутых экспериментов с ^{181}Ta, проводившихся в лаборатории Р. Мессбауэра в Мюнхене. Как рассказывал проф. Мессбауэр во время посещения ИТЭФ в 1971 г., им пришлось очень долго подбирать образцы танталовой фольги, с которыми удалось бы наблюдать эффект. Высококачественные фольги многих хорошо известных фирм почему-то не годились, и лишь случайно они наткнулись на фольгу небольшой провинциальной австрийской фирмы, с образцами которой и были сделаны эти опыты. Возможно, что с образцами серебра в наших опытах дело обстоит примерно так же.

3. НА ЧТО МОЖНО РАССЧИТЫВАТЬ, РАБОТАЯ С ИЗОТОПАМИ СЕРЕБРА?

В табл. 1 приведен небольшой список ядер, с которыми в принципе можно надеяться наблюдать явление резонансного возбуждения изомерных состояний. Наиболее удобными для этой цели являются изотопы серебра ^{107}Ag и ^{109}Ag, на которых мы и сосредоточим наше внимание.

Первым достоинством серебра является то, что в металлическом состоянии оно диамагнитно. Поэтому, изготавливая источник и поглотитель из металлического серебра, можно надеяться, что уширение резонансной линии, о котором шла речь в пункте 2а предыдущего раздела, не будет происходить, тем более что в настоящее время уровень технологии позволяет изготавливать серебро очень высокой чистоты. Доступным является серебро чистотой 99,999% и даже 99,9999%. Таким образом, примесь парамагнитных атомов к серебру можно снизить до 10^{-5} и менее.

Радиоактивные источники, распад ядер которых приводил бы к образованию ядер серебра в изомерных состояниях, можно получить несколькими способами. На рис. 2 изображены схемы уровней изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag вместе со схемами распада изотопов, испытывающих радиоактивное превращение в эти ядра [14]. Видно, что, работая с изотопом ^{107}Ag, приходится в качестве источника использовать ^{107}Cd. В случае ^{109}Ag источниками могут быть изотопы ^{109}Cd или ^{109}Pd. В упомянутом выше нашем первом неудачном опыте использовался источник из ядер ^{109}Pd, полученный облучением на реакторе естественной смеси изотопов (содержание изотопа ^{108}Pd составляет в естественной смеси 26,8%). Теперь читателю должно быть понятно, почему этот опыт не мог удаться. Палладий — парамагнитный металл и мессбауэровская линия испускания палладиевого источника должны быть на несколько порядков шире, чем 10^{-12} *эв*. В такое же число раз должно уменьшиться и поперечное сечение резонансного возбуждения, а оно, как мы увидим ниже, невелико уже при ширине резонанса $\sim 10^{-12}$ *эв*. Кроме того, между линией

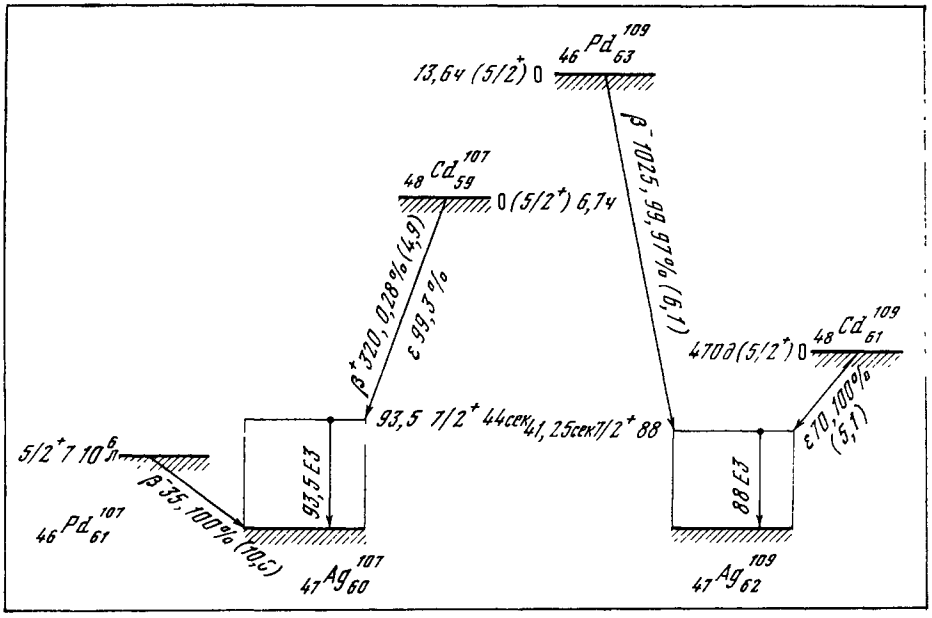


Рис. 2. Схема уровней изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag

испускания палладиевого источника и линией поглощения серебряного поглотителя должен существовать изомерный сдви , который может по оценке, основанной на [15], составлять $5 \cdot 10^{-9}$ *эв*. Таким образом, сильно уширенная линия испускания была еще и сдвинута относительно линии поглощения настолько, что, конечно, никакого наблюдаемого эффекта резонансного возбуждения ядра ^{109}Ag не могло и быть.

Тем не менее существует возможность применить источник ^{109}Pd для данной цели, изготавливая специальный сплав Pd с Ag. Подробно об этом будет сказано ниже. Здесь же укажем только, что ^{109}Pd весьма удобен тем, что легко получить высокую интенсивность источника, облучая палладий нейтронами в реакторе. Достоинством ^{109}Pd является также его больший, чем у ^{107}Cd, период полураспада (13,6 *ч*).

Наиболее удобный источник должен приготавливаться из ядер ^{109}Cd. Действительно, его период полураспада очень велик (416 ± 16 дней [16]). К тому же кадмий диамагнитен и его примешивание к серебру при изготовлении источника не должно вызывать уширения линии, связанного с механизмом, описанным в п. 2а. Существуют, однако, большие трудности в изготовлении такого источника, речь о которых пойдет ниже.

Таким образом, на первых порах остается единственная возможность сравнительно легко изготовить источник из ядер ^{107}Cd. Этот изотоп образуется в заметном количестве при облучении ядер серебра протонами или дейтонами с энергией 10—26 *Мэв*, получаемыми на циклотронах. При этом используется одна из следующих ядерных реакций:

$$^{107}Ag + p \rightarrow {}^{107}Cd + n,$$

$$^{107}Ag + d \rightarrow {}^{107}Cd + 2n.$$

Главным недостатком источника из ядер ^{107}Cd является его малый период полураспада (6, 7 *час*), что сильно затрудняет проведение большого числа экспериментов с одним и тем же источником.

Оценим теперь приблизительно величину эффекта, которую можно ожидать в опытах по резонансному возбуждению изотопов серебра. Хотя в дальнейшем мы будем говорить только об изотопе ^{107}Ag, все количественные выводы будут с небольшой поправкой справедливы и для ^{109}Ag, поскольку свойства изомерных состояний обоих ядер чрезвычайно сходны.

Процесс, который мы хотим наблюдать, в сущности представляет собой резонансное рассеяние гамма-лучей. То что возбужденные состояния поглотителя высвечиваются через очень большой по ядерным масштабам промежуток времени после резонансного поглощения гамма-лучей источника, принципиального значения не имеет.

Поперечное сечение резонансного рассеяния гамма-лучей при точном совпадении положений линий испускания и поглощения выражается в случае мессбауэровского поглощения следующей формулой:

$$\sigma = \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{\lambda_0^2}{4\pi} a \left(\frac{1}{1+\alpha}\right)^2 ff'. \qquad (5)$$

Здесь I_e и I_g — спины соответственно возбужденного и основного состояний ядра; λ_0 — длина волны рассеиваемого гамма-излучения; a — относительное содержание в поглотителе изотопа, ядра которого резонансно поглощают гамма-лучи; α — коэффициент внутренней конверсии для рассматриваемого перехода; f и f' — доли излучения, испускаемого и поглощаемого без отдачи соответственно. Если вещества источника и поглотителя идентичны и они находятся при одинаковой температуре, то $f = f'$.

Расчет в дебаевском приближении показывает, что для металлического серебра при температуре 4,2° К $f = 0{,}034$ (при температуре жидкого азота $f = 0{,}0032$).

Для изотопа ^{107}Ag остальные величины, входящие в формулу (5), имеют следующие значения: $I_g = 1/2$, $I_e = 7/2$, $\lambda_0 = 1{,}325 \cdot 10^{-9}$ *см*, $a = 0{,}519$, $\alpha \approx 20$. Подставив эти значения в (5), получаем $\sigma = 7{,}65 \cdot 10^{-25}$ *см*^{2}. Поскольку в наших условиях ширина резонанса в силу вышеуказанных причин может возрасти от 10^{-17} до $\sim 10^{-12}$ *эв*, полное сечение резонансного рассеяния уменьшится в $\sim 10^5$ раз и для оценки эффекта его можно принять равным $\sigma = 8 \cdot 10^{-30}$ *см*^{2}. Так как для получения источника удобно облучать на циклотроне плоскую пластинку серебра, то и поглотитель гамма-лучей следует делать в виде плоской серебряной пластинки, прикладываемой при активации к пластинке-источнику.

Проведем расчет эффекта для случая, когда толщина поглотителя d составляет 0,3 *мм*, расстояние между пластинками $b = 1$ *мм* и радиоактивные ядра равномерно распределены в слое вещества источника до глубины $c = 0{,}1$ *мм* (рис. 3).

Если размеры активного пятна, оставляемого пучком циклотрона на пластинке-мишени, служащей в дальнейшем источником, гораздо меньше размеров поглотителя, то при расчете сечения достаточно учесть распределение активности, источника по его глубине, не принимая во внимание ее распределение по площади источника. Тогда расчет числа отсчетов детектора, к которому будет подноситься поглотитель после конца облучения резонансными гамма-квантами, можно произвести по следующей формуле, справедливой для равновесных условий:

$$n = \frac{N_0 \nu \sigma \epsilon}{4c} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\beta \int_0^{c} dx \int_{\frac{b+x}{\cos\theta}}^{\frac{b+x+d}{\cos\theta}} e^{-\mu\left(R - \frac{b}{\cos\theta} + \frac{R\cos\theta - b - x}{\cos\beta}\right)} \sin\theta \sin\beta \, dR. \qquad (6)$$

Здесь N_0 — интенсивность источника в числе распадов в единицу времени; ν — число резонансных ядер в 1 *см*^{2} поглотителя; σ — поперечное сечение резонансного рассеяния; ϵ — эффективность регистрации рассеянных гамма-лучей; μ — полный коэффициент поглощения резонансных гамма-лучей в веществе источника и поглотителя. Остальные обозначения ясны из рис. 3.

После интегрирования по R и X формула (6) приобретает вид

$$n = \frac{N_0 \nu \sigma \epsilon}{4c\mu^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\left[1 - e^{-\mu d\left(\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\beta}\right)}\right]\left(1 - e^{-\frac{\mu c}{\cos\theta}}\right) \sin\theta \sin\beta \, d\theta \, d\beta}{\frac{1}{\cos\theta} + \frac{1}{\cos\beta}}. \qquad (7)$$

Интегралы по углам берутся численно. Для указанных выше геометрических размеров и $\mu = 17{,}5$ 1/*см* двойной интеграл по углам θ и β равен 0,06.

Если интенсивность источника $N_0 = 3{,}7 \cdot 10^9$ *квантов/сек*, то при $\epsilon = 0{,}5$ $n = 2{,}17$ *отсчетов/сек*.

В течение первой минуты после конца облучения поглотителя будет сосчитано $N = \int_0^{t=1\text{мин}} ne^{-\lambda t} dt$ гамма-квантов, что составит в случае ^{107}Ag $38{,}6n$ или 84 отсчета.

Наличие магнитного поля Земли, приводящее к зеемановскому расщеплению спектров испускания и поглощения, дополнительно уменьшает эту

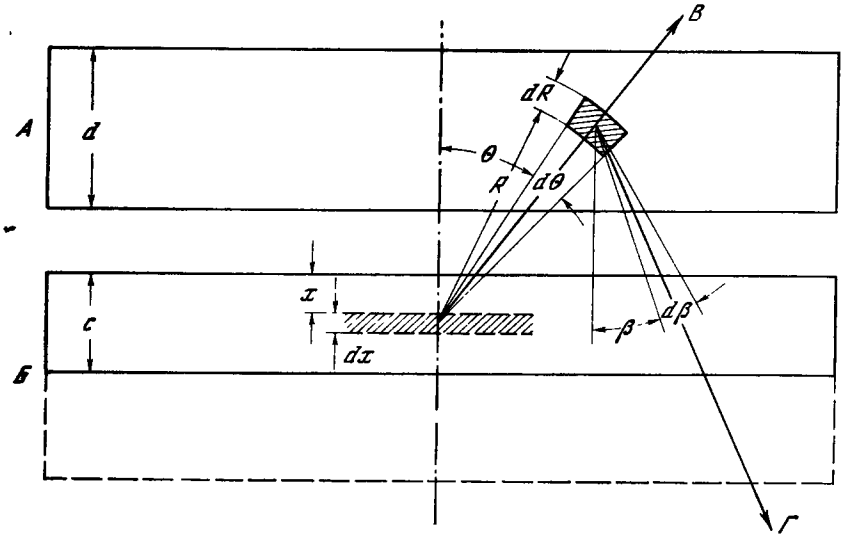


Рис. 3. Геометрия расчета величины эффекта

А — поглотитель; *Б* — источник; *В* — направление вылета первичного гамма-кванта; Г — направление вылета рассеянного гамма-кванта

величину в 2—3 раза. Таким образом, ожидаемый эффект при точном совпадении линий испускания и поглощения составляет для указанной выше активности источника 28—42 отсчета в первую минуту после окончания активации.

Рассмотрим теперь два эффекта, которые в принципе могли бы имитировать явление мессбауэровского возбуждения изомерных состояний. Первый из них — обычное («классическое») резонансное рассеяние гамма-квантов, при котором ядра испытывают отдачу, а линии поглощения и испускания имеют допплеровскую ширину, обусловленную тепловым движением атомов. Поперечное сечение такого процесса имеет вид

$$\sigma = 2\pi\lambda^2 \frac{2I_e+1}{2I_g+1} \frac{1}{(1+\alpha)^2} \frac{\Gamma\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\Delta^2_{\text{исп}}+\Delta^2_{\text{погл}}}} e^{-\left[\frac{E_\gamma^2}{2Mc^2\sqrt{\Delta^2_{\text{ист}}+\Delta^2_{\text{погл}}}}\right]^2}. \tag{8}$$

Здесь M — масса ядра, испускающего или поглощающего гамма-кванты; $\Delta_{\text{ист}}$ и $\Delta_{\text{погл}}$ — допплеровские ширины соответственно линий испускания и поглощения, причем

$$\Delta = E_\gamma \sqrt{\frac{2kT'}{Mc^2}}, \tag{9}$$

где T' — эффективная температура, связанная с истинной температурой T тела и с его дебаевской температурой θ выражением

$$\frac{T'}{T} = 3\left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} t^3 \left(\frac{1}{e^t-1}+\frac{1}{2}\right) dt. \tag{10}$$

Для серебра $\theta = 226°$ К [17] и, поскольку эксперименты проводятся при $T = 4{,}2°$ К, $T' = 85°$ К, а $\Delta_{\text{ист}}$ и $\Delta_{\text{погл}}$ равны $3{,}58\cdot10^{-2}$ *эв*.

При этих значениях $\Delta_{ист}$ и $\Delta_{погл}$ формула (8) дает для случая ^{107}Ag величину $\sigma = 4{,}45 \cdot 10^{-38}$ *см*^{2}. Таким образом, эффект «классического» резонансного рассеяния оказывается в $\sim 10^8$ раз меньше ожидаемого эффекта мессбауэровской активации ядер и в наших условиях наблюдаться не может.

Второй ложный эффект может быть связан с кулоновским возбуждением изомерного состояния быстрыми электронами, возникающими в поглотителе под действием неизбежно присутствующих в спектре источника гамма-лучей с энергией больше резонансной. Сечение этого процесса можно оценить на основании работы [18]. Для электронов с энергией 0,8 *Мэв* оно равно $6 \cdot 10^{-39}$ *см*^{2} (сечение сложного процесса, включающего в себя образование электрона в поглотителе и возбуждение этим электроном одного из ядер, будет, естественно, еще меньше). При таком сечении эффектом кулоновского возбуждения можно пренебречь даже в случае, когда гамма-квант высокой энергии возникает в каждом акте радиоактивного распада источника.

4. ПЕРВЫЕ УСПЕШНЫЕ ОПЫТЫ ПО ГАММА-РЕЗОНАНСНОМУ ВОЗБУЖДЕНИЮ УРОВНЯ 93,5 *кэв* ^{107}Ag

Эти опыты были выполнены в ИТЭФ в 1963 г. Источники и поглотители для них готовились из одного большого слитка серебра чистотой 99,999% (согласно заводскому паспорту). Без всякого травления было видно, что слиток состоит из крупных (размером $\sim$ 2—3 *мм*) монокристаллов. Слиток был разрезан на фрезерном станке на пластины толщиной $\sim$ 2 *мм*, которые затем прокатывались до толщины 0,5 *мм*. Из полученных листов вырезались пластинки размером 20 $\times$ 30 *мм*. Источники приготовлялись путем облучения этих пластин протонами с энергией 17 *мэв* на циклотроне ИАЭ им. И. В. Курчатова. Каждое облучение занимало 10—12 *ч* при токе протонов $\sim$ 70 *мка*. Полученные источники имели к началу измерения активность $\sim$ 1 кюри, что соответствовало испусканию $\sim 1{,}85 \cdot 10^9$ гамма-квантов с энергией 93,5 *кэв*. (Большая часть распадов источника ^{107}Cd сопровождалась испусканием конверсионных электронов образующимися ядрами ^{107}Ag, так как коэффициент внутренней конверсии перехода 93,5 *кэв* составляет около 20.)

На рис. 4 изображена схема экспериментальной установки, применявшейся в опытах 1963 г. Описание этой установки и самих опытов приведено в статье [19], откуда мы его и процитируем: «Источник *1*, обернутый в двойной слой алюминиевой фольги, и поглотитель *2* в однослойной обертке помещались в медную коробку *3* в непосредственном контакте друг с другом. Коробка *3*, снабженная пружинной крышкой, позволяющей быстро вынимать источник и поглотитель, подвешивалась на силоновой нити длиной $\sim$ 50 *см* и двухметровом резиновом шнуре *4* в трубке *5*, нижняя часть которой через вакуумный шлюз *6* соединена с внутренней полостью гелиевого криостата *7*. Вакуумно-уплотненный шток *8* в верхней части трубы *5* давал возможность перемещать коробку *3* по вертикали вверх и вниз. После опускания коробки *3* в нижнюю часть полости криостата из трубы *5* откачивался воздух и она наполнялась газообразным гелием до давления порядка 200—300 *мм* рт. ст. Затем производилась заливка жидкого гелия в криостат, предварительно охлажденный жидким азотом. Наличие гелия в криостате, а также температура коробки измерялись при помощи угольных термометров сопротивления, изготовленных в Институте физических проблем АН СССР. Градиент температуры в том месте полости криостата, где находится коробка с источником и поглотителем, согласно измерениям, не превосходил 0,002° К на 1 *мм*, что в наших условиях не приводит к сколько-нибудь

заметному температурному сдвигу линий. После охлаждения коробки до температуры 4,2° К вся установка выдерживалась в течение 3 *мин* при допустимом по расчету уровне акустических шумов, контролируемом при помощи прокалиброванного акустического зонда, измеряющего акустическое давление снаружи криостата. Предварительно этим же зондом определялось соотношение между акустическими давлениями внутри полости криостата и вне его.

Затем коробка быстро поднималась вверх, закрывался вакуумный шлюз *6* и криостат, отделенный от трубы *5*, по направляющим *9* опускался вниз. Коробка *3* извлекалась из трубы, раскрывалась и облученный образец помещался на сцинтилляционный счетчик с тонким (3 *мм*) кристаллом NaJ (Tl), находящийся в свинцовом домике. Источник в то же самое время помещался за свинцовую защиту. Вся процедура от конца облучения пластинки до начала счета занимала 25—30 *сек*».

При выделении эффекта активации поглотителя из фона учитывалось, что гамма-лучи, испускаемые поглотителем, должны иметь энергию 93,5 *кэв* а их интенсивность будет спадать со временем экспоненциально в соответствии со средним временем жизни уровня 93,5 *кэв* ^{107}Ag, равным 63 *сек*. Продолжим цитирование работы [19].

«Импульсы от сцинтилляционного счетчика подавались на одноканальный анализатор ААДО-1, настроенный на фотопик линии 93,5 *кэв*. Ширина канала составляла 5 *в*, причем максимум счета должен был соответствовать амплитуде импульсов около 20 *в*. Счет велся непрерывно в течение 20 *мин* и показания пересчетного прибора записывались ежеминутно. Числа отсчетов, начиная с пятой минуты, использовались для определения среднего фона, который в разных сериях измерений составлял от 5 до 10 отсчетов в 1 *мин*. На рис. 5 изображены результаты 18 серий измерений, полученные сложением 18 чисел отсчетов для каждого последовательного интервала счета продолжительностью в 1 *мин*. Заштрихованная полоса указывает средний фон и его погрешность, вычисленные с использованием всех точек, начиная с пятой. Хорошо видно, что в течение первых минут скорость счета значительно превышает средний фон, причем спад активности происходит в согласии со средним временем жизни распадающихся ядер, равным 63 *сек* (изображенная на графике экспонента соответствует именно этому времени жизни). Следует отметить, что отжиг источника и поглотителя

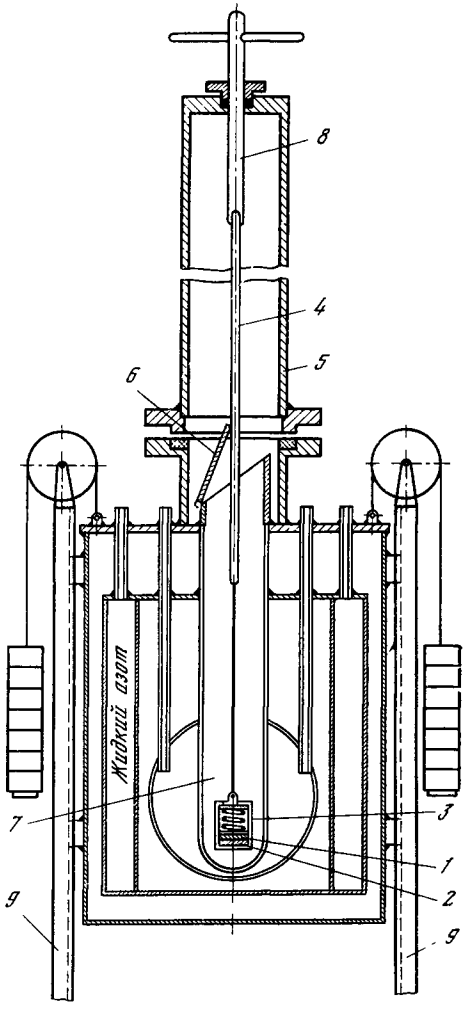


Рис. 4. Схема экспериментальной установки, применявшейся в опытах 1963 г.

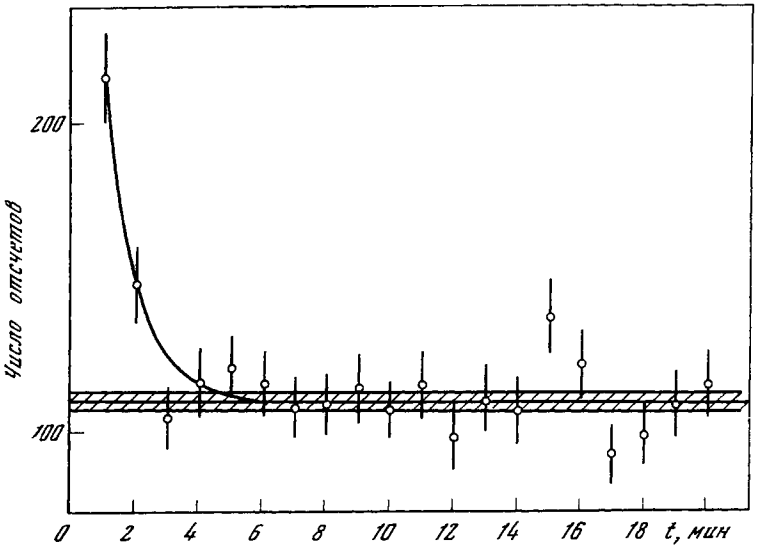


Рис. 5. Результаты наблюдения эффекта Мессбауэра на долгоживущем изомерном состоянии ^{107}Ag, полученные в 1963 г.

в вакууме в течение 1,5—2,0 *ч* при температуре 500—560° С приводит к увеличению резонансного поглощения в несколько раз. По-видимому, основное влияние отжига состоит в восстановлении кристаллической структуры металла, поврежденной при облучении протонами, и удаления из серебра накопившегося в процессе облучения водорода».

Сечение резонансного рассеяния гамма-лучей, измеренное в опытах 1963 г., оказалось равным $(0{,}74 \pm 0{,}20)\cdot 10^{-30}$ *см*^{2}, что в $6{,}8\cdot 10^5$ раз меньше указанной выше расчетной величины. Если положения линий испускания и поглощения совпадают, это означает, что ширина резонансной линии примерно в $6{,}8\cdot 10^5$ раз превосходит естественную ширину. Однако эти опыты не позволяют ничего сказать о возможном сдвиге линии поглощения относительно линии испускания. Было ясно, что необходимо предпринять усилия по прямому измерению формы резонансной линии и ее возможного сдвига.

Измерение формы линии в случае долгоживущих изомеров должно существенно отличаться в методическом отношении от обычных мессбауэровских опытов с короткоживущими возбужденными состояниями ядер. Поскольку измерение наведенной активности поглотителя можно вести только после окончания процесса его облучения, применение режима меняющейся во времени относительной скорости источника и поглотителя исключается; этот режим даст лишь среднее за период изменения скорости значение эффекта возбуждения, зависимость же этого эффекта от скорости (т. е. форма линии) останется неопределенной. Поэтому опыт должен состоять из периодов длительной активации поглотителя при определенных постоянных для каждого периода относительных скоростях источника и поглотителя, чередующихся с периодами измерения наведенной в поглотителе активности.

Установку, применявшуюся в 1963 г., нельзя было приспособить для измерения формы линии. Препятствовало этому обстоятельство, что она требовала новой заливки жидкого гелия перед проведением каждого цикла активации поглотителя. Поэтому выполнение одного цикла измерений зани-

мало 2 —2,5 *ч* и вследствие малого периода полураспада ^{107}Cd не удавалось провести с одним и тем же источником более четырех-пяти активаций. Этого, конечно, не было достаточно для измерения формы линии. Желательно также было применить более эффективные методы регистрации наведенной гамма-активности и дополнительно снизить фон детектора. Все это заставило нас начать разработку новой более совершенной установки и ряда дополнительных устройств.

5. НОВАЯ УСТАНОВКА И НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Только к началу 1969 г. удалось завершить работы по созданию новой установки и помещения для нее. Установка в том виде, в каком она находится сейчас, изображена в разрезе на рис. 6. Она состоит из большого криостата для жидкого гелия *2* и верхнего отсека, соединенного с криостатом трубой, перекрываемой свинцовым затвором *4*. Активация поглотителя происходит в нижней части вертикальной трубы, причем источник с поглотителем можно располагать на подвесе *3*, состоящем из капроновых нитей и пружин. Вся установка помещена в подвальном помещении на отдельной бетонной плите *1*, изолированной от фундамента здания с помощью песчаной подушки. Конструкция установки позволяет работать с верхним поло-

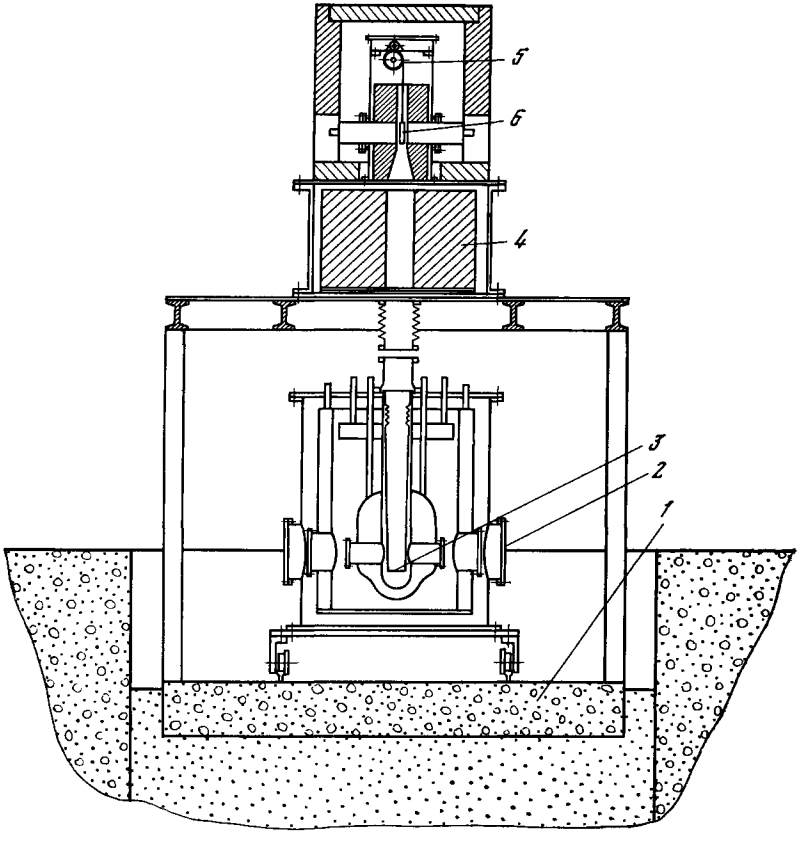


Рис. 6. Схема новой экспериментальной установки

жением детекторов, когда после активации источник остается в нижнем отсеке, а поглотитель *6* с помощью электропривода *5* поднимается наверх, и в другом варианте, когда детектор располагается внизу вблизи места активации поглотителя; наверх в этом случае убирается источник. Свинцовый затвор служит для подавления прямого прохождения гамма-лучей от источника к поглотителю во время измерения наведенной в поглотителе гамма-активности. Благодаря тому, что операция переноса поглотителя от источника к детектору осуществляется внутри криостата без его разъема, одного заполнения криостата жидким гелием хватает по крайней мере на 5 циклов активации поглотителя.

В первых экспериментах, проводившихся в 1969 и 1970 гг., гамма-кванты регистрировались германиевым детектором, расположенным в нижней части криостата. Известно [20], что Ge(Li)-детекторы, обладающие при температуре жидкого азота спектрометрическими свойствами, практически теряют эти свойства при дальнейшем охлаждении до температуры жидкого гелия. В связи с этим пришлось решать довольно сложную задачу о введении внутрь объема с жидким гелием детектора, имеющего температуру жидкого азота. Преимуществом этого устройства по сравнению с ранее применявшимся сцинтилляционным счетчиком была, конечно, гораздо лучшая разрешающая способность Ge(Li)-детектора (в первых опытах ~ 5 *кэв*), что, как ожидалось, должно было улучшить отношение эффекта к фону.

Основных недостатков было два: во-первых, из-за того, что поглотитель облучался источником сверху, а счет наведенной активности происходил снизу, гамма-лучи испытывали дополнительное ослабление в поглотителе, во-вторых, одновременно с облучением поглотителя происходило облучение сильным источником детектора. Из-за этого наблюдалось временное снижение эффективности детектора, достигавшее 6% в первую минуту после облучения. Этот эффект был специально исследован и учитывался путем введения соответствующей поправки.

Источник и поглотитель готовились в каждом опыте из одного и того же образца серебра, и серебра одной партии обычно хватало на несколько опытов.

Мишени делались из серебряных пластинок толщиной ~ 1 *мм*, поглотители прокатывались до толщины 0,5 *мм*. В первых экспериментах мишень готовилась путем диффузионной сварки серебряной пластинки с медным корпусом мишени циклотрона, охлаждаемой проточной водой. В дальнейшем применялось приваривание прямоугольной серебряной мишени при помощи аргоно-дуговой сварки к кромке прямоугольного отверстия в медном корпусе мишени. В этом случае водой охлаждалась непосредственно серебряная пластинка. Кроме того, в этом случае практически исключалось глубокое проникновение в серебро атомов меди, которое могло происходить вследствие диффузии при первоначальном способе изготовления мишеней. И источник и поглотитель перед экспериментом подвергались отжигу в вакууме в одинаковом режиме. Отжиг проводился в кварцевых трубах, помещаемых в тигельную печь. Температура отжига составляла в разных случаях от 500 до 650°, а вакуум в кварцевой трубе — 10^{-5} — 10^{-6} *мм* Hg. Отжиг занимал 2 *ч*, после чего образцы охлаждались в течение 3 *ч* до температуры 50—100° С и вынимались из трубы. Поглотитель отжигался, как правило, за сутки до эксперимента, а источник сразу же после того, как привозился с циклотрона. Перед отжигом серебряная пластинка вырезалась из корпуса мишени с помощью ножа-штампа в горячей лаборатории.

Первые четыре эксперимента, проведенные с марта 1969 г. по февраль 1970 г., были выполнены с источниками из новой партии серебра (табл. 2),

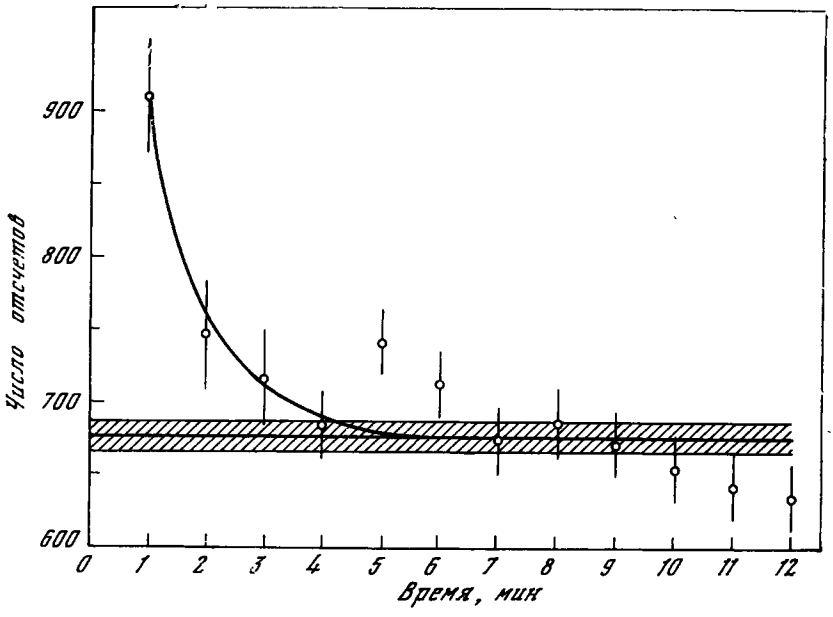


Рис. 7. Суммарные результаты 4 успешных опытов 1970 г.

приготовленными на цилоктроне ФЭИ (Обнинск) с помощью реакции ^{107}Ag (d, $2n$) ^{107}Cd при энергии дейтонов 22 *Мэв*. Все они оказались неудачными. В следующих четырех экспериментах источники готовились на том же циклотроне, но, как и в 1963 г., с помощью протонного облучения. Во всех этих опытах наблюдался ожидаемый эффект возбуждения уровня 93,5 *кэв* ^{107}Ag, причем в статистическом отношении результаты 1970 г. в несколько раз превышали данные 1963 г. На рис. 7 показаны суммарные результаты четырех успешных опытов 1970 г. Они содержат данные, полученные в 43 сериях активации ^{107}Ag (напомним, что в 1960 г. было проделано всего 18 таких серий.)

В дальнейшем было проведено еще 13 экспериментов с источниками, приготовлявшимися как дейтонной, так и протонной бомбардировкой. В двух случаях вместо атомарного водорода ускорялись ионы молекулярного водорода. Эти опыты проводились с различными образцами серебра. Конструкция установки постепенно менялась в ходе этих экспериментов и, как нам казалось, в лучшую сторону. Вместо одного германиевого детектора, расположенного внизу, были установлены два плоских Ge(Li)-детектора в верхнем отсеке; поглотитель, поднимавшийся снизу, попадал в узкий промежуток между торцами этих детекторов. Это должно было существенно увеличить эффективность регистрации наведенной гамма-активности.

После некоторого периода эксплуатации свойства Ge(Li)-детекторов ухудшились, в частности сильно увеличились толщины мертвых слоев со стороны входных торцов детекторов. Поэтому они в качестве временной меры были заменены двумя сцинтилляционными счетчиками с тонкими (3 *мм*) кристаллами NaJ(Tl). Последние эксперименты выполнялись с этими детекторами.

Во время активации источник и поглотитель находились в подвешенном состоянии, причем подвес должен был бы обеспечить значительное подав-

Таблица 2

№№ пп	Дата	Способ получения источника	Образец серебра, %	Наличие эффекта	Величина *RRR*	Примечание
	1969					
1	март	d, $2n$	99,999	Нет	Не измерялась	Поглотитель и один Ge(Li)-детектор расположены внизу
2	май	d, $2n$	99,999	То же	То же	
	1970		99,999	»	»	То же
3	июнь	d, $2n$				»
4	февраль	d, $2n$	99,999	»	»	»
5	март	p, n	99,999 *	Есть	365	»
6	март	p, n	99,999 *	То же	365	»
7	май	p, n	99,999 *	»	365	»
8	май	p, n	99,999 *	»	365	»
9	октябрь	p, n	99,999 *	Нет	365	Источник расположен внизу, два Ge(Li)-детектора — вверху
10	ноябрь	p, n	99,999 *	То же	»	
	1971					
11	март	p, n	99,999 *	»	365	Изменились виброусловия
12	апрель	p, n	99,999 *	»	365	2 детектора NaJ(Tl) наверху
13	май	p, n	99,999 *	»	365	То же
14	июнь	p, n	99,9999	»	365	»
15	ноябрь	p, n	99,9999	»	365	»
	1972					
16	февраль	d, $2n$	99,9999	»	365	Введен поджим
17	апрель	p, n	99,9999	»	365	Улучшена виброизоляция
18	июнь	H_2^+, $2n$	99,999	»	Не измерялась	То же
	1973					
19	апрель	p, n	Л **	»	2300	»
20	май	H_2^+, n	99,9999	Возможно, есть	660	»

* Серебро из другой партии, чем предыдущие образцы.
* Серебро лабораторной очистки.

ление вибраций, которые могли передаваться паре источник-поглотитель от корпуса криостата, с которым они непосредственно соединялись в опытах 1970 г. Конструкция подвеса позволяла менять относительное расположение источника и поглотителя: можно было проводить активацию поглотителя, устанавливая его либо ниже, либо выше источника. Делались попытки охлаждать жидкий азот ниже точки кипения путем откачки объема над ним с целью уменьшения шума. Однако все эти усовершенствования не дали нужного результата, и после 1970 г. ни разу не удалось наблюдать не вызывающий сомнений эффект активации ^{107}Ag, хотя результаты одного из опытов 1973 г. указывают на возможное наличие эффекта. Данные о всех опытах, проведенных с 1969 по 1973 г. с циклотронными источниками, приведены в табл. 2.

Помимо основных экспериментов был проведен специальный опыт с целью проверки, не наблюдается ли в некоторых случаях эффект кулоновского возбуждения ядер Ag, о котором шла речь выше. Для этого был изго-

товлен сильный гамма-источник (~ 5 *кюри*) облучением в реакторе металлического палладия. Спектр этого источника содержит значительно большее количество жестких гамма-линий, чем получаемый на циклотроне наш обычный источник ^{107}Cd. Как и ожидалось, эффекта кулоновского возбуждения уровней 93,5 и 88 *кэв* изотопов серебра обнаружить не удалось.

Большое число неудачных опытов, проведенных с источниками той же интенсивности и в тех же температурных и геометрических условиях, что и удачные эксперименты, косвенно свидетельствует о том, что и другие эффекты, имитирующие мессбауэровское возбуждение интересующих уровней, например, «классическое» резонансное рассеяние гамма-лучей, не дают сколько-нибудь заметного вклада в наблюдаемый эффект.

6. КАК МЫ ИНТЕРПРЕТИРУЕМ РЕЗУЛЬТАТЫ СВОИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При анализе данных, полученных во всех опытах с 1963 г. по настоящее время, прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что во всех случаях, когда наблюдался эффект резонансного возбуждения ядер серебра, источник готовился облучением серебра протонами. Ни разу не удалось заметить эффект, используя источник, полученный по реакции ^{107}Ag (d, $2n$) ^{107}Cd. Возможно, что причиной этого является различный характер радиационных дефектов, создаваемых в серебре протонами и дейтронами, и разная степень их устранения в процессе отжига.

Нами были предприняты попытки установить связь между наблюдаемостью или ненаблюдаемостью эффекта и чистотой материала, применяемого для изготовления источника и поглотителя. Неожиданная ситуация сложилась, когда мы выяснили, что высокая степень чистоты серебра, указываемая в заводском паспорте образца, далеко не всегда соответствует действительности [2]. Это связано с тем, что в заводских условиях анализируется наличие не всех возможных примесей, а в паспорте, как правило, указываются только технические условия.

Удобным для наших целей методом контроля чистоты материала является измерение его так называемого остаточного электрического сопротивления, т. е. сопротивления, которым данный образец обладает при температуре 4,2° K. На практике обычно измеряется отношение сопротивления при комнатной температуре к остаточному сопротивлению. Это отношение, обозначаемое символом *RRR* (Residual Resistance Ratio), сильно зависит как от степени чистоты металла, так и от наличия в нем дефектов кристаллической решетки. Одной из причин, посредством которой чистота и совершенство решетки металла могут влиять на наблюдаемость эффекта мессбауэровского поглощения гамма-квантов, является возникновение дополнительных изомерных сдвигов резонансной линии и ее уширения. В нашем случае различие между источником и поглотителем может возникать вследствие разного характера их обработки (прокатка до разных толщин, пайка будущего источника к мишени, его вырезание и выравнивание после облучения), а также вследствие облучения источника, которое помимо насыщения серебра водородом или дейтерием приводит к появлению многочисленных радиационных дефектов.

В работе [14], посвященной исследованию эффекта Мессбауэра на ядрах ^{181}Ta (уровень 6,28 *кэв*), изучались, в частности, зависимости изомерных сдвигов и ширин резонансов от величины остаточного сопротивления образ-

---

[2] Об этом сообщил Г. Е. Бизиной Г. Э. Карстенс, имевший в Институте физических проблем АН СССР большой опыт работы с чистым серебром и другими металлами.

Таблица 3

Год	*RRR* поглотителей, измеренные после их переплавки	Чистота по паспорту, %	Примеси элементов по данным				
			Al	Si	Cl	Mg	Fe
1963	300	99,999	$3\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-4}$	$<1\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$
1970	365	99,999	$1\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$	$<1\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$
1971	164	99,999	$1\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-4}$	$<1\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-3}$
1973	660 *	99,999	$3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-6}$	$3\cdot10^{-4}$	$<2\cdot10^{-6}$	$5\cdot10^{-5}$
1973 (ИФТТ)	440	—	$3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-4}$	$<1\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$

* *RRR* для этого образца 1973 г. измерялось в Институте физических проблем АН СССР. Образец без переплавки электроэррозионным способом вырезался из целого слитка — это наиболее надежный способ подготовки образцов к такого сорта измерениям. Рамками выделены значения количеств

цов тантала высокой чистоты, главной примесью в которых является кислород. Установлено, что эти величины практически линейно растут с увеличением отношения $R_{4,2°K}/(R_{300°K} - R_{4,2°K})$. Таким образом, можно ожидать, что образцы серебра с возможно большими значениями *RRR* будут обладать меньшими ширинами гамма-резонансов, а значит давать больший эффект резонансного рассеяния гамма-лучей. По нашей просьбе в 1973 г. в Институте физики твердого тела (ИФТТ) была проведена большая работа по измерению остаточных сопротивлений образцов серебра — поглотителей, с которыми проводились эксперименты (успешные в 1963 и 1970 гг. и безуспешные в 1971—1972 гг.). Пластинки тщательно травились, переплавлялись в атмосфере чистого водорода в химическом реакторе ИФТТ, затем измерялись величины их *RRR* и производился масс-спектральный анализ этих образцов на обычно сопутствующие серебру примеси. Следует подчеркнуть, что это только первая попытка более пристального исследования свойств образцов серебра, с которыми проводились эксперименты. Среди полученных данных для нас важным является указание на некоторую корреляцию между значениями *RRR* и фактом наблюдения и ненаблюдения эффекта с данным образцом серебра, которое можно увидеть из табл. 3.

Видно, что образцы, с которыми эффект наблюдался в 1963 и 1970 гг., имеют значения *RRR*, большие, чем неудачный образец 1971 г., хотя по паспортным данным он значительно чище. Что касается данных масс-спектрального анализа по 12 элементам (Al, Si, Cl, Mg, Cu, Ni, Cr, Sb, Bi, As, Au, J), то значения количеств примесей для образцов 1963 и 1970 гг. по всем элементам практически одинаковы, за исключением содержания Si (в образце 1963 г. содержание Si в 10 раз больше, чем в образце 1970 г.). Если сравнивать образец 1971 г. с образцом 1970 г., то в нем Al, Ni, Bi в 3 раза больше, Fe, Cu, Au в 10 раз больше, так что корреляция *RRR* этих образцов не случайна.

После получения этих данных естественно было провести эксперимент с заведомо высокочистым образцом серебра. По нашей просьбе в ИФТТ был изготовлен слиток серебра в виде блока монокристаллов с $RRR=2300$. С ним был проделан эксперимент в апреле 1973 г. (см. табл. 2), который, однако, не был успешным. Следует отметить, что пластинки для поглотителя и мишени после прокатки были приготовлены и отжигались в химическом реакторе ИФТТ в атмосфере водорода при температуре 850° С в те-

масс-спектрального анализа								Наблюдался ли эффект резонансного рассеяния?
Cu	Ni	Cr	Sb	Bi	As	Au	J	
$3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<1\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	Да
$3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<1\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	»
$3\cdot10^{-4}$	$1\cdot10^{-4}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$	$<3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$	$<3\cdot10^{-5}$	Нет
$<6\cdot10^{-6}$	$<2\cdot10^{-5}$	$<2\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<6\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-4}$	$<3\cdot10^{-5}$	Возможно
$1\cdot10^{-4}$	$3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$<3\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$	$<3\cdot10^{-5}$	Нет

примесей, превышающие в несколько раз содержание соответствующих элементов в образцах 1963 и 1970 гг., с которыми были получены положительные результаты.

чение 2 *ч*, а затем медленно охлаждались со скоростью 50° С/*ч*. Отсутствие эффекта в этом случае могло объясняться тем, что изготовленные из серебра особо высокого качества и не совсем обычной структуры источник и поглотитель, имевшие вначале весьма близкие свойства, оказались очень разными после того, как источник подвергся «грубому обращению» в виде пайки, облучения протонами, вырезания из мишени и механического выравнивания. При этом если у серебра высокого качества (поглотитель) резонансная линия достаточно узкая, то у источника, сильно попорченного указанной выше обработкой, она может оказаться уширенной и сдвинутой. Наш режим отжига источника мог оказаться недостаточным для ликвидации этих последствий обработки, и резонансные условия не осуществлялись.

Таким образом, даже из этих данных ясно, что качество серебра, из которого изготавливаются образцы, требует к себе пристального внимания: необходимо, не надеясь на удачу, подбирать такие образцы, которые имеют по крайней мере не худшие свойства по содержанию примесей и значению *RRR*, чем образцы 1963 и 1970 гг., а также аналогичную кристаллическую структуру. Кроме того, необходим тщательный контроль образцов по измерению величины *RRR* при проведении всех операций с поглотителями и источниками. В этом направлении сделаны первые шаги, и работы будут продолжаться.

7. ЧТО НАДО ДЕЛАТЬ В ДАЛЬНЕЙШЕМ?

Итак, основная задача ближайшего будущего состоит в том, чтобы научиться создавать резонансные условия для долгоживущих изомерных состояний во всех случаях, когда исходная чистота вещества источника и поглотителя благоприятствует этому. Решение этой задачи требует прежде всего возможности длительное время работать с одним и тем же источником.

Это значит, что следует от короткоживущих источников ^{107}Cd перейти к более долгоживущим источникам, например к ^{109}Cd и к ^{109}Pd. Работая с ^{109}Cd и с ^{109}Pd, можно надеяться осуществить широкую программу экспериментов, включая подбор поглотителей и режимов термообработки образцов, а также поиск резонанса с помощью допплеровского сдвига спектра испускания или поглощения. Рассмотрим вкратце основные проблемы, стоящие за каждым пунктом этой программы.

Изготовление долгоживущего гамма-источника из ^{109}Cd.

Помимо указанных выше преимуществ работы с долгоживущим источником, переход к изотопу ^{109}Ag связан с увеличением эффекта $\sim$ в 2 раза из-за большей величины доли f излучения без отдачи для перехода 88 *кэв* (см. табл. 1). Изотоп ^{109}Cd можно получить в циклотронных реакциях ^{109}Ag (p, n) ^{109}Cd и ^{109}Ag $(d, 2n)$ ^{109}Cd или облучая ^{108}Cd нейтронами в реакторе. Из-за большого периода полураспада ^{109}Cd практически нельзя изготовить источник большой активности на циклотроне за разумное время, поэтому единственной возможностью остается применение (n, γ)-реакции. Поперечное сечение реакции ^{108}Cd (n, γ) ^{109}Cd для тепловых нейтронов измерялось А. Г. Бедой [21] и оказалось равным $2{,}4 \pm 0{,}9$ *барн*. Это значит, что для получения источника с интенсивностью ~ 3 *кюри* достаточно облучать в потоке тепловых нейтронов $\sim 10^{15}$ $1/см^2 \cdot сек$ в течение года ~ 20 *мг* кадмия, обогащенного до 90% изотопом ^{108}Cd. При этом полученный источник будет содержать $\sim 5{,}7 \cdot 10^{18}$ активных ядер ^{109}Cd. Если сплавить эти 20 *мг* кадмия с таким количеством серебра, чтобы из сплава было можно изготовить источник диаметром 5 *см* и толщиной 0,5 *мм*, то концентрация кадмия в серебре составит $1{,}75 \cdot 10^{-3}$. Желательно снизить эту концентрацию насколько возможно. Пределом, очевидно, является концентрация, соответствующая внедрению в серебро лишь активных ядер ^{109}Cd без примеси ^{108}Cd. В настоящее время существуют установки, позволяющие с высокой эффективностью выделять радиоактивные изотопы из облученных образцов. Внедрять в серебро потребуется $5{,}7 \cdot 10^{18}$ ядер кадмия, что соответствует концентрации $\sim 10^{-4}$. Облучать же в реакторе придется ~ 500—800 *мг* кадмия с обогащением $\sim 50\%$ по ^{108}Cd при длительности облучения в несколько месяцев. Хотя кадмий диамагнитен, наличие его в указанной концентрации может привести к появлению заметного изомерного сдвига линии испускания и к ее дополнительному уширению из-за хаотического распределения кадмия в сплаве и соответствующего разброса изомерных сдвигов для излучающих ядер, находящихся в различных участках источника. Для оценки величины возможного изомерного сдвига воспользуемся результатами работы [22], в которой показано, что в системах AgAu и PdAu величина изомерного сдвига линии поглощения 77 *кэв* ^{197}Au относительно линии испускания источника, которым являлась металлическая Pt, содержащая β-радиоактивный изотоп ^{197}Pt, прямо пропорциональна концентрации Ag и Pd в диапазоне от 0 до 90%. Авторы осторожно указывают, что при совсем малых концентрациях Ag или Pd зависимость может быть и иной, так как экспериментальных данных для таких концентраций нет. Делая грубую оценку изомерного сдвига в системе Ag—Cd, мы будем предполагать все-таки, что в этой системе сдвиг также пропорционален концентрации примеси (Cd) и что эта пропорциональность сохраняется и при совсем малых количествах примесного кадмия в серебре.

Изомерный сдвиг между линией испускания источника, состоящего практически целиком из кадмия (с малым количеством радиоактивных ядер серебра), и линией поглощения образца из чистого серебра оценим по формуле (2). В работе [16] приводятся значения $|\psi(0)|^2_{Ag} = 0{,}53 \cdot 10^{26}$ $1/см^3$, $|\psi(0)|^2_{Cd} = 0{,}76 \cdot 10^{26}$ $1/см^2$ и $S' = 2{,}12$. Приняв $(\Delta R/R) \approx 10^{-4}$, получим для абсолютной величины сдвига значение $|\Delta E| = 0{,}6 \cdot 10^{-7}$ *эв*. Знак ΔE определяется неизвестным знаком ΔR.

Если же концентрация Cd в серебре составляет 10^{-4}, то в предположении, что величина изомерного сдвига пропорциональна этой концентрации, получим следующую оценку сдвига для рассматриваемой пары источник-поглотитель: $\Delta E \cong 6 \cdot 10^{-12}$ *эв*.

Таким образом, изомерный сдвиг может оказаться равным нескольким ширинам линий и резонансное рассеяние гамма-лучей от источника ^{109}Cd в серебряной матрице, обладающего вышеуказанными свойствами, удастся в этом случае наблюдать лишь при осуществлении требуемого допплеровского сдвига линии испускания относительно линии поглощения.

Изготовление гамма-источника из ^{109}Pd в диамагнитном упорядоченном сплаве Ag-Pd.

Радиоактивный изотоп ^{109}Pd после β-распада превращается в то же дочернее ядро ^{109}Ag, что и ^{109}Cd. Поскольку период полураспада ^{109}Pd составляет 13,6 *ч*, он тоже более удобен, чем ^{107}Cd, хотя и в меньшей степени, чем ^{109}Cd. Достаточную активность ^{109}Pd легко получить, облучая умеренные количества ^{108}Pd (или естественного палладия) в реакторе средней мощности. Последнее обстоятельство дает большие удобства для работы с этим источником, однако реализовать их можно, лишь изготавливая источник ^{109}Pd в виде сплава Ag-Pd, который при определенных концентрациях Ag (~ 49,5%) становится диамагнитным [23].

Е. М. Савицким и Н. Л. Правоверовым [24] подробно исследованы системы Ag—Pd различными методами физико-химического анализа. В результате установлено существование соединений Курнакова PdAg и Pd_3Ag_2. Для нас представляет интерес соединение PdAg, поскольку оно диамагнитно (50% Ag). Источник и поглотитель, состоящие целиком из соединения PdAg, были бы особенно интересны, так как по существу представляли бы собой образцы из упорядоченных сплавов. Для таких систем должно уменьшаться уширение линий, вызываемое локальными изменениями изомерных сдвигов из-за неоднородностей структуры вещества. В настоящее время мы сотрудничаем с рядом институтов, в том числе и с Институтом физических проблем АН СССР, в отношении изготовления высокочистых упорядоченных диамагнитных сплавов Ag-Pd. Технология этого изготовления очень сложна и требует длительного времени: включает в себя продолжительные отжиги, переплавку образцов в особых условиях, исключающих как загрязнение материала, так и улетучивание (выгорание) отдельных компонент, наконец, прокатку и травление образцов и целый ряд различных контрольных исследований и анализов, с помощью которых устанавливается пригодность образцов для дальнейшей работы.

Подбор образцов. Необходимо уделить большое внимание развитию техники измерения остаточных сопротивлений металлов, в том числе и серебра. В дальнейшем эти методы могут быть применены к выбору образцов, обещающих дать наиболее узкие линии (вспомним, что ширина гамма-резонанса в случае ^{181}Ta линейно зависит от $1/RRR$).

Очень важно также использовать методы измерения *RRR* при термообработке радиоактивных источников, контролируя изменение их свойств в зависимости от продолжительности и температуры и от вакуумного режима.

Подбор режима термообработки. До сих пор отжиг образцов как стабильного, так и радиоактивного серебра производился при вакууме ~ 10^{-6} *мм* Hg. В настоящее время, однако, появились возможности изготовления (и приобретения) насосов, обеспечивающих вакуум ~ 10^{-10} *мм* Hg и лучше. Эти насосы, безусловно, можно применить для отжига источников с изотопами ^{109}Pd и ^{109}Cd, а может быть, и ^{107}Cd. В работе Зауэра [14] показано, насколько важную роль в сужении линии 6,28 *кэв* ^{181}Ta играла степень вакуума при отжиге танталовой фольги. Не исключено, что аналогичную роль улучшение вакуума сыграет *г* при отжиге образцов серебра и сплава Ag-Pd.

Работа с различными соединениями серебра. Как было указано Ю. М. Каганом [25], внедрение мессбауэровского ядра в сложную кристаллическую решетку может привести к увеличению доли f излучения, испускаемого или поглощаемого без отдачи, и к сглаживанию температурной зависимости f. Этот теоретический вывод был подтвержден, в частности, экспериментами с изотопом ^{119}Sn, когда источник и поглотитель делались не из металлического олова, а из его окиси. Видимо, следует ожидать такого же эффекта и для серебра. Поэтому в дальнейшем следует провести эксперименты по возбуждению изомеров серебра в образцах, являющихся различными химическими соединениями серебра.

Поиск резонансов и измерение их ширин с помощью допплеровского сдвига спектров испускания или поглощения. Этот пункт программы следует считать наиболее важным, несмотря на то, что он рассматривается здесь последним. В сущности, измерение формы мессбауэровского резонанса является главной целью этих экспериментов на их нынешней стадии, когда еще рано говорить о применении сверхузких гамма-резонансов к исследованию различных тонких явлений.

Мы располагаем сейчас техническими возможностями для создания относительных скоростей движения источника и поглотителя на уровне 10^{-8} — 10^{-7} *см/сек* при температуре 4,2° К. Основная проблема — подбор движителя — была решена уже несколько лет назад, когда А. Г. Беда [26], исследовав пьезоэлектрический эффект в кварце и керамике ЦТС, впервые получил значения их пьезоэлектрических модулей при температуре жидкого гелия и показал, что возможно создание движителя на основе пьезоэлектрического эффекта в этих веществах.

Тот факт, что процент образцов высокочистого серебра, с которыми наблюдался эффект, не слишком мал (см. табл. 2), наводит на мысль, что сдвиг резонанса в неудачных случаях скорее всего невелик. Это позволяет надеяться, что можно будет обнаружить резонанс в сравнительно простом опыте, когда источник и поглотитель приводятся в относительное синусоидальное движение (или движение по другому закону, но с обязательным изменением скорости в достаточно широких пределах) с амплитудой скорости, достаточной для сдвига резонанса на несколько ожидаемых ширин. Если окажется, что резонанс для покоящихся источника и поглотителя сдвинут настолько, что этот сдвиг перекрывается при их относительном колебательном движении, то осуществятся условия, когда в течение некоторой части t периода колебания T будет возможным резонансное поглощение гамма-квантов. Активность поглотителя будет при этом меньше максимально возможной в t/T раз. Отметим, что, поскольку промежуток времени, в течение которого возможно в этих условиях резонансное поглощение, значительно меньше периода полураспада возбуждаемого изомерного состояния, следует ожидать в этом случае проявления известных эффектов частотной модуляции гамма-спектров, состоящих в расщеплении одиночной резонансной линии на ряд компонент. Это расщепление становится все более четким при уменьшении t/T, и при достаточно малой величине этого отношения возникает картина из многих линий различной интенсивности, занимающая энергетическую область, значительно превышающую естественную ширину гамма-линии. В нашем случае гамма-спектр излучения представляет собой непрерывное распределение, образованное наложением большого числа отдельных линий естественной ширины. Для каждой из этих линий в отдельности будут проявляться эффекты частотной модуляции и важно, чтобы уширение спектра из-за этой модуляции не превосходило уже имеющейся эффективной его ширины. Таким образом, для того чтобы в нашем случае частотная моду-

ляция не уменьшала величину эффекта резонансного рассеяния гамма-лучей, условие сводится к ограничению ширины ΔE частотно-модулированного спектра величиной $\sim 10^{-12}$ *эв*.

Для оценки допустимой величины интервала времени, в течение которого происходит активация ядер, ограничимся учетом первых восьми компонент частотно-модулированного спектра; интенсивность остальных компонент составляет менее 20% всего спектра [27]. Это приводит к нижнему пределу времени активации $t \geqslant 5 \cdot 10^{-3}$ *сек*. Отсюда можно получить следующие соотношения между амплитудой A и частотой ω синусоидальных колебаний источника относительно поглотителя: $A\omega^2 = \frac{\pi \Gamma c}{2tE_\gamma} \leqslant 10^{-9}$ *см/сек*^{2} и между амплитудой A и частотой переменного напряжения, прикладываемого к пьезокристаллу ЦТС, применяемому в качестве движителя: $A\omega^2 \leqslant 0{,}2$ *в/сек*^{2} (здесь использовано измеренное в [26] значение пьезомодуля ЦТС, $d_{mn} = 5{,}9 \cdot 10^{-9}$ *см/в*).

Если указанным способом резонанс обнаружен не будет, придется осуществлять больший допплеровский сдвиг спектров, накладывая на колебательное движение перемещение источника или поглотителя с постоянной скоростью. После обнаружения резонанса измерение его формы придется выполнять, активируя поглотитель при значениях постоянной относительной скорости, соответствующих области ожидаемого положения резонанса.

В экспериментах, описанию которых посвящена часть этой статьи, участвовали сотрудники как из ИТЭФ, так и из других институтов, таких, как Физико-энергетический институт (г. Обнинск), Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Институт физических проблем, Институт физики твердого тела, Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений. К сожалению, объем статьи не позволяет перечислить всех, кто оказал нам неоценимую помощь в проведении этих сложных опытов. Нам хотелось бы особенно горячо поблагодарить сотрудников нашей лаборатории, принимавших участие в подготовке и проведении экспериментов, в том числе В. Г. Алпатова, который участвовал во всех этапах этой работы и является одним из авторов последних опубликованных результатов, В. М. Новикова, Ю. И. Некрасова, Г. В. Роттера, Л. З. Федулова, А. И. Зубкова, Г. Р. Карташова и М. М. Короткова, руководившего изготовлением электронной аппаратуры для германиевых детекторов и также являвшегося одним из авторов публикаций по этой теме.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Вертхейм.* Эффект Мессбауэра. «Мир», 1966; *В. С. Шпинель.* Резонанс гамма-лучей в кристаллах. «Наука», 1969; сб. «Химические применения мессбауэровской спектроскопии». «Мир», 1970.
2. *C. W. Sherwin, H. Frauenfelder, E. L. Garwin, E. Lüscher, S. Margulies, R. N. Peacock.* Phys. Rev. Lett., 1960, 4, 399 (перевод в сб. «Эффект Мессбауэра». ИЛ, 1962, стр. 418).
3. *J. P. Sage.* Rew. Mod. Phys., 1964, 36, 471.
4. *N. L. Lark, P. F. A. Goudsmith, J. F. W. Jansen, J. E. J. Obersky, A. H. Wapstra.* Nucl. Phys., 1963, 35, 582.
5. *H. Leutz, K. Schneckenberger, H. Wenninger.* Nucl. Phys., 1965, 63, 263.
6. *C. Tzara.* Compt. Rend., 1960, 250, 1466.
7. *G. H. Fuller, V. W. Cohen.* Nuclear Moments, Appendix I to Nucl. Data Sheets, 1965, p. 9.
8. *G. M. Stinson, R. G. Summers-Gill.* Physics in Canada, 1966, 22, № 2, 43.
9. *P. L. Sagalyn, A. P. Paskin, R. J. Harrison.* Phys. Rev., 1961, 124, 428.
10. *A. J. Pustowka, B. D. Sawicka, J. A. Sawicki.* Phys. Stat. Sol. (b), 1973, 57, 783.

11. *M. Behar, R. M. Steffen.* Phys. Rev. Lett., 1973, 29, 116.
12. *А. И. Бескровный, Н. А. Лебедев, Ю. М. Останевич.* Препринт ОИЯИ, Р14-5958, 1971.
13. *C. Sauer* Z. f. Phys., 1969, 222, 439.
14. *Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев.* Схемы распада радиоактивных ядер A≥100. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 68, 80.
15. *D. A. Shirly.* Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 339.
16. *А. Г. Беда, Л. Н. Кондратьев, Е. Ф. Третьяков.* Изв. АН СССР, серия физ., 1965, 29, 1092.
17. *Douglas L. Martin.* Phys. Rev., 1966, 141, 576.
18. *H. R. Roble.* Nucl. Phys., 1956, 2, 641.
19. *Г. Е. Бизина, А. Г. Беда, Н. А. Бургов, А. В. Давыдов.* ЖЭТФ, 1963, 45, 1408.
20. *E. Sakai, H. L. Malm, J. F. Fowler.* Доклад на Гетлинбургской конф. по полупроводниковым детекторам, ORNL 15—18/5, 1967; *А. Г. Беда* и др. Программа и тезисы XIII Всесоюзн. совещ. по атомной спектроскопии. Рига, 1968, стр. 238.
21. *А. Г. Беда, Л. Н. Кондратьев, Е. Ф. Третьяков.* Изв. АН СССР, серия физ., 1965, 29, 1092.
22. *L. D. Roberts* et al. Phys. Rev., 1965, 137, 895.
23. *Von Borjie Svensson.* Ann. der Phys., 1932, 5, 699; *B. R. Coles.* Proc. Phys. Soc., 1952, 65, 221.
24. *Е. М. Савицкий, Н. Л. Правоверов.* ЖНХ, 1961, 6, 499.
25. *Ю. М. Каган.* ЖЭТФ, 1961, 41, 659.
26. *А. Г. Беда.* ФТТ, 1967, 9, 1332.
27. *S. L. Ruby, R. S. Preston, C. E. Scov, B. J. Zabransky.* Phys. Rev., 1973, A8, 59.

В. В. ВЛАДИМИРСКИЙ

ВЛИЯНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

При рассмотрении ядра методами теории ферми-жидкости важно сформулировать предельные соотношения, справедливые при $A \to \infty$, как феноменологическую схему, учитывающую конечность размеров ядра в первом неисчезающем приближении. Такой схемой является капельная модель ядра, предусматривающая разделение энергии взаимодействия нуклонов на объемную часть, поверхностную часть и кулоновскую энергию. Ядра средних атомных номеров представляют собой не очень большие системы: число нуклонов в поверхностном слое достигает половины полного числа нуклонов. В связи с этим правильный учет поверхностных эффектов представляется особенно важным. Рассматривая ядро как двухкомпонентную жидкость (нейтроны + протоны), необходимо последовательно учитывать зависимость энергии от соотношения между компонентами не только в объемном, но и в поверхностном члене. Такое феноменологическое рассмотрение позволяет связать устойчивость формы ядер с накоплением нейтронного избытка на поверхности, существенно изменяет предсказания капельной модели о зависимости порога деления от заряда ядра. Феноменологическая теория дипольных колебаний ядер (гигантский резонанс) при правильном учете изотопической энергии на поверхности дает согласующийся с экспериментом ход изменения частоты от A.

Значительная часть изложенных здесь соображений была получена в 1953 г. и стимулирована беседами с А. И. Алихановым.

1. МОДЕЛЬ

Представим энергию ядра в виде суммы объемного члена, поверхностного члена и кулоновской части [1]

$$E = \int \varepsilon\, dA + \int \eta\, da + E_c. \tag{1}$$

Плотность объемной ε и поверхностной η энергии здесь нормированы на один нуклон: $dA = n_V dv$; $da = n_s dS$, где n_V — объемная плотность нуклонов; n_s — поверхностная плотность нуклонов, равная по порядку величины половине произведения объемной плотности на толщину поверхностного слоя. Распределение заряда в ядре будем описывать переменными t и τ, равными z-компоненте изотопического спина, рассчитанными на один нуклон. Они связаны условием

$$T_z = \frac{Z-N}{2} = \int t\, dA + \int \tau da. \tag{2}$$

Заметим, что в принятых здесь обозначениях поверхностные нуклоны учитываются дважды — в объемном члене и в поверхностном члене. Плотность заряда в объеме равна $(^1/_2 + t)$, а вблизи поверхности $(^1/_2 + t + \tau)$. Для электростатической энергии получаем

$$\begin{aligned} E_c &= \frac{1}{2}\int \varphi_1\left(\frac{1}{2} + t_1\right) dA_1 + \frac{1}{2}\int \varphi_1 \tau_1\, da_1, \\ \varphi_1 &= e^2 \int \left(\frac{1}{2} + t_2\right) \frac{dA_2}{R_{12}} + e_2 \int \tau_2 \frac{da_2}{R_{12}}. \end{aligned} \tag{3}$$

Распределение заряда может быть получено из условия минимума энергии при заданном T_z или, иначе говоря, из условия минимума функционала $E - \lambda T_z$. Считая ε и η функциями от t и τ, получаем уравнения

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \varphi = \lambda, \qquad \frac{\partial \eta}{d\tau} + \varphi = \lambda. \tag{4}$$

Множитель Лагранжа

$$\lambda = \frac{dE}{dZ} - \frac{dE}{dN} = \mu + \varphi \tag{5}$$

равен сумме химического μ и электростатического φ потенциалов протонного избытка. Поверхностное натяжение определяется как производная энергии ядра по величине поверхности (в принятых здесь обозначениях $\varkappa = dE/da$) при постоянном T_z

$$\varkappa = \eta - \mu\tau. \tag{6}$$

Поверхностное натяжение не совпадает с поверхностной плотностью энергии, так как при локальном изменении поверхности происходит перераспределение заряда и изменяются как объемная, так и поверхностная части энергии по всему ядру.

При применениях удобно использовать в качестве независимой переменной химический потенциал и рассматривать t и τ как функции одной переменной μ. Уравнения (4) в этом случае дают

$$\frac{d\varepsilon}{d\mu} = \mu \frac{dt}{d\mu}, \qquad \frac{d\eta}{d\mu} = \mu \frac{d\tau}{d\mu}; \tag{7}$$

дифференцируя (6), получаем

$$\frac{d\varkappa}{d\mu} = -\tau. \tag{8}$$

Конкретная зависимость η от τ или от μ может быть определена только из микроскопической теории или из опыта. Однако некоторые свойства этих функций могут быть получены из весьма общих соображений.

Условие устойчивости распределения зарядов дает

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} = \frac{d\mu}{dt} \geqslant 0, \qquad \frac{d^2\eta}{d\tau^2} = \frac{d\mu}{d\tau} \geqslant 0. \tag{9}$$

Предположение о симметрии ядерных сил при замене протонов на нейтроны приводит к четным функциям $\varepsilon(t)$, $\eta(\tau)$. Если выбрать начало отсчета для химического потенциала $\mu = 0$ при $t = \tau = 0$, то функции $\varepsilon(\mu)$, $\eta(\mu)$, $\varkappa(\mu)$ должны быть четными, а функции $t(\mu)$ и $\tau(\mu)$— нечетными. Вследствие (9) обе функции $t(\mu)$ и $\tau(\mu)$ должны быть монотонно возрастающими. Это приводит к довольно важным результатам для ядер с неравным числом протонов и нейтронов: 1) избыток нуклонов одного сорта обязательно накапливается у поверхности ядра, 2) поверхностное натяжение при этом уменьшается. Заметим, что нарушение условия устойчивости на поверхности при $\mu = 0$ принципиально возможно, но привело бы к экзотическому распределению зарядов: поверхность должна распадаться на две фазы с избытком нуклонов разного сорта. Никаких указаний на возможность нарушения устойчивости заряда на поверхности нет, тем не менее интересно привести некоторые характеристики такого гипотетического режима. Пусть функция поверхностной энергии имеет вид $\eta(\tau) = \eta_0 + b\tau^2 + c\tau^4$, причем $b < 0$, тогда минимум энергии ядра соответствует решению $\mu = 0$, $t = 0$, $\tau_{1,2} = \pm\sqrt{-b/2c}$, третье решение $\tau_3 = 0$ неустойчиво. Поверхностная энергия и поверхностное натяжение равны $\eta = \varkappa = \eta_0 - (b^2/4c)$. Условие (2) дает $T_z = \tau_1 a_1 + \tau_2 a_2$, где a_1 и a_2— части поверхности, занятой протонами и нейтронами. Вследствие $a_1 + a_2 = a$ такой режим возможен, пока $|T_z| < |\tau_{1,2}|\, a$. При больших T_z решение не будет качественно отличаться от обычного случая.

Экспериментальные данные об электромагнитных и нуклонных радиусах ядер, а также теоретические соображения [2] свидетельствуют в пользу выполнения условий устойчивости (9). В ядрах реализуется распределение, которое на первый взгляд кажется парадоксальным: по мере продвижения от центра ядра к поверхности относительный избыток нейтронов уменьшается вследствие кулоновского отталкивания протонов, но в самом поверхностном слое снова возрастает.

2. ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ИЗОТОПИЧЕСКИХ ЧЛЕНОВ

Рассмотрим случай $T \ll A$. При этом μ мало, объемную и поверхностную плотность энергии можно записать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 \frac{\mu^2}{2}, \qquad \eta = \eta_0 + \eta_2 \frac{\mu^2}{2}. \tag{10}$$

Изотопические переменные равны

$$t = \mu\varepsilon_2, \qquad \tau = \mu\eta_2. \tag{11}$$

Если пренебречь изменением электрического потенциала в ядре, то можно определить химический потенциал μ из условия (2)

$$\mu = \frac{T_z}{\varepsilon_2 A + \eta_2 a} \tag{12}$$

и записать изотопическую часть энергии ядра в форме

$$E_{\mathrm{I}} = \frac{T_z^2}{2(\varepsilon_2 A + \eta_2 a)} = \frac{(N-z)^2}{8(\varepsilon_2 A + \eta_2 a)}. \tag{13}$$

Величина эффектов, связанных с изотопической зависимостью поверхностной энергии, определяется безразмерным параметром

$$Y = \frac{\eta_2 a}{\varepsilon_2 A} \simeq Y_0 A^{1/3}. \tag{14}$$

В приближении постоянного потенциала параметр Y равен отношению поверхностной части нейтронного избытка к объемной части. Имеется принципиальная возможность определить Y_0 по зависимости заряда β-устойчивого ядра Z_A от числа нуклонов. Финберг [1] попытался разделить объемную и поверхностную части изотопической энергии ядра, записанной в форме

$$E_\tau = (N-Z)^2 [u_{\tau v} + u_{\tau s} A^{-1/3}], \tag{15}$$

и получил для отношения коэффициентов оценку

$$0 < -\frac{u_{\tau s}}{u_{\tau v}} < 0{,}6. \tag{16}$$

Это дает приблизительно

$$0 < Y_0 < 0{,}8 \tag{17}$$

в наших обозначениях. Такая оценка, однако, значительно усложняется оболочечными эффектами, учетом сжимаемости ядра и другими факторами. В поздних работах получены более высокие значения поверхностной части изотопической энергии. При сравнении двучленной формулы Финберга (15) с формулами (13), (14) целесообразно использовать не предельные выражения при $A \to \infty$, а требовать, чтобы формулы наилучшим образом согласовались при каком-то среднем атомном номере. Здесь и в дальнейшем для таких сравнений выбирается $A = 125$, в качестве условия согласования принято равенство функций и их первых производных по A.

Параметризация эмпирической формулы масс ядер с изотопическим членом в форме (15) была позже выполнена Камероном [3]. Параметры Камерона соответствуют значению

$$Y_0 = 3{,}2. \tag{18}$$

Аналогичная параметризация Зигера [4] дает

$$Y_0 = 6{,}0. \tag{19}$$

Майерс и Святецкий [5], комбинируя вычисления по модели Томаса — Ферми с подбором параметров капельной модели, получили для изотопической части энергии ядра выражение

$$\frac{35{,}08 + 157{,}5 A^{-\frac{1}{3}}}{(1 + 3{,}9636 A^{-\frac{1}{3}})^2} \frac{(N-Z)^2}{A}. \tag{20}$$

Соответствующая оценка Y_0 дает

$$Y_0 = 3{,}5. \tag{21}$$

Эти не очень хорошо согласующиеся между собой оценки показывают, что

даже в тяжелых ядрах значительная часть нейтронного избытка (до 50%) может быть сконцентрирована у поверхности. Измерения протонных и нейтронных радиусов ядер согласуются с этим результатом. Параметризация (20) согласуется в области средних атомных номеров с эмпирической формулой Камерона и дает в формуле (13) параметры

$$E_{\mathrm{I}} = \frac{(N-Z)^2}{8(\varepsilon_2 A + \eta_2 a)} = \frac{35{,}4(N-Z)^2}{A(1+3{,}5A^{-\frac{1}{3}})}. \tag{22}$$

Отсюда можно определить отдельно ε_2 и $\eta_2 a$

$$\varepsilon_2 = 3{,}54\cdot 10^{-3}\ \textit{Мэв}^{-1}, \tag{23}$$

$$\eta_2 a = 12{,}4\cdot 10^{-3} A^{\frac{2}{3}}\ \textit{Мэв}^{-1}. \tag{24}$$

Подробная сводка полуэмпирических формул масс имеется в книге [6].

3. СВЯЗЬ С ДИПОЛЬНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ ЯДЕР $E1$

Коллективные возбуждения изовекторного типа связаны с изотопической частью энергии ядра. Дипольные колебания ядер, проявляющиеся в форме так называемого гигантского резонанса, дают в принципе возможность раздельного определения объемного и поверхностного членов изотопической энергии независимо от массовых формул. Феноменологическое описание таких возбуждений не может претендовать на большую точность, так как частоты колебаний сравнительно велики (12—25 *Мэв*) и процесс далек от адиабатического приближения. Тем не менее представляет интерес сравнить наблюдаемую зависимость частот дипольных колебаний с предсказаниями феноменологической теории.

Рассмотрим поляризационные колебания протонов относительно нейтронов. Пренебрегая изменением электрического потенциала внутри ядра, будем считать средние плотности протонов и нейтронов постоянными по объему

$$n_p = \left(\frac{1}{2} + t\right) n, \qquad n_n = \left(\frac{1}{2} - t\right) n. \tag{25}$$

Для потока нуклонов получаем

$$j_n + j_p = 0, \qquad j = j_p = n_p v_p. \tag{26}$$

Скорость поляризационной волны можно приближенно выразить через $\varepsilon_2 = (\partial^2\varepsilon/\partial t^2)^{-1}$

$$c^2 = \frac{\omega^2}{k^2} \simeq \frac{1+4\bar{t}^2}{4\varepsilon_2 m} = c_1. \tag{27}$$

Электромагнитной энергией можно пренебречь по сравнению с изотопическим членом, так как плазменная частота $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_p n_n}{mn}$ много меньше частоты дипольных колебаний. Более значительные поправки к скорости (причем $c > c_1$) возникают в связи с особым характером распространения фононов в квантовой жидкости при низких температурах (так называемый нулевой звук). Для дальнейшего существенно, что c не зависит от A. При рассмотрении объемных поляризационных колебаний обычно применяют краевое условие $j_\perp = 0$ на границе ядра. Допуская накопление избытка протонов или нейтронов на поверхности, можно получить более общее краевое

условие

$$\frac{\operatorname{div} j}{n\varepsilon_2} + \frac{j_\perp}{n_s\eta_2} = 0, \tag{28}$$

вытекающее из связи (11)

$$\tau/t = \eta_2/\varepsilon_2. \tag{29}$$

Здесь $n_s = a/S$, $n = A/V$, $j_\perp$ — нормальная составляющая тока. Для сферического ядра получаем

$$n_s\eta_2/n\varepsilon_2 = R_0 Y_0/3 = R_1, \tag{30}$$

причем R_1 является естественным масштабом радиуса ядра для таких

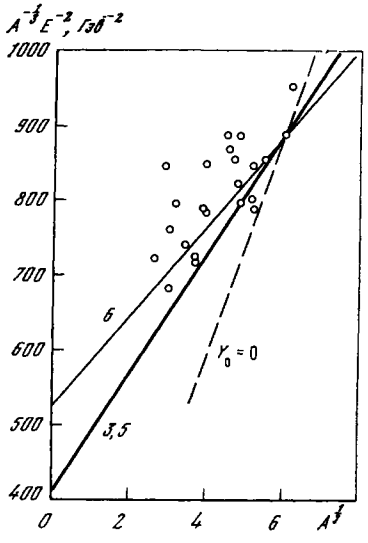


Рис. 1. Зависимость частоты гигантского $E1$ резонанса от радиуса ядра

По оси ординат отложены величины $A^{-1/3}E^{-2}$ для $E1$ резонансов из обзора [10], определенные по реакции $\gamma \to$ Tn (все фотонейтроны). Для ядер с расщепленным резонансом приняты средние энергии $E_1^{1/3}\,E_2^{2/3}$

колебаний. Решая для сферы волновое уравнение $(\Delta + k^2)j = 0$ с краевым условием $R_1 \operatorname{div} j + j_\perp = 0$, получим

$$(x - 2)\sin x + 2x\cos x = kR_1(x\sin x + x^2\cos x); \tag{31}$$

величина $x = kR$ изменяется от 0 до 2,08, когда R/R_1 пробегает значения от 0 до ∞. Практически удобно пользоваться формулой

$$kR = u\left(0{,}231 + \frac{R_1}{R}\right)^{-1/2}, \tag{32}$$

где $0{,}231 = \frac{1}{2{,}08^2}$, $u \simeq 1$. Точнее говоря, $u = 1$ при $R = 0$ и при $R = \infty$ в максимуме достигает значения 1,018. Зависимость частоты дипольных колебаний от A имеет вид

$$\omega_{E1} = \frac{cu}{R_0}\left(0{,}231A^{\frac{2}{3}} + \frac{Y_0}{3}A^{1/3}\right)^{-1/2}. \tag{33}$$

При малых A имеем $\omega \sim A^{-\frac{1}{6}}$, как в модели Гольдхабера и Теллера [7], при больших A более крутую зависимость $\omega \sim A^{-\frac{1}{3}}$, характерную для объемных колебаний [8, 9].

Величина $A^{-\frac{1}{3}}\omega^{-2}$ должна линейно зависеть от A. На рис. 1 экспериментальные значения сопоставлены с расчетными при значениях параметра

$Y_0 = 0$; 3,5; 6,0. Расчетные значения нормированы по энергии гигантского резонанса свинца. Из рисунка видно, что чисто объемная теория ($Y_0 = 0$, пунктирная прямая) дает слишком крутую зависимость от A. Значительный разброс точек, связанный как с деформацией ядер и с оболочечными эффектами, так и с неопределенностью в измерениях центра тяжести гигантского резонанса, не позволяет определить Y_0 с большой точностью, но можно сказать, что значение $Y_0 = 6{,}0$, соответствующее параметризации Зигера, лучше отражает общий ход точек, чем значение $Y_0 = 3{,}5$. Эмпирическая формула зависимости частоты от A: $\omega = (40{,}7 \pm 1{,}8)A^{-(0{,}20\pm0{,}01)}$, полученная на основании обработки большого экспериментального материала [10], согласуется со сделанным здесь выводом, что большая часть ядер лежит в переходной области между двумя режимами $-\frac{1}{6} > \frac{A}{\omega}\frac{d\omega}{dA} > -\frac{1}{3}$, характерными для малых ($R < R_1$) и больших ($R > R_1$) ядер. Сравнение экспериментальных данных о частотах с законом $\omega \sim A^{-1/6}$ проведено в работе [11].

4. КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВЫТЯНУТЫХ ЯДЕР ($M1$, $E2$)

Вытянутые ядра обладают ротационными спектрами, которые соответствуют одновременному вращению протонов и нейтронов с одинаковой угловой скоростью. В такой системе возможны, кроме того, крутильные колебания, при которых протонные и нейтронные оболочки совершают вращательные движения в противоположные стороны, так что ядро в целом не вращается. Этот тип коллективных изовекторных возбуждений можно было бы рассмотреть так же, как дипольные колебания, исходя из волнового уравнения с краевым условием (28). В этом случае моменты инерции относительного движения протонов и нейтронов соответствовали бы гидродинамическому приближению, которое не дает хорошего согласия с экспериментом для ротационных спектров. По этой причине удобнее рассматривать протонные и нейтронные оболочки как жесткие сфероиды, оценить изменение энергии при их взаимном повороте, а в конечных формулах учесть отличие моментов инерции от твердотельных.

Пусть деформация описывается формулой

$$r = R\,[1 + \alpha P_2(\cos\theta)], \tag{34}$$

при относительном повороте на угол γ осей двух сфероидов с одинаковой вытянутостью их поверхности разойдутся на величину $r_p - r_n$, причем

$$\frac{1}{4\pi}\int (r_p - r_n)^2\, d\Omega = \frac{4}{5}\alpha^2 R^2\,[1 - P_2(\cos\gamma)]. \tag{35}$$

Связывая $r_p - r_n$ с дополнительным поверхностным зарядом $\tau\frac{da}{dS} = \sqrt{n_n n_p}\cdot(r_p - r_n)$, получим изменение поверхностной энергии

$$\Delta E_s = \frac{27}{5}\frac{NZ}{\eta^2 a}\alpha^2 \sin^2\gamma. \tag{36}$$

Записывая кинетическую энергию крутильных колебаний в форме $\frac{1}{2}J_{\text{эф}}\dot{\gamma}^2$, где $J_{\text{эф}}^{-1} = J_n^{-1} + J_p^{-1}$, получим для частоты малых крутильных колебаний

$$\omega^2 = \frac{54}{5}\frac{NZ\alpha^2}{J_{\text{эф}}\eta^2 a}. \tag{37}$$

Здесь $J_{эф}, J_p, J_n$ — моменты инерции относительно оси, перпендикулярной к оси симметрии ядра. Энергия крутильных колебаний существенно выше энергии вращательных возбуждений, и амплитуда колебаний γ мала. Это позволяет рассматривать крутильные колебания независимо от вращения. Исключение составляет случай малых деформаций $\alpha \ll 1$, который требует совместного рассмотрения двух движений. Перейдя в (34) от полинома Лежандра к нормированной сферической функции и используя (14), получим

$$\omega^2 = \frac{27}{2\pi} \frac{NZ\beta^2}{J_{эф} Y_0 \varepsilon_2 A^{2/3}}. \tag{38}$$

Частота $M1$, $E2$ колебаний получается одного порядка с частотой $E1$ резонанса, за исключением случая малых деформаций. Моменты инерции нейтронных и протонных оболочек входят в $J_{эф}$ не так, как в суммарный момент инерции ядра. В связи с этим детальное изучение $M1$, $E2$ резонанса может оказаться полезным для раздельного определения J_n и J_p. Как известно [12], отношение $J_n : J_p$ не обязательно совпадает с $N : Z$ и независимый способ определения этого отношения представляет некоторый интерес. К сожалению, экспериментальные данные о подобных резонансах пока малочисленны [13].

5. ДЕЛЕНИЕ

Изотопическая зависимость поверхностной энергии имеет большое значение для оценки барьера и других характеристик процесса деления. Однако при рассмотрении деления нельзя ограничиться только представлениями капельной модели, необходимо использовать микроскопическую модель ядра в той или иной модификации. Наибольшие успехи в количественном описании деления сейчас достигнуты с помощью метода оболочечных поправок [14]. При таком подходе энергия деформированного ядра вычисляется как сумма энергии капельной модели и оболочечной поправки. Правильная параметризация капельной модели при этом весьма существенна, хотя изменение высоты барьера вследствие введения оболочечных поправок сравнимо с высотой барьера, получаемого из модели жидкой капли [15]. Учет изотопического члена в поверхностной энергии приводит к существенному сглаживанию зависимости барьера деления от заряда: с ростом заряда при данном A не только растет кулоновское расталкивание нуклонов, уменьшающее устойчивость формы, но и увеличивается поверхностное натяжение и по этой причине устойчивость несколько возрастает. Второй эффект, характерный для теории, учитывающей возможность перераспределения нейтронного избытка в ядре, заключается в зависимости поверхностного натяжения от величины деформации ядра: с ростом удлинения несколько увеличивается поверхность и соответственно изменяется химический потенциал, нейтронный избыток на единицу поверхности уменьшается, а поверхностное натяжение возрастает. Возникающее при этом упрочнение ядра не должно быть большим, так как увеличение поверхности ядра в области барьера не превосходит 10—15%, тем не менее это явление следует учитывать при прогнозировании устойчивости сверхтяжелых ядер.

Влияние изотопической зависимости поверхностного натяжения на устойчивость ядер к делению проиллюстрировано на рис. 2. Табличные значения измеренных для четно-четных тяжелых ядер периодов спонтанного деления отложены дважды. На левых кривых $\lg t$ отложено как функция обычного параметра $\xi_0 = Z^2/A$, пропорционального $E_c/2E_s$, без учета изменений по-

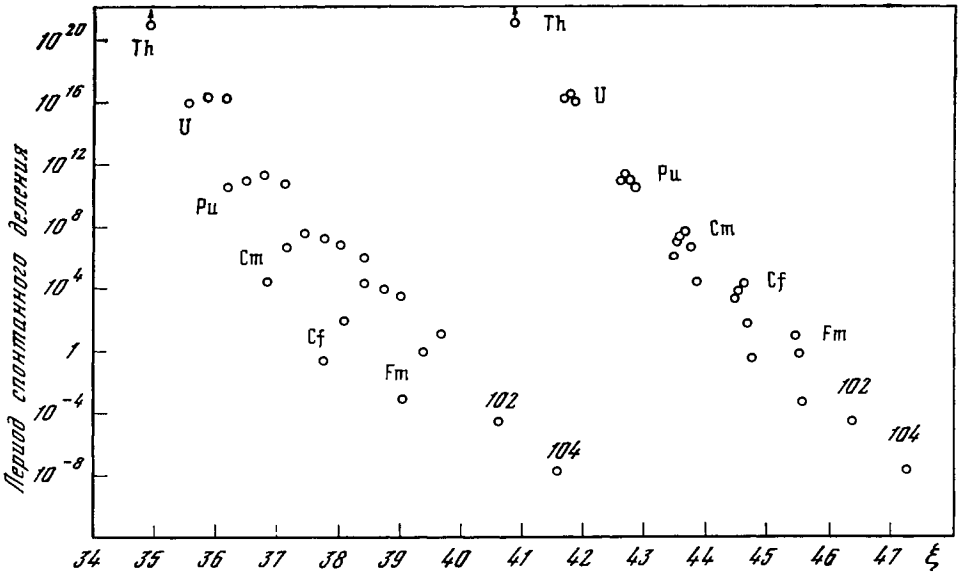


Рис. 2. Влияние изотопической зависимости поверхностного натяжения на устойчивость ядер к делению

верхностного натяжения. На правых кривых в качестве параметра выбрана величина

$$\xi = \frac{Z^2}{A-B}; \qquad B = \frac{(N-Z)^2 Y_0}{\varepsilon_0 a_0 \varepsilon_2 A\,(1 - Y_0 A^{-1/3})^2} \tag{39}$$

при $Y_0 = 3{,}5$.

Параметр ξ пропорционален $E_c/2S\frac{dE}{dS}$ и учитывает изменение поверхностного натяжения, вытекающее из формул (6), (10), (22). Видно, что параметр ξ значительно лучше описывает зависимость периода полураспада от Z и A, чем параметр ζ_0, но не воспроизводит полностью уменьшения устойчивости ядер при удалении от оптимального соотношения между N и Z.

Я приношу благодарность В. Н. Андрееву и В. Г. Шевченко, которые помогли мне в освещении современной ситуации в вопросах деления и дипольных колебаний ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. Feenberg.* Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 239.
2. *M. H. Johnson, E. Teller.* Phys. Rev., 1954, 93, 357.
3. *A. Cameron.* Can. J. Phys., 1957, 35, 1021.
4. *P. Seeger.* Nucl. Phys., 1961, 25, 1.
5. *W. D. Myers, W. J. Swiatecki.* Ann. of Phys., 1969, 55, 395.
6. *В. А. Кравцов.* Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, 1965.
7. *M. Goldhaber, E. Teller.* Phys. Rev., 1948, 74, 1046.
8. *А. Б. Мигдал.* ЖЭТФ, 1945, 15, 81.
9. *А. Б. Мигдал.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. «Наука», 1965.
10. *B. I. Goryachev.* Atomic Energy Review, 1964, V2, 71 (Vienna).
11. *R. Bach, C. Werntz.* Phys. Rev., 1968, 173, 958.

12. *А. Б. Мигдал.* ЖЭТФ, 1959, **37**, 249; Nucl. Phys., 1959, **13**, 655.
13. *S. Fukuda, Y. Torizuka.* Phys. Rev. Lett., 1972, **29**, 1109; *R. Pitthan, Th. Walcher.* ZS f. Naturforschung, 1972, **27a**, 1683.
14. *M. Brack, J. Damgaard, A. S. Jensen, H. G. Pauli, V. M. Strutinsky, C. Y. Wong.* Rev. Mod. Phys., 1972, **44**, 320.
15. *H. C. Pauli, T. Ledergerber.* Nucl. Phys., 1971, **A175**, 545.

В. Г. ШЕВЧЕНКО

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

1. ВВЕДЕНИЕ

Систематическое исследование взаимодействия γ-излучения с атомными ядрами началось в конце 40-х годов, после создания циклических ускорителей бетатронов и синхротронов. Уже первые эксперименты обнаружили неожиданные и чрезвычайно интересные результаты, основными из которых были резонансный характер сечения поглощения γ-квантов и аномально большой выход фотопротонов по сравнению с фотонейтронами. Последнее явление лишало господствующий в то время боровский механизм ядерных реакций его универсальности. Резонанс в сечении поглощения γ-квантов впоследствии получил название гигантского резонанса в фотоядерных реакциях и явился предметом интенсивных исследований физиков, продолжающихся до настоящего времени.

Гигантский резонанс — наиболее общее свойство фотоядерных реакций. Особенности, присущие отдельным ядрам, решающим образом сказывающиеся на характеристиках низших состояний, слабо влияют на главные черты механизма фотопоглощения, определяя лишь детали формы гигантского резонанса и его распадные свойства.

Положение максимума гигантского резонанса E_m зависит от числа нуклонов в ядре и изменяется от 23—25 *Мэв* в легких ядрах до 13—14 *Мэв* в тяжелых, без серьезных отклонений от гладкой кривой зависимости E_m от A. Интегральное сечение фотоядерных процессов в области гигантского резонанса в среднем следует зависимости, даваемой «правилом сумм» для дипольного поглощения (рис. 1)

$$\int \sigma_1(E)\,dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc}\,\frac{NZ}{A}\,. \qquad (1)$$

Анализ угловых распределений вылетающих частиц в области гигантского резонанса указывает на дипольный характер поглощения γ-квантов. Примесь высших мультиполей поглощения в этой области мала. И хотя при энергии γ-квантов 20 *Мэв* длина волны $\lambda \approx 10^{-12}$ *см* лишь в 2—3 раза превышает размер ядра, это обеспечивает выполнение длинноволнового приближения. Поэтому проблема гигантского резонанса тесно связана с выяснением природы дипольных возбуждений в ядрах.

Четкая локализация гигантского резонанса в зависимости от энергии γ-кванта, а также то, что он, как правило, исчерпывает большую часть дипольной суммы поглощения, указывают на его существенно коллективный характер. Поэтому именно коллективная гидродинамическая модель

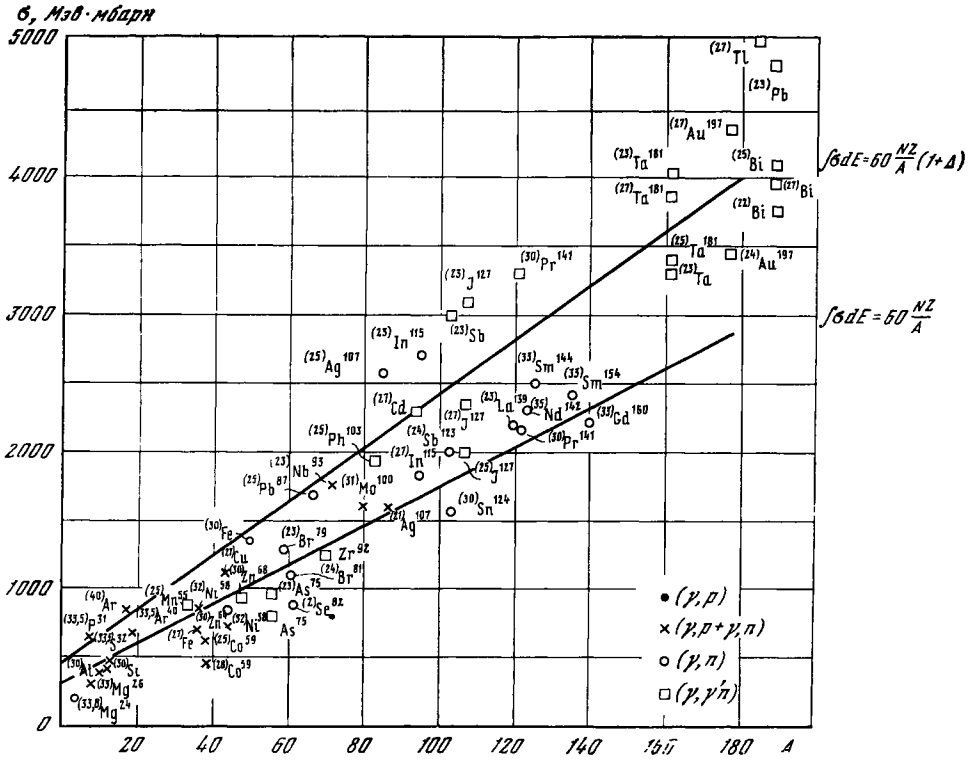


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных данных по интегральным сечениям для средних и тяжелых ядер

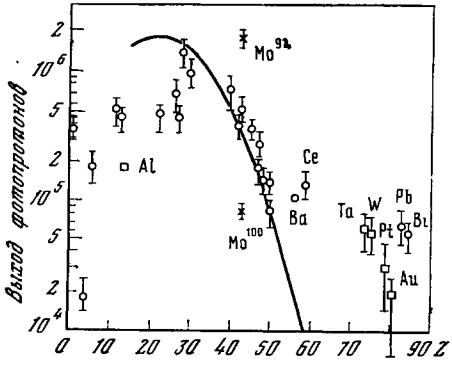
ядерного фотоэффекта, выдвинутая в 1945 г. Мигдалом [1], впервые успешно объяснила энергетическое положение гигантского резонанса. С этим также были связаны безуспешные попытки ряда авторов, и в первую очередь Уилкинсона [2], построить теорию фоторасщепления ядер на основе модели независимых частиц, которая в это время получила широкое признание в связи с успехами оболочечной модели. Одночастичная модель оболочек не смогла объяснить энергетическое положение гигантского резонанса.

Коллективная теория в свою очередь, блестяще объяснив положение гигантского резонанса, дала по выходам, угловым и импульсным распределениям фотонуклонов результаты, полностью противоречащие эксперименту (рис. 2).

С начала 60-х годов изучение природы гигантского резонанса было связано с частично-дырочным подходом в теории конечных ферми-систем [3], в коллективной динамической теории [4] и в модели оболочек [5—9]. Все эти разновидности частично-дырочной модели достаточно близки друг к другу по своим конечным результатам, особенно частично-дырочной подход в теории конечных ферми-систем и в модели оболочек.

Современная модель оболочек, использованная авторами работ [5—9], радикально отличалась от простой одночастичной модели. Последовательный учет принципа Паули (антисимметризация волновых функций) и введение в гамильтониан парных остаточных взаимодействий между нуклонами

придали ей существенно многочастичный характер. Необходимо отметить, что модель оболочек в силу микроскопического подхода к описанию ядра занимала особое место среди других моделей. Она не была строго обоснована в том смысле, что ни ее конкретные формы, ни значение присущих ей параметров не могли быть получены путем последовательного решения проблемы многих тел с истинным нуклон-нуклонным взаимодействием. Тем не менее она достигла больших успехов при анализе самых различных спектроскопических характеристик как легких, так и тяжелых ядер, и ее успехи в этом направлении были общепризнанными. Использование ее для описания положения и характеристик высоковозбужденных состояний гигант-



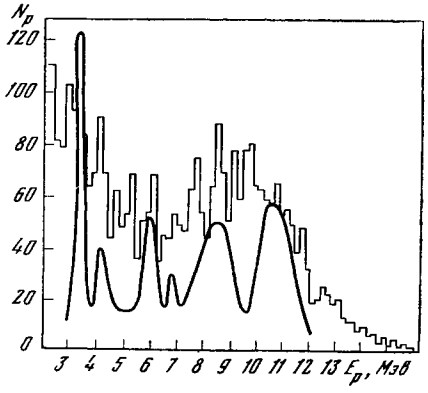


Рис. 2. Сравнение выходов фотопротонов с результатами статистической модели

Рис. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических данных по импульсному распределению фотопротонов на Ca^{40}

Расчеты по модели оболочек показаны кривой

ского резонанса оказалось также достаточно успешным. Частично-дырочный подход в модели оболочек дал возможность объяснить энергетическое положение гигантского резонанса, описать качественно его структуру в легких ядрах и спектры вылетающих нуклонов (рис. 3).

Сущность частично-дырочного расчета заключалась в диагонализации остаточного парного взаимодействия. При этом диагональные элементы матрицы H имеют следующий вид:

$$(E_{j_2} - E_{i_1}) + \langle j_1^{-1} j_2 : 11 \,|\, v \,|\, j_1^{-1} j_2 : 11 \rangle,$$

где E_{j2} и E_{j1} — энергии связи нуклона в соответствующих состояниях; $H = H_0 + \sum_{i<j} v_{ij}$ — гамильтониан, решение которого ищется с помощью метода Хартри — Фока на базисе частично-дырочных состояний $|\, j_1^{-1} j_2 \rangle$, получающихся при перемещении нуклона из заполненной оболочки j_1 в свободную j_2.

Энергия дипольных переходов без учета остаточного взаимодействия («нулевое» приближение) давалась слагаемым $(E_{j2} - E_{j1})$. Величины E_{j_1} и E_{j_2} могли быть рассчитаны с конкретным видом сил и параметров волновой функции. Однако в связи с их большой неопределенностью E_{j_1} и E_{j_2} как некоторые параметры определялись из эксперимента.

Слагаемое $\langle j_1^{-1} j_2 : 11 \mid v \mid j_1^{-1} j_2 : 11 \rangle$ соответствовало поправке на изменение величины ядерного потенциала при вырывании из замкнутой оболочки одного нуклона, так как силы взаимодействия между частицей и дыркой при $T = 1$ являются силами отталкивания, учет диагональной части взаимодействия частиц с дыркой приводил к увеличению энергии дипольных состояний. Для легких ядер эта часть взаимодействия давала 2—4 *Мэв* и в отношении энергетического сдвига являлась более важной, чем недиагональная часть.

Недиагональная часть остаточного взаимодействия $\langle j_1^{-1} j_2 : 11 \mid v \mid j_1^{-1} j_2^{1} : 11 \rangle$ смешивала частично-дырочные конфигурации, в результате чего возникали когерентные эффекты, приводившие к сдвигу дипольных состояний в сторону больших энергий. Это основной вывод частично-дырочного распада. Смешивание конфигураций для тяжелых ядер определяло энергетическое положение гигантского резонанса. Оно открывало дополнительные каналы при распаде дипольных состояний, что являлось определяющим фактором в формировании энергетических спектров фотонуклонов.

Однако частично-дырочный подход встретился с серьезными трудностями в описании новых результатов по структуре гигантского резонанса, особенно на средних и тяжелых ядрах. В свете этих результатов такое понятие, как ширина гигантского резонанса, потеряло смысл не только для легких, но и для тяжелых ядер. Стало ясно, что максимум гигантского резонанса представляет собой центр тяжести большого числа отдельных максимумов в сечении поглощения. Гигантский резонанс получался при измерениях с низким энергетическим разрешением. Отдельные максимумы в таких экспериментах сглаживались и большое число отдельных резонансов, сконцентрированных в некоторой энергетической области, проявлялось как один широкий резонанс.

Необходимо, однако, заметить, что, несмотря на определенные трудности в объяснении новых данных по структуре гигантского резонанса и по спектрам фотонуклонов, расчеты фотоядерных процессов на основе частично-дырочного формализма имели особое значение. Известно, что в течение долгого времени фотоядерные реакции были очень слабо связаны с общей теорией ядерных реакций и структурой ядра. Работами последних лет они были поставлены в один ряд с «частичными» реакциями и из-за преимуществ перед последними являются в настоящее время важным методом исследования структуры ядра, особенно при высоких энергиях возбуждения. При этом вопрос о природе гигантского резонанса из частного вопроса фотоядерных реакций перерос в общий вопрос структуры ядра и стал в значительной степени критерием применимости различных модельных представлений.

2. СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Эксперименты по измерению структуры гигантского резонанса чрезвычайно сложны. Основная причина сложности в классических экспериментах — непрерывный спектр первичного пучка фотонов, в опытах с квазимонохроматическими γ-квантами их низкая монохроматичность и сопутствующий непрерывный спектр тормозного излучения. Наблюдение структуры гигантского резонанса в опытах с непрерывным спектром и отсутствие ее в первых экспериментах с квазимонохроматическими лучами даже на легких ядрах и тем более на средних и тяжелых ядрах ставило под сомнение существование структуры вообще. Однако по мере уменьшения разброса квазимонохроматичных пучков γ-квантов в проведенных на них экспери-

ментах была обнаружена структура на легких ядрах, хорошо согласующаяся с данными экспериментов, проведенных на пучках тормозного излучения. В настоящее время такая структура в опытах с квазимонохроматическими фотонами наблюдается для средних и даже тяжелых ядер. Она не всегда находится в согласии со структурой сечений фотопоглощения, полученной в опытах с непрерывным спектром, но факт наличия ее очевиден. Есть большие основания полагать, что по мере уменьшения разброса в пучке квазимонохроматических фотонов структура в сечениях для средних и тяжелых ядер будет проявляться более четко, как это происходило для легких ядер.

В первой части предлагаемого обзора будут изложены результаты по структуре гигантского резонанса, полученные нами в экспериментах на бетатроне с максимальной энергией тормозного излучения 35 *Мэв*.

Особенности методики измерения выхода и расчет сечения фотоядерных реакций. При исследовании эффективных сечений фотоядерных реакций с помощью тормозного спектра γ-излучения конечным результатом измерений является количество актов изучаемой реакции, приведенное к единице дозы γ-излучения для различных значений максимальной энергии тормозного спектра E_γ^m. Эта величина, обозначаемая $Y(E_\gamma^m)$, называется выходом реакции. Выход связан с эффективным сечением соответствующей реакции следующим интегральным уравнением:

$$Y(E_\gamma^m) = n\alpha(E_\gamma^m) \int\limits_{E_{\text{пор}}}^{E_\gamma^m} W(E_\gamma E_\gamma^m)\,\sigma(E_\gamma)\,dE_\gamma, \tag{2}$$

где E_γ^m — максимальная энергия спектра тормозного γ-излучения; $W(E_\gamma, E_\gamma^m)$ — число γ-квантов энергии E_γ в единичном энергетическом интервале спектра тормозного излучения с максимальной энергией E_γ^m, отнесенной к единице дозы; $\sigma(E_\gamma)$ — эффективное сечение исследуемого процесса; W — число ядер образца — мишени; $E_{\text{пор}}$ — порог изучаемой реакции; $\alpha(E_\gamma^m)$ — функция, нормирующая тормозной спектр к единице в шкале выбранного дозиметра.

Значения кривой выхода $Y(E_\gamma^m)$ определяются при некоторых значениях E_γ^m и могут быть записаны в следующем виде:

$$Y(E_\gamma^m) = \frac{N(E_\gamma^m)}{\varepsilon D(E_\gamma^m)}, \tag{3}$$

где $N(E_\gamma^m)$ — число зарегистрированных актов реакции при облучении образца тормозным спектром γ-излучения с максимальной энергией E_γ^m; ε — эффективности регистрирующей установки; $D(E_\gamma^m)$ — доза, полученная образцом от тормозного излучения с E_γ^m.

Вследствие малых выходов фотоядерных реакций и необходимости работы с тормозным спектром достижение приемлемой точности для $\sigma(E_\gamma)$ требует набора больших статистик и, следовательно, длительных измерений. При этом отдельные точки кривой выхода измеряются в течение нескольких часов. Поэтому даже в тех случаях, когда величины $N(E_\gamma^m)$ определены с высокой статистической точностью, систематические ошибки в $Y(E_\gamma^m)$ могут быть большими из-за изменения во времени эффективности регистрирующей установки и чувствительности дозиметрических устройств. Надежное разрешение тонкой структуры сечений в экспериментах подобного типа

требует поддержания в процессе всего опыта постоянной эффективности регистрирующей установки с довольно высокой точностью (не хуже 0,1%). Такие же требования предъявляются и к точности измерения дозы γ-излучения. Очевидно, что выполнение этих условий является сложной задачей. Более простой путь, существенно уменьшающий влияние дрейфа эффективности регистрирующей аппаратуры ε и погрешностей в измерении дозы на точность кривой выхода $Y(E_\gamma^m)$, состоит в использовании так называемого многоканального метода.

В этом методе измерения кривой выхода верхняя граница тормозного спектра γ-излучения изменяется в каждом цикле работы ускорителя, пробегая в циклическом порядке p последовательно увеличивающихся или уменьшающихся значений $E_\gamma^m(1)$, $E_\gamma^m(2)$... $E_\gamma^m(p)$. После значения $E_\gamma^m(p)$ вновь следует $E_\gamma^m(1)$, $E_\gamma^m(2)$ и т. д. Синхронно с изменением E_γ^m происходит переключение каналов многоканальной счетной системы. В каждом канале осуществляется запись некоторого числа импульсов $N(E_\gamma^m)$ от частиц, возникающих в одном цикле работы ускорителя. В конце эксперимента, когда последовательность энергии $E_\gamma^m(1)$, $E_\gamma^m(2)$, ..., $E_\gamma^m(P)$ повторяется r раз, получается столбец чисел

$$N(E_\gamma^m) = \sum_{k=1}^{r} n_k(E_\gamma^m), \tag{4}$$

состоящий из r первичных столбцов $n_k(E_\gamma^m)$, причем числа одного такого столбца получены за время $\sim$ секунды, т. е. практически при одних и тех же условиях эксперимента. Такой метод измерений дает возможность сильно уменьшить влияние дрейфа эффективности регистрирующей аппаратуры на точность измерения кривой выхода. Существенным преимуществом многоканального метода является также то, что в нем непосредственные показания камеры-монитора перестают быть элементом, связывающим данные измерений при различных значениях E_γ^m в единую кривую, вследствие чего отпадает необходимость проводить прецизионное мониторирование пучка γ-излучения. Таким образом, вместо обычной кривой выхода, в которой отдельные точки отнесены к единичному показанию дозиметра, мы получаем кривую выхода $\tilde{Y}$, значения которой измерены за одинаковое время. Нормирование измеренной таким образом кривой выхода на дозу, т. е. определение дозы γ-излучения, полученной мишенью при каждом значении E_γ^m, проводится по результатам независимой серии измерений дозы. Следует отметить, что применение такого метода измерений кривой выхода дает значительные преимущества при поисках локальных особенностей в сечениях реакций. Общая точность определения сечения будет по-прежнему определяться точностью измерения дозы. Систематические ошибки, возникающие при измерении кривой выхода, будут приводить к общему сдвигу всей кривой выхода, который легко устраняется при абсолютной нормировке, не затрагивая практически локальных особенностей сечения. Влияние различного рода систематических ошибок эксперимента на точность измерения выхода было подробно исследовано, и величина их существенно меньше величины статистической ошибки. Влияние различных факторов на точность восстановления сечения из кривой выхода было подробно исследовано нами в различных модельных экспериментах. Аналогичные исследования были проведены в работах австралийской группы [10], которая в последних работах начала использовать многоканальный метод измерения сечения фотопоглощения,

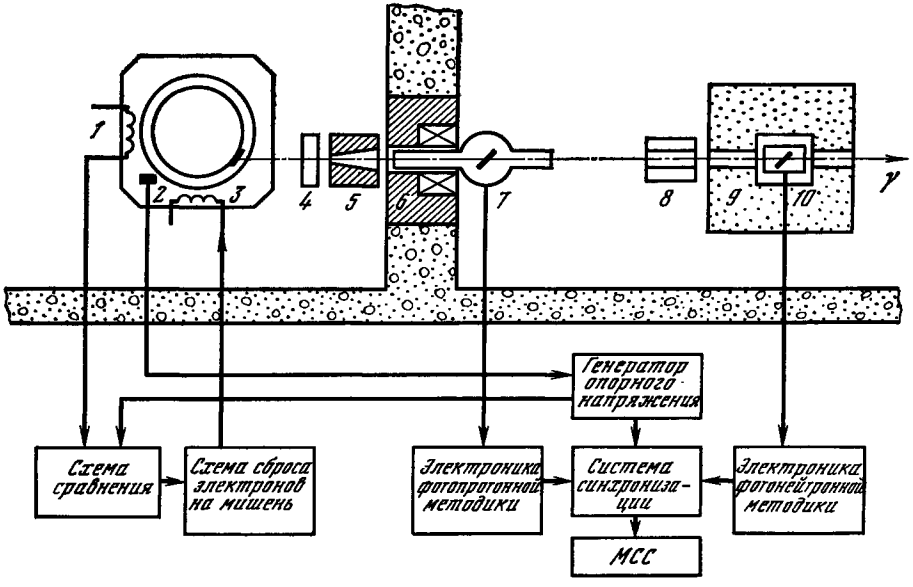


Рис. 4. Функциональная схема системы для измерения выхода фотоядерных реакций

1 — следящая обмотка бетатрона; *2* — датчик нуля магнитного поля; *3* — расширительная обмотка бетатрона; *4* — камера-монитор; *5* — свинцовый коллиматор; *6* — очислительный магнит; *7* — фотопротонная методика; *8* — водяной коллиматор; *9* — защита из парафина; *10* — фотонейтронная методика

подобный нашему. Полученные ими результаты в основном совпадают с нашими данными.

Для регистрации фотонейтронов был использован детектор, в котором происходило замедление нейтронов в парафине с последующей регистрацией тепловых нейтронов BF_3-счетчиками. Эффективность детектора составляла $\sim 45\%$. В качестве детектора фотопротонов использовались кремниевые полупроводниковые счетчики и многонитяные пропорциональные камеры. Функциональная схема системы для измерения выхода фотоядерных реакций приведена на рис. 4.

Расчет сечений реакций проводился двумя методами — методом Пенфольда и Лейсса с переменным шагом и методом регуляризации [11]. В этом методе шаг расчета сечения увеличивался по мере увеличения энергии. В случае, когда кривая выхода измерялась с энергетическим интервалом 100 *кэв*, анализ данных в области до 15—17 *Мэв* проводился с шагом 0,2 *Мэв* и в области выше 22—24 *Мэв* с шагом 1,0 *Мэв*. В промежуточной области анализ проводился с шагом 0,5 *Мэв*.

В методе регуляризации из множества решений, удовлетворяющих условию

$$\sum \frac{\left[\int W(E_\gamma, E_\gamma^m)\,\sigma(E_\gamma)\,dE_\gamma - Y(E_\gamma^m)\right]^2}{[\delta Y]^2} < \chi^2, \tag{5}$$

выбирается такое, для которого функционал

$$\Phi(\sigma) = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_\gamma} [\sigma^2(E_\gamma) - \sigma'^2(E_\gamma)]\,dE_\gamma \tag{6}$$

имеет минимальное значение. Этот метод по своему подходу аналогичен методу, предложенному Куком [12].

Структура гигантского резонанса на легких ядрах. Рассмотрим экспериментальные результаты по измерению сечений (γ, n) реакций на ядрах O^{16}, Mg^{24}, Mg^{26}, S^{32}, данные по которым весьма обширны и измерены с хорошей точностью.

Сечение реакции O^{16} (γ, n) показано на рис. 5. Параметры резонансов, наблюдаемых в сечении, представлены в табл. 1. Положение отдельных резонансов полученного нами сечения и его общий ход хорошо согласуются с данными других авторов, что, например, иллюстрирует рис. 6. На этом рисунке полученное нами сечение сравнивается с аналогичными результатами работ [12 и 19]. Более высокое энергетическое разрешение по сравнению с [12] позволило обнаружить новые элементы структуры в сечении реакции O^{16} (γ, n). Данные, полученные в [19] с аналогичной методикой (многоканальный метод), точно совпадают с нашими результатами.

Полученные сечения (γ, n) реакций на Mg^{24} и Mg^{26} представлены на рис. 7. На рис. 8 фотонейтронное сечение, определенное нами для Mg^{24}, сравнивается с фотонейтронными сечениями, полученными на пучках тормозного γ-излучения [20] и квазимонохроматических фотонов [21], а также из спектра неупругого рассеяния электронов [22]. Очевидно, что согласие между четырьмя кривыми в области энергий возбуждения, меньших, чем 22*Мэв*, является

Таблица 1

Энергии максимумов (*Мэв*), наблюдаемых на ядре ^{16}O в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов настоящей работы		[12]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]	[18]
положение резонансов, *Мэв*	интегральные сечения резонансов, *Мэв, мбран*	(γ, n)-реакция	(γ, n)-реакция	спектр фотонейтронов	(γ, n)-реакция	спектр фотопротонов	(p, γ_0)-реакция	сечение полного поглощения
16,89	0,23	—	—	17,1	—	—	17,13	—
17,29	1,00	17,3	17,1	17,25	17,2	17,3	17,29	17,2
17,85	0,25	—	—	—	—	18,1	—	—
18,37	0,16	—	—	—	—	—	—	—
18,92	0,64	19,06	19,0	19,0	—	19,0	19,05	19,0
19,25	0,40	—	—	—	—	—	—	—
19,52	0,91	19,56	19,3	19,4	—	19,6	19,56	19,4
20,25	0,44	20,2	—	20,1	—	—	—	—
20,89	1,13	21,0	20,8	20,9	20,9	20,6	21,0	20,99
21,27	1,32	—	—	—	—	—	—	—
21,75	2,09	21,7	21,8	—	—	—	—	—
22,17	3,57	22,26	22,1	22,3	22,4	22,3	22,2	22,3
22,46	3,92	—	—	—	—	—	—	—
22,90	2,24	—	—	—	—	—	—	—
23,33	3,36	23,1	23,1	23,1	—	23,1	23,0	23,1
23,83	3,04	—	—	—	—	—	—	—
24,21	4,76	24,1	24,0	24,3	24,2	24,3	24,3	24,3
24,56	2,66	24,9	25,0	25,0	—	—	25,2	25,2
	32,12							

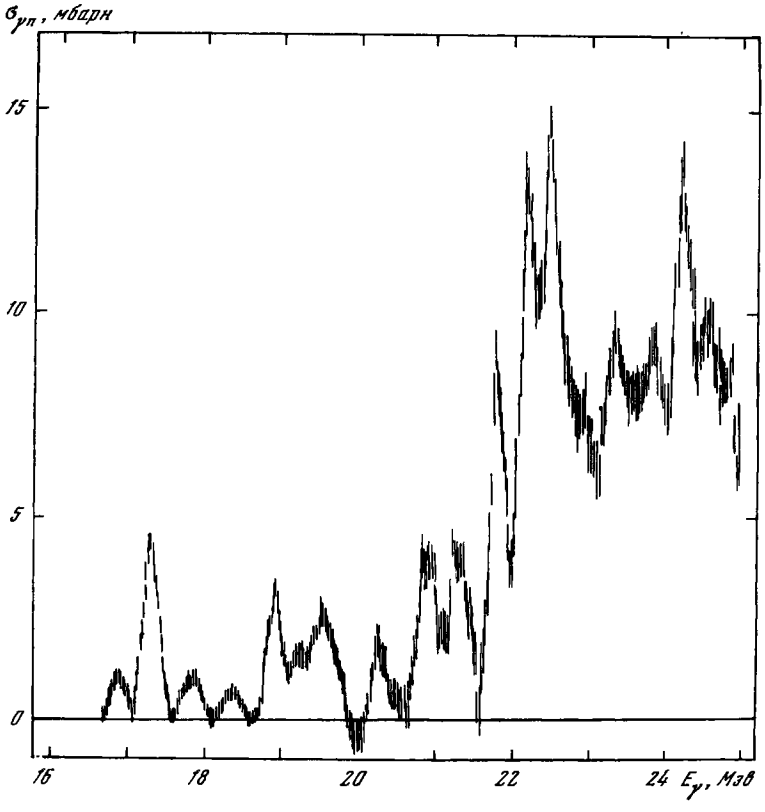


Рис. 5. Сечение реакции O^{16} (γ, n)

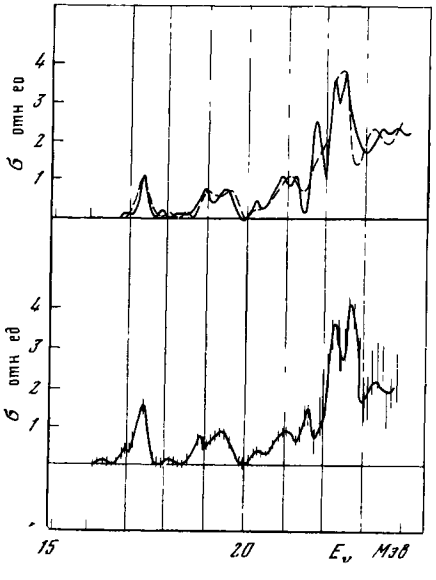
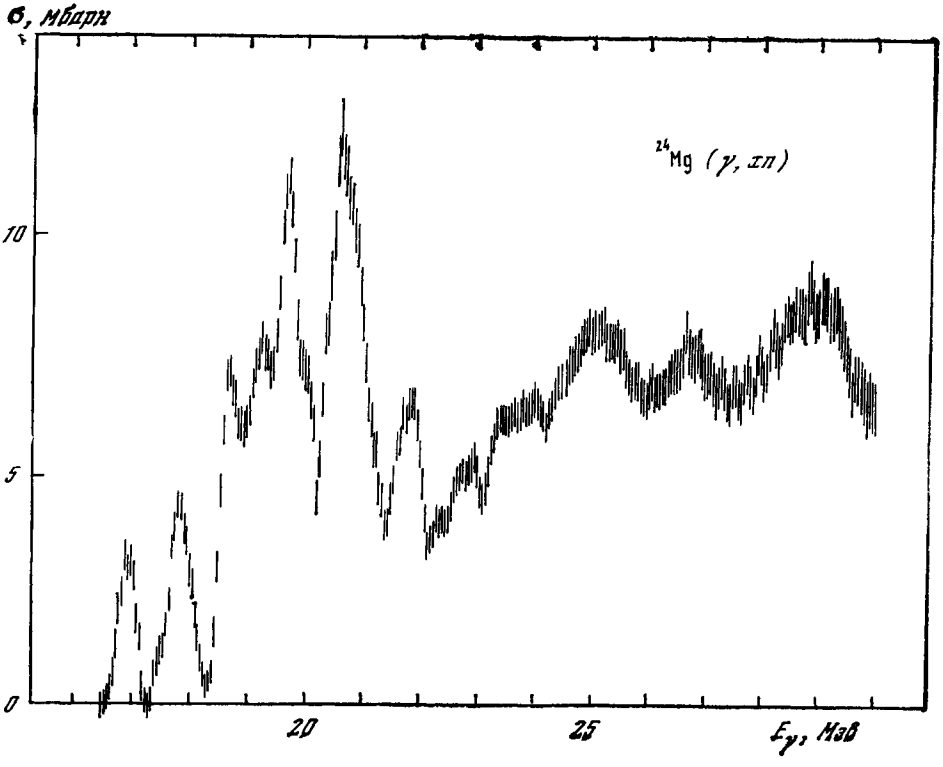


Рис. 6. Сечение реакции O^{16} (γ, n). Сравнение наших результатов (верхний рисунок, сплошная линия) с данными работы [12] (пунктирная линия) и данными работы [19] (нижний рисунок)



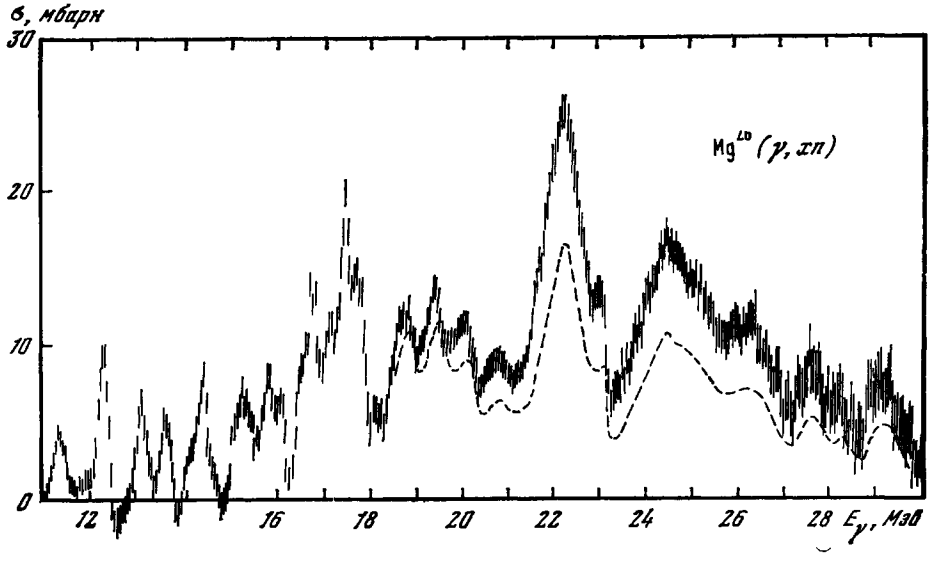


Рис. 7. Сечения реакций Mg^{24} (γ, xn) и Mg^{26} (γ, xn)

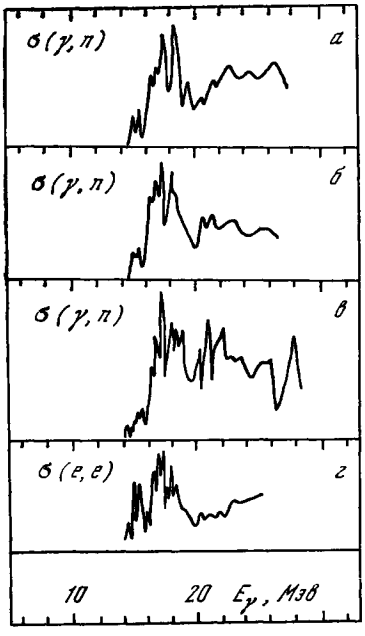


Рис. 8. Сечение реакции Mg^{24} (γ, *xn*)

Сравнение наших результатов (*а*) с данными работ [20—22] (*б* — *г*)

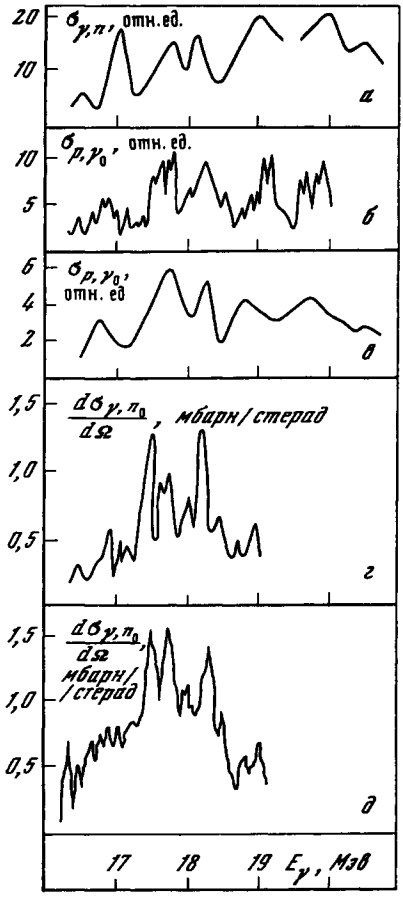


Рис. 9. Сравнение нашего сечения реакции S^{32} (γ, *n*) (*а*) с данными работ [25—28] (*б*—*д*)

хорошим по положению и по амплитуде максимумов. Так, резонансы при 18,2—18, 4; 18,8—18,9; 19,2—19,3 и 20,0—20,2*Мэв* являются общими для всех четырех сечений. Общим для сравниваемых кривых будет также максимум при $E_\gamma \sim 22$ *Мэв*. При энергиях возбуждения, больших, чем 22 *Мэв*, согласие менее удовлетворительное, что, по-видимому, связано с уменьшением экспериментальной точности. Резонансы, наблюдавшиеся в работах [20, 22, 23], а также наши результаты сведены в табл. 2.

Положение структурных особенностей гигантского резонанса на ядре Mg^{26}, по данным различных авторов, приведено в табл. 3.

В качестве следующего примера приведем сечение (γ, *n*) реакции на S^{32}. На рис. 9 полученное нами сечение для энергий возбуждения от 16,5 до 21 *Мэв* сравнивается с сечением реакции захвата (p, γ_0). Из рисунка видно, что во всех трех кривых наблюдаются одни и те же резонансы промежуточной структуры, расположенные при энергиях 16,8—17,0; 17,8; 18,1—18,2; 18,9—19,1 и 19,8—20,0 *Мэв*.

Сечение реакции Ca^{40} (γ, *n*) показано на рис. 10. Положения резонансов, обнаруженных в сечении, а также величины интегральных сечений отдельных резонансов приведены в табл. 4. Здесь же для сравнения приводятся экспериментальные результаты, полученные при исследовании различных

Таблица 2

Энергии максимумов (*Мэв*), наблюдаемых на ядре Mg^{24} в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов настоящей работы	[20]	[23]	[22]	Данные авторов настоящей работы	[20]	[23]	[22]
энергии максимумов, *Мэв*	(γ, *n*)-реакция	(γ, *n*)-реакция	*e*, *e'*	энергии максимумов, *Мэв*	(γ, *n*)-реакция	(γ, *n*)-реакция	*e*, *e'*
—	16,66	—	16,52	—	—	20,40	20,35
16,85	17,0	16,92	16,90	—	20,7	(20,80)	(20,77)
			(17,08)	—	21,2	—	21,16
17,40	17,2	17,32	17,33	21,45	—	21,45	(21,50)
—	17,6	(17,55)	(17,60)	22,5	22,5	22,35	22,28
—	17,8	—	17,90	23,35	23,2	23,10	(23,02)
—	—	—	(18,21)	—	—	—	(23,42)
18,30	18,5	18,33	18,50	—	24,1	—	(24,06)
18,85	18,9	18,75	18,85	24,6	(25,8)	25,00	25,05
19,30	19,3	19,16	19,23	26,3	—	—	—
—	—	—	19,74	28,5	28,0	27,50	—
20,20	20,3	20,00	20,10	—	30,2	—	—

Таблица 3

Энергии максимумов (*Мэв*), наблюдаемых на ядре ^{26}Mg в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов настоящей работы	[23]	[24]	Данные авторов настоящей работы	[23]	[24]
$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$	$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$	(*e*, *e'*)	$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$	$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$	(*e*, *e'*)
—	11,11	—	—	17,80	17,9
11,40	11,53	—	—	—	18,2
—	11,84	—	18,75	—	18,8
12,35	12,37	—	—	—	19,2
13,15	13,0	13,1	19,40	—	19,6
—	13,45	13,3	20,10	20,20	20,1
13,60	—	13,7	20,85	—	20,7
—	13,84	13,9	—	—	21,1
—	—	14,2	—	—	21,4
14,45	14,67	14,5	22,25	22,0	22,0
—	—	14,9	—	23,6	23,6
15,25	15,31	15,1	24,5	24,8	24,5
15,85	—	15,8	26,25	—	—
16,80	16,33	16,2	27,60	—	—
17,50	—	17,6	29,20		

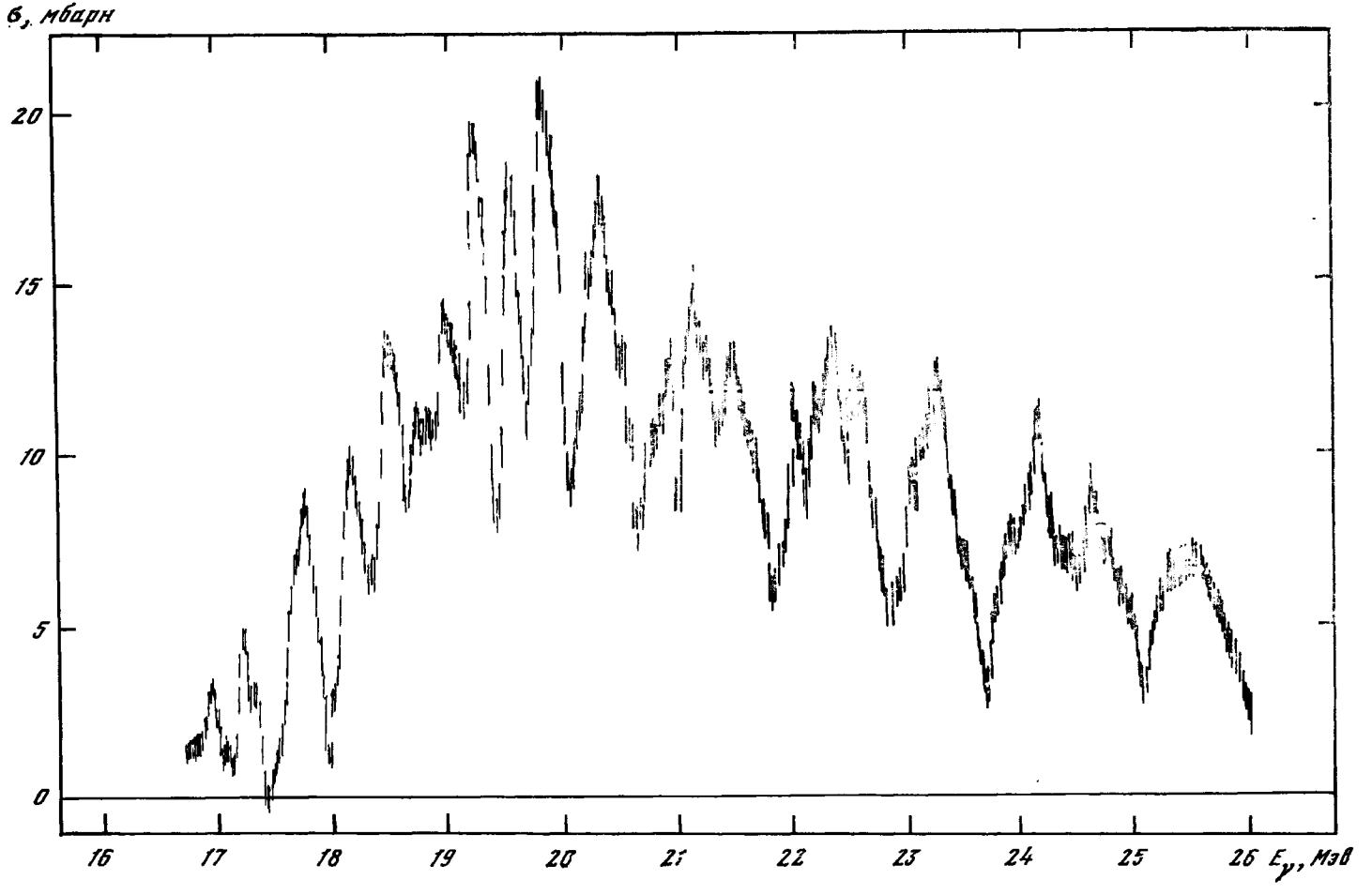


Рис. 10. Сечение реакции Ca^{40} (γ, xn)

Таблица 4

Энергии максимумов, наблюдаемых на ядре ^{40}Ca в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов настоящей работы		[29]	[30]	[31]
энергии максимумов, *Мэв*	интегральные сечения максимумов, *Мэв·мбарн*	(γ, n)-реакция	(γ, p)-реакция	(p, γ_0)-реакция
16,9	0,7	15,9	—	15,2
17,2	0,7	—	—	16,2
17,8	2,3	17,8	—	—
18,2	2,3	—	—	18,2
18,5	3,5	18,5	—	—
18,8	2,8	—	18,7	—
19,0	3,0	—	—	19,0
19,3	4,3	19,2	—	19,4
19,6	3,8	19,6	—	—
19,9	5,8	19,9	19,9	19,8
20,4	7,8	—	—	20,3
21,0	3,7	20,8	20,9	21,0
21,2	4,2	—	—	—
21,5	4,8	21,7	—	—
22,0	2,8	—	21,8	22,0
22,4	3,6	22,3	—	—
22,6	3,3	—	—	—
23,3	6,6	—	23,2	—
24,2	5,8	24,1	24,4	—
24,6	4,3	—	—	—
25,5	4,9	25,4	25,0	—

реакций на ядре Ca^{40}. Положения резонансов достаточно хорошо совпадают между собой. Более высокое разрешение нашего последнего эксперимента позволило обнаружить в сечении ряд новых резонансов. Так, вместо ранее обнаруженного нами резонанса при энергии 19,1 *Мэв* удалось разрешить три резонанса с энергиями 18,8; 19,0 и 19,3 *Мэв*, величина интегрального сечения которых совпадает с величиной интегрального сечения резонанса 19,1 *Мэв*. Эти же три резонанса достаточно надежно выделены в экспериментах (p, γ_0) с энергиями 18,7; 19,0 и 19,4 *Мэв*. В области энергий E_γ = = 17,9—18,5 *Мэв* вместо двух ранее обнаруженных резонансов (суммарное интегральное сечение 9,5 *Мэв·мбарн*) наблюдается три резонанса с энергиями 17,8; 18,2 и 18,5 *Мэв* (суммарное интегральное сечение 8,1 *Мэв·мбарн*). Максимум с энергией E_γ = 18,2 *Мэв* также обнаружен в p, γ_0-экспериментах. Расщепление максимума гигантского резонанса на три уровня с энергиями 19,3; 19,6 и 19,9 *Мэв* хорошо совпадает с данными Баглина и Спайсера [29]. Резонансы, расположенные в области энергий за максимумом гигантского резонанса, группируются при энергиях 21,2; 22,3; 23,2; 24,5 и 25,5 *Мэв*. Эта структура хорошо совпадает с данными, полученными практически во всех работах. Однако в сечении этих гросс-структур также можно выделить отдельные резонансы. Резонанс при энергии 21,2 *Мэв* распадается на три

резонанса с энергиями 21,0; 21,2 и 21,5 *Мэв*. Сумма интегральных сечений этих резонансов в пределах ошибок совпадает с интегральным сечением резонанса 21,2 *Мэв*. Резонанс при энергии $E_\gamma = 22{,}3$ *Мэв* состоит из трех резонансов ($E_\gamma = 22{,}0$; 22,4; 22,6 *Мэв*). Таким образом, гигантский резонанс на ядре Ca^{40} представляет собой большое число отдельных максимумов с ширинами 400—600 *кэв*. При этом ширины резонансов, по-видимому, определяются разрешающей способностью метода определения сечения. Сравнивая между собой данные по положению резонансов в сечениях (γ, p) и (γ, n) реакций, следует отметить корреляцию в их положении. Особенно хорошо эта корреляция наблюдается в области за максимумом гигантского резонанса. К аналогичным выводам приходят авторы работы [17], в которой были получены данные о сечениях (γ, p_0) и (γ, n_0) реакций на ядре Ca^{40}.

В заключение необходимо отметить, что наличие структуры гигантского резонанса в легких ядрах очевидно. Корреляция этих данных вполне удовлетворительная. Этот факт свидетельствует не только о получении надежных экспериментальных данных по структуре гигантского резонанса, но и о надежности различных методик, использованных для получения этих результатов.

Структура гигантского резонанса на средних и тяжелых ядрах. На рис. 11 и 12 проведено сравнение измеренных нами сечений реакций Mn^{55} (γ, xn) и Co^{59} (γ, xn) с аналогичными данными, полученными на пучке ква-

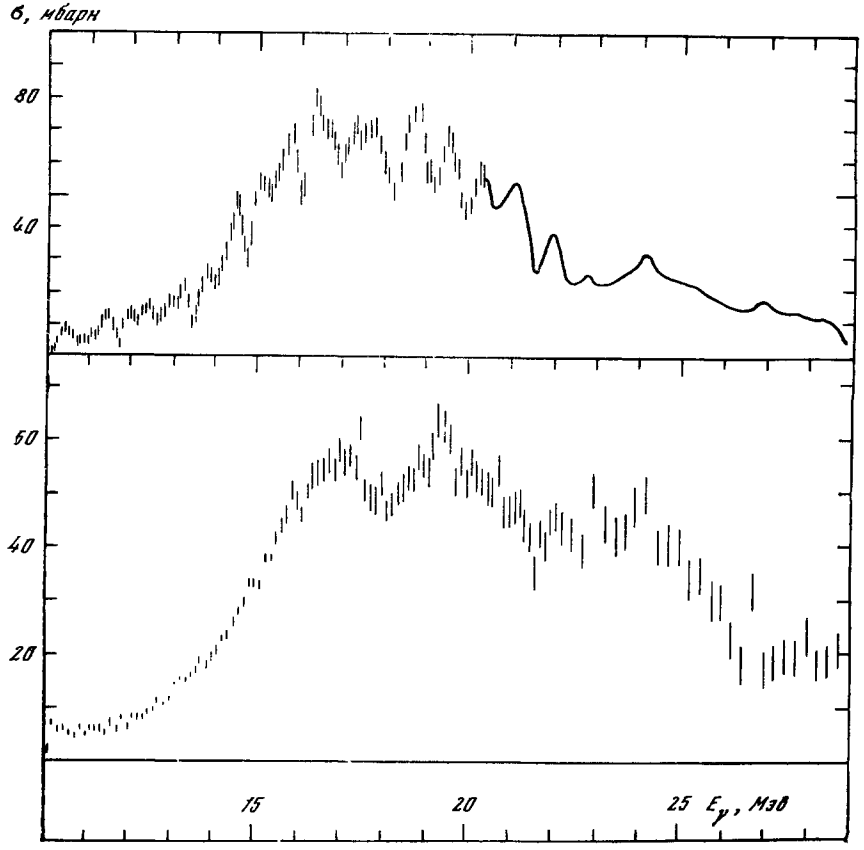


Рис. 11. Сравнение нашего сечения реакции Mn^{55} (γ, xn) с данными работы [32]

зимонохроматических γ-квантов калифорнийской группой [32, 33]. Структура сечений этих реакций, полученная на пучке квазимонохроматических γ-квантов, значительно беднее, однако она наблюдается, и основные максимумы в сечении присутствуют во всех работах. На рис. 13, *а—г*, 14, *а—е* измеренные нами сечения реакций Ni^{58} (γ, n), Ni^{58} (γ, p), Ni^{60} (γ, n) и Ni^{60} (γ, p) [34, 35] в интервале энергий $E_\gamma = 11 \div 21$ *Мэв* сравниваются с аналогичными результатами, полученными другими авторами [36, 37]. Во всех сечениях наблюдаются отдельные резонансы. Структура была также обнаружена в сечениях реакций (e, $e'p$). На рис. 15 приведено сечение реакции Nd^{142} (e, $e'p$), измеренное группой японских физиков [38]. В сечении видны резонансы при энергиях $E = 16{,}6$; $17{,}5$; $20{,}0$ и $22{,}8$ *Мэв*.

Исследование сечения реакции Pb^{208} (γ, xn) проведено нами трижды. Столь тщательное исследование этой реакции связано с обнаружением в ее сечении четко выраженной структуры, что явилось для нас совершенно

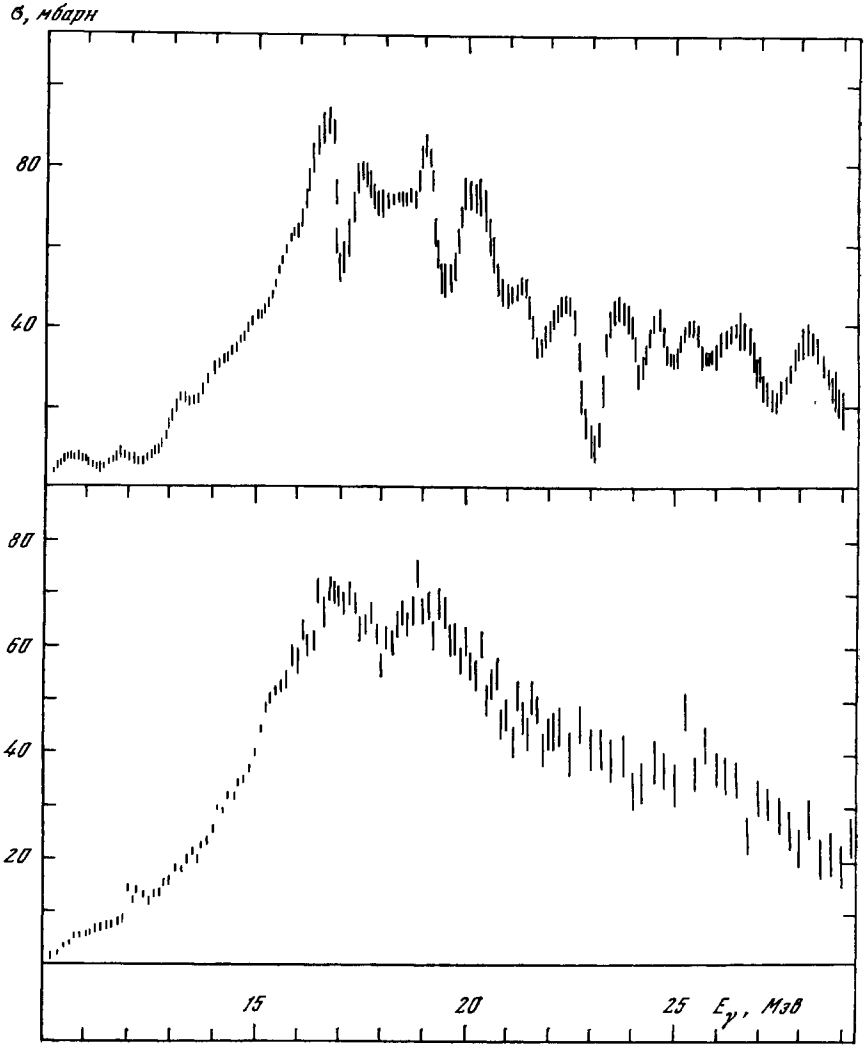


Рис. 12. Сравнение полученного нами сечения реакции Co^{59} (γ, xn) с данными работы [33

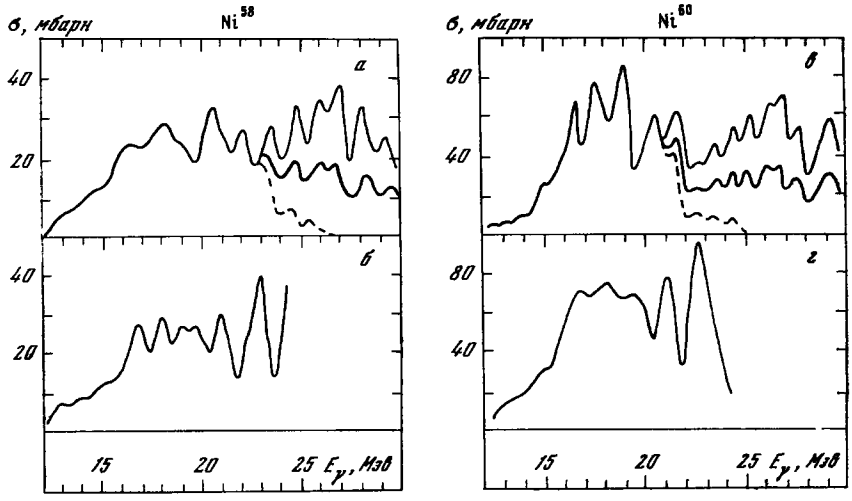


Рис 13. Сравнение наших данных по сечению реакции Ni^{58} (γ, xn) (*а*, *б*) и Ni^{60} (γ, xn) (*в*, *г*) с результатами работы [36]

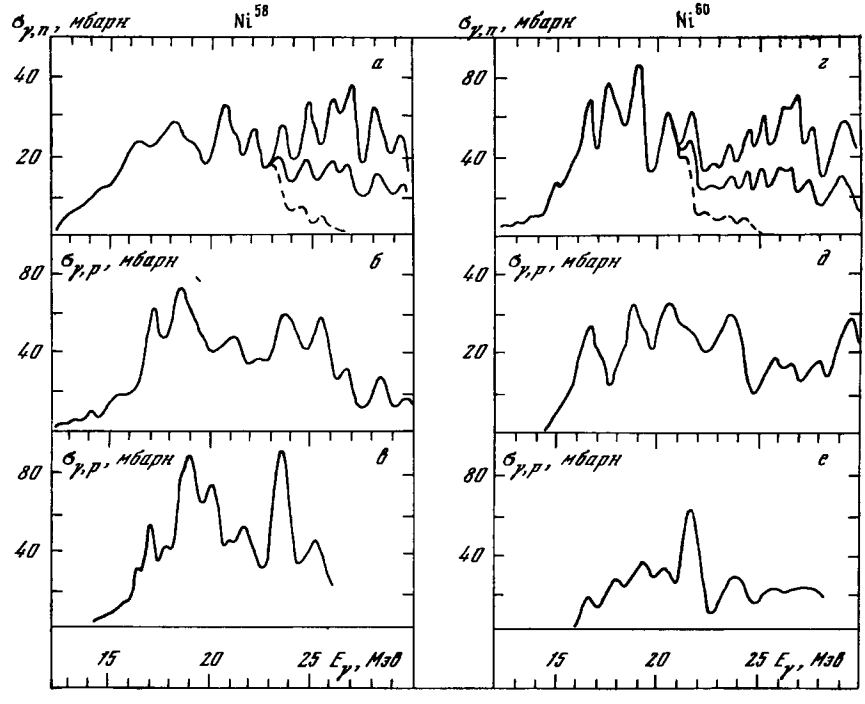


Рис. 14. Сравнение наших данных по сечениям реакций Ni^{58} (γ, xn), Ni^{60} (γ, xn), Ni^{58} (γ, Tp) и Ni^{60} (γ, Tp) между собой и с результатами работы [37] (*б*)

Таблица 5

Энергии максимумов, наблюдаемых на ядре ^{208}Pb в области гигантского дипольного резонанса

Данные авторов настоящей работы		[40]	Данные авторов настоящей работы		[40]
энергии максимумов, *Мэв*	интегральные сечения максимумов, *Мэв·мбарн*	(γ, n)-реакция	энергии максимумов, *Мэв*	интегральные сечения максимумов, *Мэв·мбарн*	(γ, n)-реакция
7,6	19	7,6	12,8	331	
8,1	13	8,0	13,2	344	
8, 48,4	17	8,4	13,8	214	
8,8	19	—	14,1	316	
9,0	33	—	14,7	245	
9,4	34	9,4	15,1	210	
9,8	8	9,9	15,7	88	
10,3	72	—	16,4	114	
10,6	64	10,7	17,1	98	
10,9	77	—	18,0	150	
11,2	145	11,1	18,8	78	
11,8	247	11,8	19,5	88	
12,3	265	—	20,8	135	

неожиданным фактом. Первый раз сечение этой реакции получено в 1967 г. [39]. Измерение кривой выхода проводилось методом прямой регистрации нейтронов. Кривая выхода измерялась с шагом 0,125 *Мэв*. Измерение верхней границы спектра осуществлялось генератором опорного ступенчатого напряжения на 64 канала. Кривая выхода измерена в интервале энергий E_γ от порога до 23 *Мэв*. Из полученных данных методом обратной матрицы было рассчитано сечение реакции Pb^{208} (γ, *xn*) с шагом 0,2; 0,5 и 1,0 *Мэв*. В данной работе впервые получена структура в сечении описываемой реакции. В 1969 г. измерения кривой выхода этой реакции нами повторены с целью проверки найденных ранее результатов [11]. При этом были проведены значительные усовершенствования экспериментальной методики. Информация о кривой выхода реакции Pb^{208} (γ, *xn*) была получена в 512 точках в интервале от 7,155 до 17,375 *Мэв* с шагом 20 *кэв*. Стабильность границы тормозного спектра составляла ~ 6—10 *кэв* и контролировалась в процессе измерения. Сечение реакции σ (γ, *xn*) рассчитывалось методом обратной матрицы с шагом 0,2 *Мэв* из сглаженной кривой выхода. Сечение реакции $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ на ядре Pb^{208} приведено на рис. 16. Положение и интегральные сечения отдельных резонансов приведены в табл. 5. В таблице приведены для сравнения данные по сечению Pb^{208}(γ, *xn*), полученные на пучке квазимонохроматических γ-квантов [40]. На рис. 17 проведено сравнение данных этих двух экспериментов в интервале энергий $E_\gamma = 10{,}5 \div 14{,}5$ *Мэв*. Практическое совпадение положения отдельных резонансов указывает на надежность их выделения. Большее число точек в кривых выхода, измеренное в последнем эксперименте, позволило более надежно идентифицировать отдельные резонансы и только. Это естественно, так как в обоих случаях расчет проводился с одинаковым расчетным шагом $\Delta E = 0{,}2$ *Мэв*.

Недавно мы повторили наши измерения кривой выхода реакции Pb^{208} (γ, xn), существенно уменьшив статистические ошибки. На рис. 18 показано сечение этой реакции, рассчитанное из кривой выхода методом регуляризации [41] в сравнении с данными по сечению этой реакции, полученными на квазимонохроматическом пучке в Сакле. Наблюдается неплохое согласие при энергиях возбуждения до максимума гигантского резонанса. Наиболее четкие максимумы нашего сечения при $E_\gamma = 9{,}8$; 10,5; 11,3 и 12,1 *Мэв* наблюдаются с худшим разрешением при $E_\gamma = 9{,}8$ и 11,2 *Мэв* и в виде особенностей при $E_\gamma = 10{,}5$ и 12,0 *Мэв* в работе [42]. При E_γ выше максимума гигантского резонанса сечение на пучках квазимонохроматических γ-квантов не имеет структуры, что, на наш взгляд, связано с недостаточной монохроматичностью пучка γ-квантов. Дополнительным аргументом в пользу того, что наблюдаемая нами структура не является результатом некорректного

Рис. 15. Сечение реакции Nd^{142} (e, $e'p$)

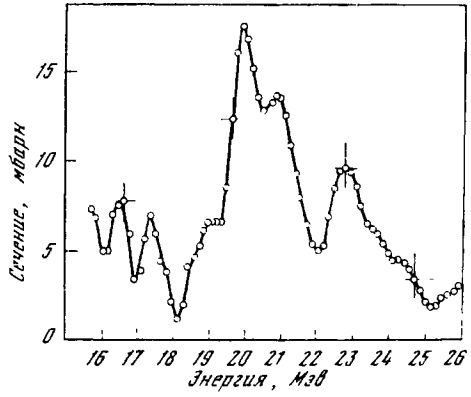
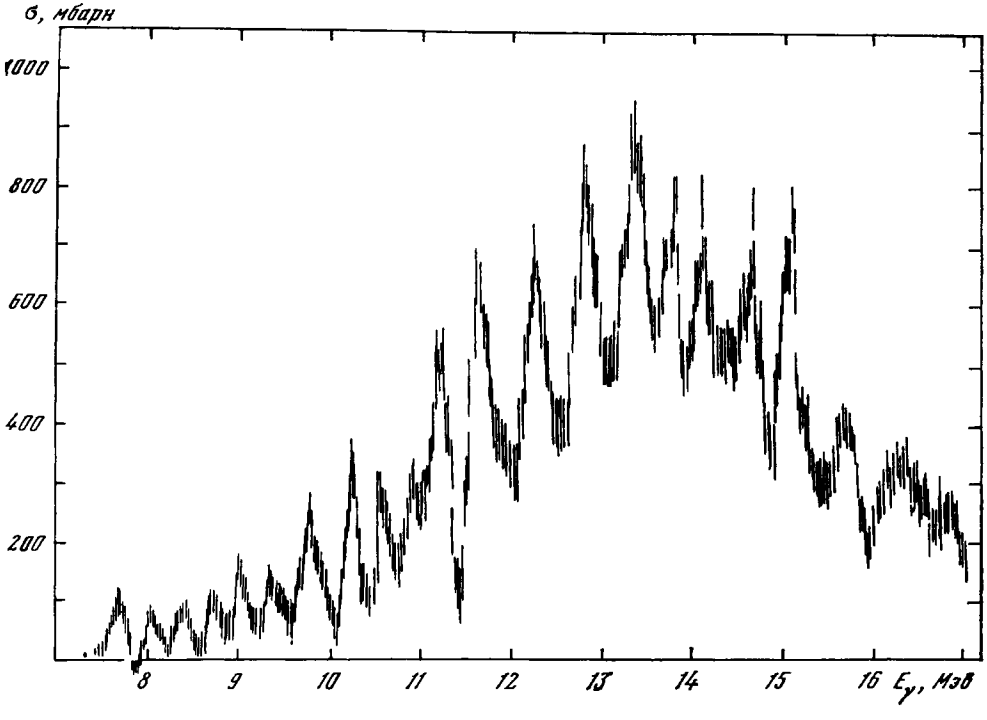
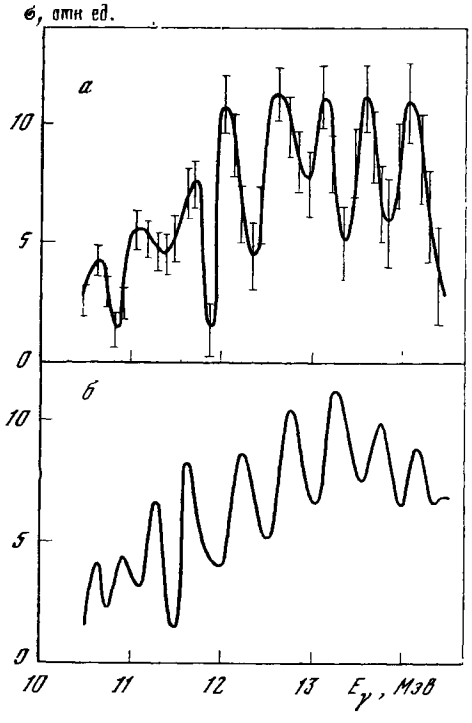


Рис. 16. Сечение реакции Pb^{208} (γ, xn)





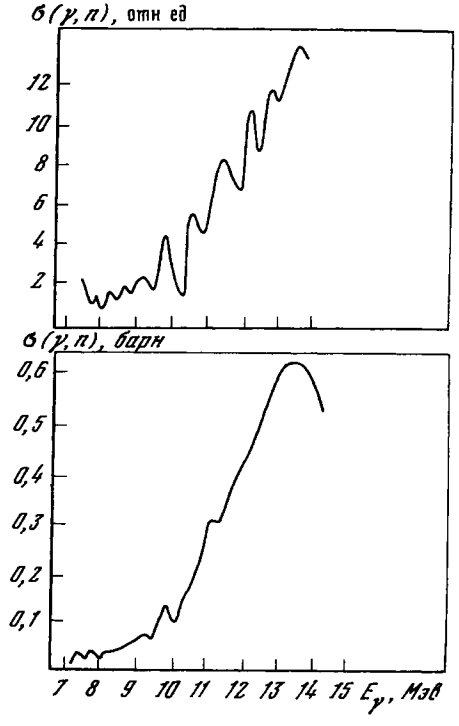


Рис. 17. Сечение реакции Pb^{208} (γ, xn)

Сравнение результатов, полученных в 1967 г. (*а*) и в 1969 г. (*б*)

Рис. 18. Сравнение полученного нами сечения реакции Pb^{208} (γ, xn) (верхняя кривая) с данными работы [42]

расчета сечения из кривой выхода, являются изломы, наблюдаемые в этой кривой (рис. 19 и 20).

Таким образом, на основании современных данных существование структуры на средних ядрах не вызывает сомнения. Нам кажется, что последние результаты, полученные при измерении сечения Pb^{208} (γ, xn), достаточно убедительно свидетельствуют о существовании структуры гигантского резонанса на тяжелых ядрах.

Теоретическое объяснение наблюдаемой структуры гигантского резонанса можно качественно представить себе следующим образом. Основные особенности структуры гигантского резонанса объясняются в рамках частично-дырочного формализма в ($1p$-$1h$)-приближении. В рамках такого подхода энергетическое положение дипольного резонанса объясняется когерентными эффектами остаточного взаимодействия между нуклонами. При этом интенсивность остаточного взаимодействия определяется из условия согласия экспериментальных и теоретических результатов. Поэтому при феноменологической параметризации остаточного взаимодействия трудностей в теории с объяснением энергетического положения гигантского резонанса не возникает. Основные структурные особенности также воспроизводятся в теории вполне удовлетворительно. В сечении реакции O^{16} (γ, n), полученном при слабом энергетическом разрешении, наблюдаются два

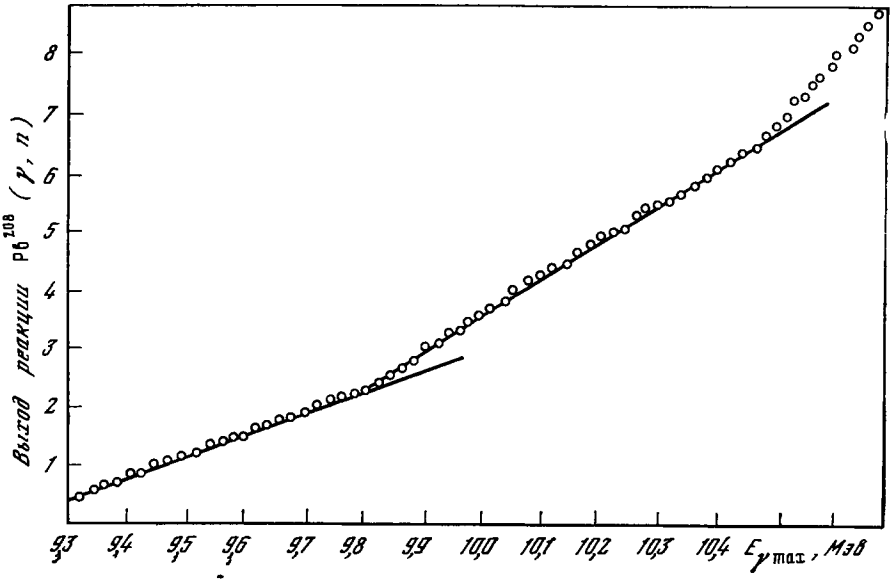


Рис. 19. Кривая выхода реакции Pb^{208} (γ, n) в области энергий 9,3—10,7 *Мэв*

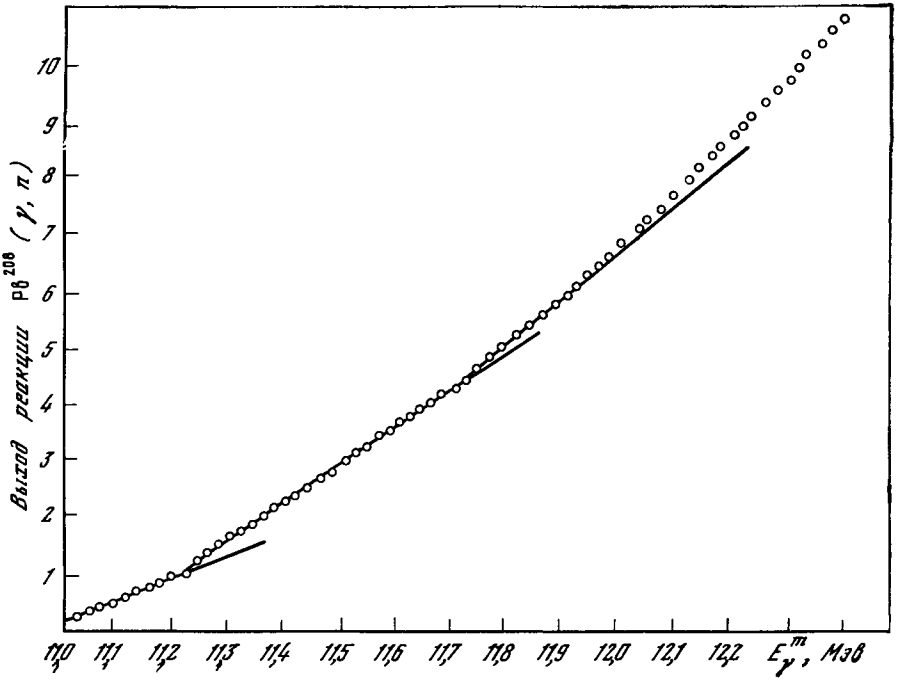


Рис. 20. Кривая выхода реакции Pb^{208} (γ, n) в области энергий 11,0—12,5 *Мэв*

основных максимума при энергии $\sim$ 22 и 25 *Мэв*, что неплохо согласуется с двумя основными максимумами, которые получаются в частично-дырочной модели.

Для сечения поглощения γ-квантов на ядре Ca^{40} частично-дырочная теория дает два основных максимума, которые находятся в согласии с основными резонансами полного сечения, лежащими при энергиях $E_\gamma \sim$ 18,7 и 20,0 *Мэв*. Можно привести еще ряд примеров, когда в рамках частично-дырочного формализма в ($1p$-$1h$)-приближении достигнуто вполне разумное описание основных свойств гигантского резонанса. Это прежде всего относится к фоторасщеплению легких ядер.

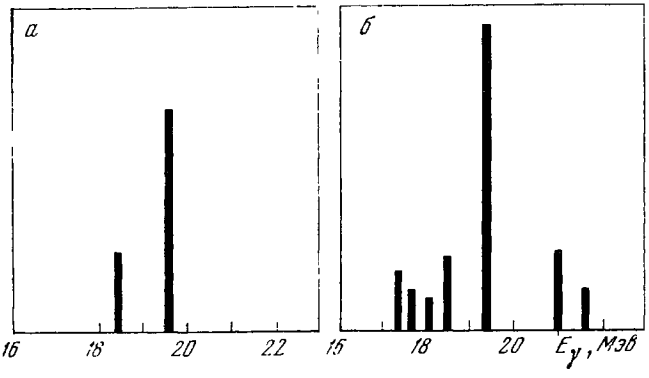


Рис. 21. Расчет фоторасщепления ядра Ca^{40}

а — частично-дырочная модель;
б — учет связи с коллективными состояниями

Однако за последние годы выяснилось, что частично-дырочная модель недостаточна для описания экспериментальных данных с высоким разрешением. Экспериментально наблюдаемая структура оказывается значительно сложнее, чем предсказывает теория. Важным фактором, который не учитывается в $1p$-$1h$-модели, является связь частично-дырочных возбуждений с другими, более сложными состояниями. Без учета этой связи нельзя объяснить не только структуру, но и распадные свойства гигантского резонанса. В работе [43] на основе коллективной модели изучались различные аспекты связи дипольных колебаний с колебаниями поверхности. В работах [44] была изучена проблема влияния низколежащих коллективных состояний положительной и отрицательной четности на структуру резонанса, спектры фотонуклонов, парциальные сечения (γ, n) и (γ, p) реакций на средних и тяжелых ядрах. На рис. 21 иллюстрируется эффект влияния на структуру гигантского резонанса взаимодействия $1p$-$1h$-состояний с коллективными состояниями типа 2^+, 3^-, 5^-. Очевидно, что для правильного описания совокупности экспериментальных данных приведенного расширения базиса недостаточно. Представляют определенный интерес попытки связать наблюдаемую структуру с сильным изменением свойств основного состояния ядра. В частности, можно было бы предположить, что при возбуждении дипольных колебаний резко изменяется жесткость ядра, и, следовательно, у ядра существует хорошо развитый мягкий вибрационный спектр (вплоть до 10—20 фонов). В этом случае достаточно сильное зацепление дипольных колебаний за поверхность привело бы к наблюдаемым резонансам в кривой поглощения. Спектр дипольных состояний для O^{16}, полученный в многофононном приближении, неплохо согласуется с экспериментальными данными [45]. Однако ни один расчет, проведенный для легких ядер, не дает количественного согласия с экспериментом. По-видимому, этого согласия трудно ожидать даже в том случае, если общий подход к объяснению структуры гигантского резонанса правилен, так как расчеты с учетом высших конфигураций связаны

с большим числом параметров, многие из которых трудно определить. Однако если для легких ядер наличие структуры гигантского резонанса не удивительно, то для средних и особенно тяжелых ядер структура в сечениях (γ, n)- и (γ, p)-реакций не имеет удовлетворительного объяснения не только в обычной частично-дырочной теории, но и при учете высших np-$nh(n > 1)$-конфигураций и связи с ними $(1p$-$1h)$-состояний.

Вполне возможно, что наличие структуры гигантского резонанса на тяжелых ядрах связано с нетривиальной физикой явлений в области дипольного резонанса.

3. КОНФИГУРАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

В 1962—1964 гг. было установлено специфическое свойство при фоторасщеплении ядер с незаполненной внешней оболочкой. Это свойство, получившее название конфигурационного расщепления гигантского резонанса [46, 47], заключалось в том, что переходы из замкнутой оболочки смещались относительно переходов из внешней оболочки к большим энергиям E_γ. Смещение, пропорциональное числу внешних нуклонов, было настолько велико (10—12 *Мэв* у C^{12}), что взаимодействие частично-дырочных состояний не приводило к существенному смешиванию этих групп переходов [48].

Указанное явление качественно может быть объяснено тем, что у легких ядер энергия взаимодействия $\Delta E\,\{(N_1)^{n_1}, (N_2)^{n_2}\}$ между n_1 и n_2 нуклонами разных осцилляторных оболочек с главными квантовыми числами N_1 и N_2 резко меняется с изменением N_1 и N_2. Если оболочка N_1 является замкнутой, то

$$\Delta E\,\{(N_1)^{n_1}, (N_2)^{n_2}\} \simeq n_1 n_2 \varepsilon\,(N_1, N_2),$$

где ε — константа.

Результаты опытов по $(p, 2p)$ и $(e, e'\,p)$ (рис. 22) показывают, что $\varepsilon\,(1s, 1p) \simeq 2$ *Мэв*, так что энергия «выбивания» $1s$-нуклона из ядра быстро возрастает с ростом числа p-нуклонов, в то время как заполнение $1p$-оболочки не оказывает существенного влияния на энергию одночастичных $1d$-$2s$-состояний. Увеличение энергии связи $1p$-нуклона в зависимости от числа внешних нуклонов имеет четко выраженный характер и для $1d$-$2s$ оболочки (рис. 22), хотя увеличение энергии связи p-нуклонов меньше по величине, чем $1s$-нуклонов в ядрах p-оболочки ($\varepsilon_{1p} \approx 1$ *Мэв*). Эти результаты привели авторов работы [48] к выводу, что конфигурационное расщепление гигантского резонанса должно иметь место и у ядер $1d$-$2s$-оболочки. При этом при фоторасщеплении этих ядер должен проявляться ряд особенностей.

а. В сечении поглощения должны наблюдаться два максимума, соответствующие двум группам уровней, которые разделены большим энергетическим интервалом, препятствующим их интенсивному смешиванию. Это, естественно, не имеет отношения к смешиванию состояний внутри каждой группы. Одна группа уровней, менее энергичная, связана с переходами нуклонов из незаполненной оболочки (группа А), другая, высокоэнергичная, — с переходами из заполненной оболочки (группа Б). Интенсивность группы Б должна уменьшаться с увеличением числа нуклонов во внешней оболочке, а энергия этой группы — увеличиваться. Сечение фоторасщепления таких ядер занимает широкий энергетический интервал.

б. Характер распада уровней этих групп различен. Уровни группы Б должны распадаться по нуклонному каналу с оставлением конечного ядра в высоковозбужденном состоянии. В ядрах P-оболочки нуклонные распады

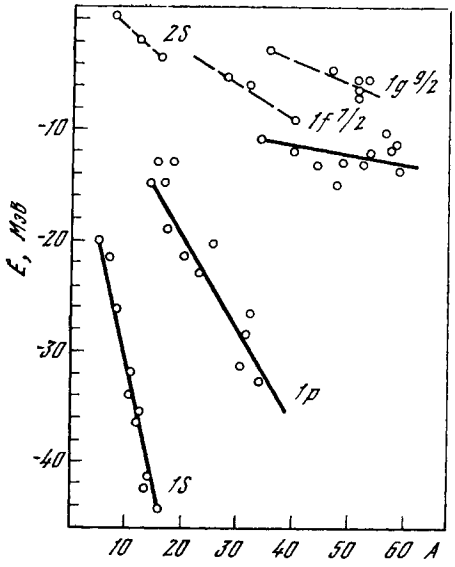


Рис. 22. Экспериментальные результаты по реакциям $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$

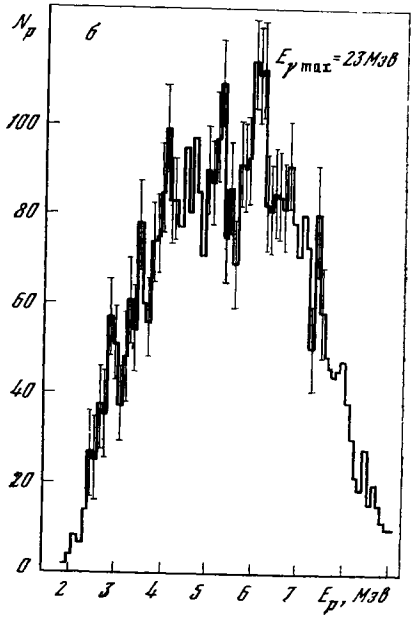


Рис. 23. Спектр фотопротонов из $Mg^{24}(\gamma, xn)$ ($E_{\gamma max} = 23$ *Мэв*)

в ряде случаев сопровождаются вылетом сложных частиц. Угловое распределение этих нуклонов должно быть в большинстве случаев близко к изотропному. Уровни группы А должны распадаться в основные и слабовозбужденные состояния с вылетом нуклонов.

Указанные особенности получили полное подтверждение в целой серии экспериментов как на ядрах P-оболочки, так и на ядрах $1d$-$2s$-оболочки.

Рассмотрим сечение (γ, n) реакции на Mg^{24} и Mg^{26} (рис. 7). Они имеют ширину ~10—12 *Мэв* и практически не спадают до 30 *Мэв*. Причем ~50% величины интегрального сечения лежит при $E_\gamma > 23$ *Мэв*. Аналогичная ситуация наблюдается в сечениях (γ, p) реакций на этих ядрах. Таким образом, экспериментальные данные по сечениям этих процессов не противоречат наличию двух групп переходов из внутренней и внешней оболочек. Импульсные распределения протонов, полученные при фоторасщеплении Mg^{24} и Mg^{26}, отлично иллюстрируют характер распада этих состояний. При сравнении импульсных распределений, полученных при облучении Mg^2 спектром γ-квантов с $E_\gamma^m = 23$ и 34 *Мэв* (рис. 23 и 24), видно, что высокоэнергичные состояния (группа Б) распадаются с вылетом малоэнергичных нуклонов в отличие от распада состояний группы А. К этому же заключению приводят данные по сечению реакции $Na^{23}(p, \gamma_0)Mg^{24}$. Сечение этой реакции достигает максимальной величины при энергии возбуждения 18—20 *Мэв* и сильно уменьшается к области выше 23 *Мэв* [49].

Аналогичные выводы можно сделать из сравнения спектров протонов, полученных при фоторасщеплении Mg^{26}, S^{32} [50, 51].

Измеренные нами сечения реакций $Si^{28}(\gamma, n)$ и $Si^{28}(\gamma, p)$ также имеют ширины ~10 *Мэв* и ~50% интегрального сечения этих реакций лежит при энергиях $E_\gamma > 23$ *Мэв*.

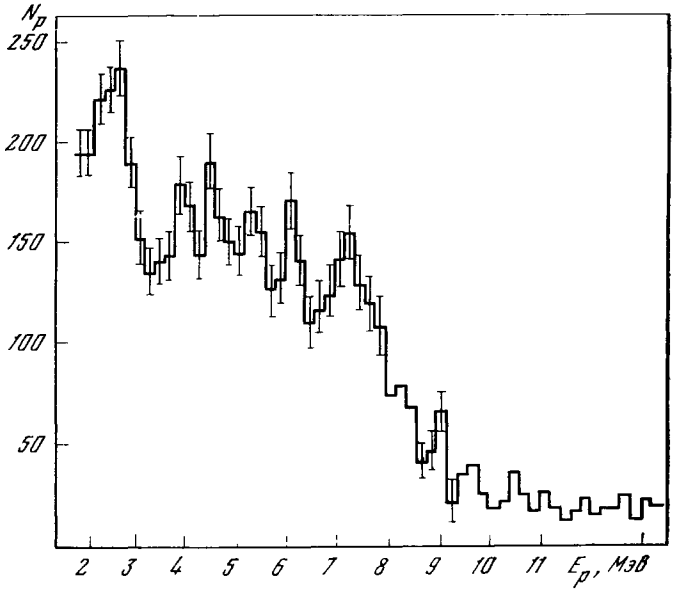


Рис. 24. Спектр фотопротонов из Mg^{24} ($\gamma - p$) ($E_{\gamma_{max}} = 34$ *Мэв*)

Сравнение сечений реакции $Si^{28}(\gamma, p)$, полученных при $E_p \geqslant 2$ и 6,5 *Мэв*, показывает, что высокоэнергичные переходы распадаются преимущественно с вылетом малоэнергичных нуклонов [52]. В отличие от ядра Mg^{24} ядро Si^{28} — сферическое ядро, и большая ширина сечений (γ, n) и (γ, p) реакций на этом ядре показывает, что это свойство сечения связано прежде всего с конфигурационным расщеплением гигантского резонанса.

4. ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА И КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Аналоговый резонанс на средних и тяжелых ядрах. В 1964 г. в работах Андерсона [53] и Фокса [54] были обнаружены изобарические аналоговые состояния в ядре Zr^{90}. Это открытие положило начало работам по определению точности изотопического спина в ядрах с $N - Z \gg 1$. Вскоре было установлено, что изоспин является хорошим квантовым числом со средней точностью выше 95% как для основных [55], так и для возбужденных состояний [56] средних и тяжелых ядер. В фотоядерных процессах учет изоспина, как было показано Моринага [57] и Фольересом [58], привел к расщеплению гигантского резонанса и к сдвигу сечения (γ, n) реакции относительно сечения (γ, p) в средних и тяжелых ядрах, тем самым был объяснен существовавший в течение ряда лет экспериментальный факт по сдвигу этих сечений.

При дипольном поглощении γ-кванта в ядрах с $N \neq Z$ возбуждаются две группы состояний с изотопическими спинами T_0 ($T_<$) и $T_0 + 1$ ($T_>$). В средних ядрах эти группы раздвинуты на несколько мегаэлектронвольт. Если мы рассмотрим ядра Zr^{90}, Y^{89}, Ag^{107}, Cd^{110}, то для них этот интервал равен 5—6 *Мэв*. При этом состоянии $T_<$ распадаются в основном на нейтроны, так как протонный распад подавлен кулоновским барьером; состояния с $T_>$ могут распадаться с испусканием протонов, так как нейтронный распад подавлен правилами отбора по изотопическому спину. Этим и объясняется сдвиг сечений (γ, p)-реакций относительно (γ, n)-реакций. Конечно, правила отбора по изоспину не являются строгими. Они должны нарушаться за

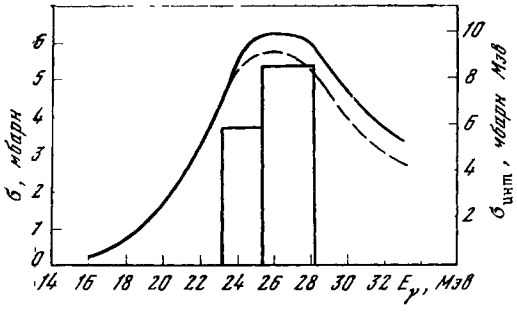


Рис. 25. Сечение реакции Pb^{208} (γ, xp)
Сравнение с расчетными данными (столбики)

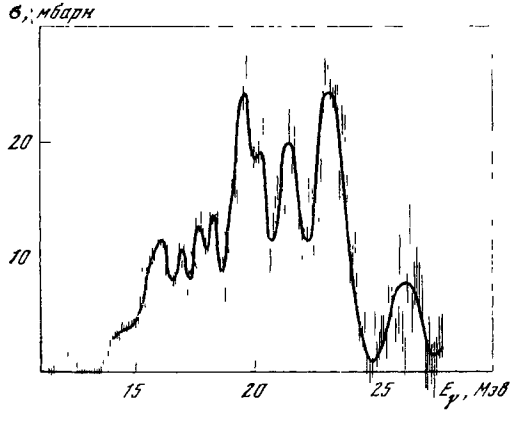


Рис. 26. Сечение реакции Nb^{93} (γ, xp)

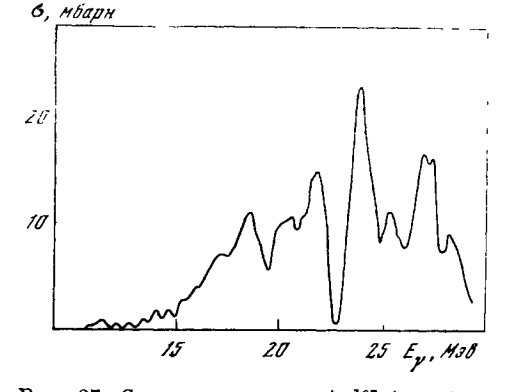


Рис. 27. Сечение реакции Ag^{107} (γ, xp)

счет примесей высших конфигураций к основному состоянию, а также за счет смешивания по изоспину. Однако сильный сдвиг сечения (γ, p)-реакции относительно максимума сечения (γ, n)-реакции и согласие теоретических оценок величин сечений резонанса с $T_>$ с экспериментальными величинами интегральных сечений (γ, p) реакций свидетельствовали о том, что распад состояний с $T_>$ идет в основном за счет вылета протонов. Величина отношений сечений $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$, которая всегда была существенно больше, чем следует из расчетов по статистической модели, при этом находила свое объяснение.

Для ядер Y^{89}, Zr^{90}, Nb^{93}, Ag^{107}, Cd^{110} экспериментальное значение отношения $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma)$ равнялось соответственно 20, 13, 9, 8 и 3% [$\sigma(\gamma)$ — полное сечение поглощения]. По статистической теории эти величины соответственно были равны 2; 0,7; 0,1; 0,01%. Так как выход протонов связан с распадом состояний $T_>$, а выход нейтронов — с распадом состояний $T_<$, отношение $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ зависело в первую очередь от вероятности образования и энергетического положения состояний с $T_>$ и $T_<$.

Проведенные нами в конце 60-х годов исследования структуры сечений на ряде среднетяжелых ядер позволили установить некоторые закономерности в поведении сечений фотопротонных реакций, которые достаточно хорошо объясняются изоспиновым расщеплением дипольного резонанса и правилами отбора по изотопическому спину.

а. Максимумы сечений (γ, p)-реакций для всех исследованных ядер оказались сдвинутыми в сторону более высоких энергий по сравнению с максимумами сечений фотонейтронных реакций. Величина этого сдвига зависела от атомного веса ядра A и увеличивалась при переходе к более тяжелым ядрам, достигая приблизительно 12 *Мэв* для ядра Pb^{208}. Одним из существенных факторов, определяющих величину изоспинового расщеп-

ления гигантского резонанса, является энергия симметрии $E_{симм}$. Для ядер с $N \neq Z$ $E_{симм} \sim (N - Z) \sim T_0$. Однако следует отметить, что величина изоспинового расщепления будет также зависеть от остаточного ядерного взаимодействия и спин-орбитального расщепления. Так, остаточное взаимодействие в ядре Zr^{90} приводило к более сильному сдвигу уровней с $T_<$ по сравнению с состояниями $T_>$. Это уменьшало величину расщепления дипольного резонанса по изоспину по сравнению с величиной расщепления, обусловленной энергией симметрии.

б. Величина интегрального сечения (γ, p) реакции падала с ростом A. Действительно, возбуждение состояний с $T_>$ при $E1$ поглощении должно происходить преимущественно за счет конфигураций $|P^{-1}n>$, т. е. должно происходить двухчастичное — двухдырочное возбуждение. В этом случае в тяжелых ядрах дипольные переходы с $\Delta T = 1$ должны быть подавлены, так как нейтроны по отношению к протонам заполняют почти всю следующую по n оболочку. На рис. 25 приведено сечение реакции Pb(γ, xp). Интегральная величина сечения равна $\sigma_{инт} \simeq 55$ *мбарн·Мэв*. Из анализа угловых распределений следовало, что $\sim 70\%$ сечения обусловлено $E2$-переходами. Сечение, соответствующее $E1$-состояниям с изотопическим спином $T_>$, таким образом имело очень малую интегральную величину ~ 18 *мбарн·Мэв*. Количественные расчеты дали величину интегрального сечения $E1$-переходов с $T_>$, равную 13 *мбарн·Мэв*, что находилось в согласии с экспериментальными данными.

в. В сечениях (γ, p)-реакций на среднетяжелых и тяжелых ядрах наблюдалась структура, более четко выраженная, чем для этих же ядер в сечениях фотонейтронных процессов (рис. 26, 27), что свидетельствовало о том, что структуру этих сечений определяют аналоговые состояния.

Гигантский квадрупольный резонанс на средних и тяжелых ядрах. В 1957 г. Хохловым было показано [59], что

$$\int \frac{\sigma_2(E)}{E}\, dE = \frac{\pi^2}{S} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{mc^2} ZR,$$

где R — радиус ядра, а также было установлено, что центр тяжести квадрупольных переходов лежит при энергиях, больших 15—20 *Мэв*. Позднее, анализируя экспериментальные данные по угловым распределениям фотопротонов из Pb и Bi, нами был сделан вывод о том, что гигантский резонанс сечения образования фотопротонов на Pb и Bi имеет сложную природу и обусловлен совпадением двух сравнимых максимумов: гигантского резонанса квадрупольного поглощения γ-квантов и дипольного максимума (γ, xp)-реакции, который лежал для Pb при энергии, большей на 10—12 *Мэв*, чем энергия основного максимума $E1$-поглощения γ-квантов. К сожалению, имевшийся в то время экспериментальный материал был весьма беден и противоречив. Цитируемая работа по Pb и Bi [60] была единственной, в которой наблюдалась ярко выраженная асимметрия в угловых распределениях фотопротонов, но и ее результаты вызывали сомнения, так как максимум углового распределения лежал под углом меньше 30°, что не находило удовлетворительного теоретического объяснения и было, по-видимому, связано с плохим учетом фона под малыми углами.

Для определения характера поглощения γ-излучения атомными ядрами выше гигантского резонанса нами проведены эксперименты по измерению сечений угловых и энергетических распределений фотопротонов на средних и тяжелых ядрах [61]. На рис. 28, 29, 25 приведены результаты по измерению сечений (γ, xp)-реакций на Rh^{103}, W и Pb^{208}. На рис. 30, 31 и 32 приведены данные по угловым распределениям фотопротонов. Расчет сечений (γ, xp)-

реакций проводился с большим энергетическим шагом $\Delta E = 1$ *Мэв*. Поэтому структура в сечениях не проявлялась.

Результаты проведенных нами экспериментов установили две характерные особенности рассматриваемого процесса.

а) максимумы сечений (γ, p)-реакций на тяжелых ядрах оказывались сдвинутыми по энергии относительно максимумов сечений (γ, n)-реакции $\sim$10 *Мэв*. Этот сдвиг увеличивался с ростом атомного номера;

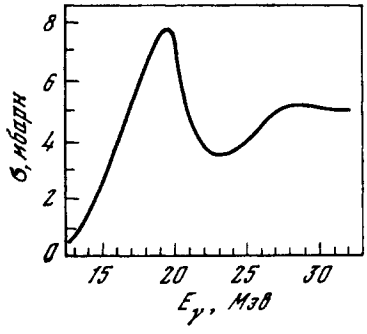


Рис. 28. Сечение реакции Rh^{103} (γ, xp)

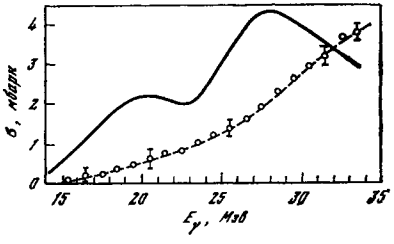


Рис. 29. Сечение реакции W (γ, xp)

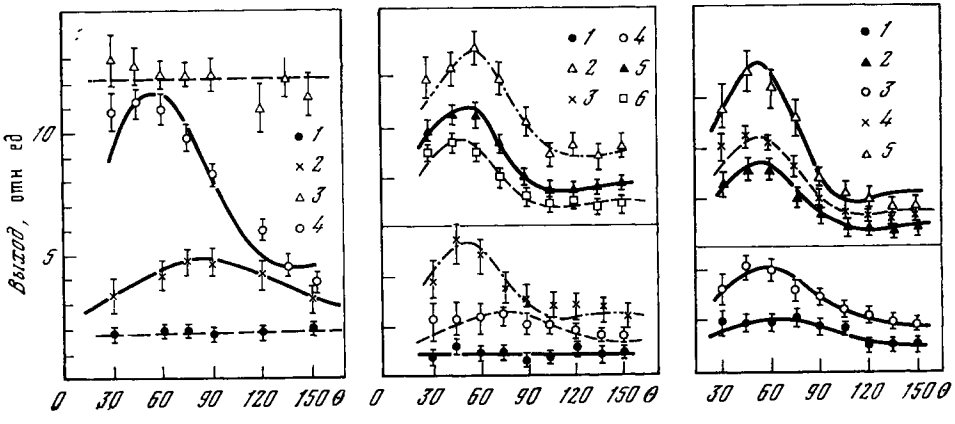


Рис. 30. Угловое распределение групп фотопротонов из Rh^{103}

1 — $E_p = 3{,}2$—$9{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *2* — $E_p \geqslant 9{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *3* — $E_p = 3{,}2$—$9{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*); *4* — $E_p \geqslant 9{,}2$ *Мэв* ($E^{m}_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*)

Рис. 31. Угловое распределение групп фотопротонов из W

1 — $E_p = 6{,}2$—$8{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *2* — $E_p = 8{,}7$—$12{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *3* — $E_p \geqslant 12{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*);

4 — $E_p = 6{,}2$—$8{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 39{,}5$ *Мэв*); *5* — $E_p = 8{,}7$—$12{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*); *6* — $E_p \geqslant 12{,}7$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*)

Рис. 32. Угловое распределение групп фотопротонов из Pb

1 — $E_p = 5{,}2$—$10{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *2* — $E_p \geqslant 10{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 22{,}5$ *Мэв*); *3* — $E_p = 5{,}2$—$10{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*); *4* — $E_p = 10{,}2$—$14{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*); *5* — $E_p \geqslant 14{,}2$ *Мэв* ($E_{\gamma_{max}} = 33{,}5$ *Мэв*)

б) угловые распределения вылетающих протонов при $E_{\gamma_{max}} > 22{,}5$ *Мэв* оказались асимметричными относительно угла 90° с максимумом углового распределения, лежащим при углах 50—60°. С увеличением энергии вылетающих протонов асимметрия в угловых распределениях увеличивалась.

Из анализа этих данных можно сделать следующие выводы:

а) в области энергий γ-квантов 22—33 *Мэв* расположен максимум сечения $E2$-поглощения — гигантский квадрупольный резонанс. Проведенные расчеты на основе модели оболочек с учетом квадруполь-квадрупольной части эффективного парного взаимодействия между нуклонами дали хорошее согласие с экспериментальными результатами [62];

б) в области энергий $E_\gamma \sim 22$ *Мэв* на исследованных ядрах Rh и W наблюдается пик дипольного поглощения.

Действительно, если рассмотреть угловые распределения протонов образующихся при фоторасщеплении Rh^{103}, то вклад $E2$-поглощения при облучении тормозным спектром с $E_\gamma^m = 23{,}5$ *Мэв* практически равен нулю (рис. 30), откуда следует, что пик в сечении реакции (γ, *xp*), лежащий при энергии $E_\gamma = 19$ *Мэв*, обусловлен дипольными переходами, его смещение к большим энергиям объясняется, как указывалось, изоспиновым расщеплением дипольного резонанса. Область $E_\gamma > 23$ *Мэв* ответственна за появление более энергичных фотопротонов из Rh, угловые распределения которых имеют сильную асимметрию относительно 90°, что указывает на значительный вклад $E2$-поглощения в этой области энергий. По-видимому, рост сечения при $E_\gamma > 22$ *Мэв* связан с наличием максимума квадрупольного поглощения. На вольфраме мы также имеем два максимума в сечении, лежащие при энергии $E_\gamma \sim 20{,}5$ и 28 *Мэв*. Максимум, лежащий при меньшей энергии, т. е. в области E_γ, где угловые распределения фотопротонов обнаруживают большой вклад $E1$-поглощения, по-видимому, как и в случае Rh^{103}, обусловлен группой переходов со значением изоспина $T_>$. Максимум, лежащий при энергии $E_\gamma \sim 28$ *Мэв*, более четко выражен, а тот факт, что вклад $E2$-поглощения в этой области составляет, исходя из угловых распределений, не менее 60—70%, позволяет утверждать, что этот максимум является квадрупольным резонансом в сечении образования фотопротонов на вольфраме. При переходе к тяжелым ядрам квадрупольный резонанс сдвигается к меньшим энергиям, в то время как аналоговый дипольный резонанс смещается в сторону более высоких энергий. В результате на самых тяжелых ядрах дипольный и квадрупольный резонансы лежат при одной и той же энергии E_γ, что мы и наблюдали в сечении реакции Pb^{208} (γ, *xp*) (рис. 25).

В заключение хотелось бы отметить, что фотоядерные процессы связаны с пониманием таких принципиальных вопросов атомного ядра, как природа коллективных состояний в ядре, характер распада высоковозбужденных состояний, природа аналоговых состояний, ассоциирование нуклонов и т. д., что и определяет интерес физиков к этой области ядерных реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Б. Мигдал.* ЖЭТФ, 1945, 15, 81.
2. *D. H. Wilkinson.* Phys., 1956, 22, 1039.
3. *А. Б. Мигдал.* Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. «Наука», 1966.
4. *M. Danos, W. Greiner.* Phys. Rev., 1964, 134, 284.
5. *G. E. Brown, M. Bolsterli.* Phys. Rev. Lett., 1957, 3, 472.
6. *В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин.* ЖЭТФ, 1960, 39, 108.
7. *В. В. Балашов, В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин.* Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», 1960, стр. 435; Nucl. Phys., 1961, 27, 323.

8. *G. E. Brown, L. Castillejo.* Evans. Nucl. Phys., 1961, 22, 1.
9. *В. В. Балашов, В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин.* ЖЭТФ, 1961, 41, 1929.
10. *E. Bramanis, T. K. Dcague, R. S. Hicks* et al. Nuclear fust. and Meth., 1972, 100, 59.
11. *А. Н. Тихонов* и др. XVIII ежегодная конф. по ядерной спектр. и структуре ядра (Тезисы докл.). Рига, 1968, стр. 268; *Б. С. Ишханов, В. Г. Шевченко.* Сб. «Элементарные частицы и ядерная физика», 1972, 3, 894.
12. *B. C. Cook* et al. Phys. Rev., 1966, 143, 712.
13. *J. T. Galdwell, R. R. Harvey, R. L. Bramblett, D. C. Fultz.* Phys. Lett., 1963, 6, 213.
14. *F. W. K. Firk.* Nucl. Phys., 1964, 52, 437.
15. *В. П. Денисов, Л. А. Кульчицкий.* Я. Ф., 1965, 2, 70.
16. *W. R. Dodge, W. C. Barber.* Phys. Rev., 1962, 127, 1746.
17. *N. W. Tanner, J. C. Thomas, E. D. Earle.* Nucl. Phys., 1964, 52, 45.
18. *В. С. Долбилкин* и др. Письма в ЖЭТФ, 1965, 1, 47.
19. *B. W. Thomas, D. M. Grawford, H. H. Thies.* Nucl. Phys., 1972, A196, 1; 89.
20. *D. V. Webb* et al. Nucl. Phys., 1970. A159, 81.
21. *S. C. Fultz* et al. Phys. Rev., 1971, C4, 149.
22. *O. Titze* et al. Phys. Lett., 1967, 24B, 169.
23. *S. C. Fultz* e. a. Univ. of California, Livermore. Preprint UCRL-71828, 1969.
24. *O. Titze, A. Goldman, E. Spamer.* Phys. Lett., 1970, B31, 565.
25. *G. Deacnley, D. S. Gemmel, B. W. Hooton, G. A. Joues.* Nucl. Phys., 1965, 64, 177.
26. *M. Kimura* et al. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, 477.
27. *C. P. Wu, F. W. K. Firk, T. W. Phillips.* Nucl. Phys., 1970, A147, 19.
28. *K. H. Lokan, N. K. Sherman, R. W. Gellie.* Preprint.
29. *J. E. E. Baglin, B. M. Spicer.* Nucl. Phys., 1964, 54, 549.
30. *Б. И. Горячев* и др. Я. Ф., 1968, 7, 944.
31. *J. Feldman, B. B. Baliga, M. Nessin.* Phys. Rev., 1967, 157, 921.
32. *R. A. Alvarez, B. L. Berman, F. H. Lowiss, P. Meyer.* Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. March 26—30, 1973, 730301, 5B6-1.
33. *R. A. Alvarez, B. L. Berman, F. H. Lewis, P. Meyer.* Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. March 26—30, 1973, 730301, 5B6-3.
34. *Б. И. Горячев* и др. Я. Ф., 1970, 11, 2; 252.
35. *Б. С. Ишханов* и др. Я. Ф., 1970, 11, 3; 485.
36. *D. G. Owen, E. G. Muizhead, B. M. Spicer.* Nucl. Phys., 1970, A140, 3; 523.
37. *H. Miyase* et al. Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. March 26—30, 1973, 730301, 5B8-1.
38. *T. Saito* et al. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. March 26—30, 1973, 730301, 2C10-1.
39. *V. G. Chevchenko.* Proceadings of the Intern. Conf. on Nuclear Structure. Tokyo, 1968, p. 397.
40. *J. B. Seaborn.* Phys. Rev., 1969, 179, 985.
41. *B. S. Ishkanov, V. G. Shevchenko.* Intern. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications. March 26—30, 1973, p. 511.
42. *A. Yeyssiere* et al. Nucl. Phys., 1970, A159, 561.
43. *M. Danos, W. Greiner.* Phys. Rev., 1964, B284, 134.
44. *Ф. А. Живописцев* и др. Вестник МГУ, 1968, № 1, 115; Phys. Lett., 1970, 31B, N 6, 347; Я. Ф., 1972, 16, 42.
45. *J. B. Sceborn.* Phys. Rev., 1969, 179, 985.
46. *В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин.* Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1962, стр. 486.
47. *V. G. Neudachin, V. G. Schevchenko, O. P. Judin.* Phys. Lett., 1964, 10, 180.
48. *V. G. Neudachin, V. G. Schevchenko.* Phys. Lett., 1964, 12, 18.
49. *H. E. Gove.* Nucl. Phys., 1963, 49, 279.
50. *Б. С. Ишханов* и др. Изв. АН СССР, серия физ., 1966, 30, 387.
51. *Б. С. Ишханов* и др. Я. Ф., 1966, 4, 765.
52. *Б. И. Горячев* и др. Я. Ф., 1966, 3, 505.
53. *I. D. Anderson, C. Wong, I. W. McClure.* Phys. Rev., 1962, 126, 2170.
54. *I. D. Fox, C. F. Moore, D. Robson.* Phys. Rev. Lett., 1964, 12, 198.
55. *Л. А. Слив, Ю. Т. Харитонов,* Я. Ф., 1965, 1, 1129.
56. *V. V. Balaschov, E. L. Jadrovskii.* Phys. Lett., 1966, 22, 507.
57. *H. Morinaga.* Phys. Rev., 1955, 97, 444; Z. Phys., 1965, 188, 182.
58. *S. Fallieros, B. Goulard, R. H. Venter.* Phys. Lett., 1965, 19, 398.
59. *Ю. К. Хохлов.* ЖЭТФ, 1957, 32, 124.
60. *M. E. Toms, W. E. Stepbens.* Phys. Rev., 1953, 92, 362.
61. *В. Г. Шевченко, Б. А. Юрьев.* ЖЭТФ, 1962, 42, 707; ЖЭТФ, 1961, 41, 1421; Nucl. Phys., 1962, 37, 495; ЖЭТФ, 1963, 45, 33; ЖЭТФ, 1963, 44, 180.
62. *В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин, Б. А. Юрьев.* ЖЭТФ, 1963, 45, 180.

Г. Н. ФЛЕРОВ, Ю. Ц. ОГАНЕСЯН

ПРОБЛЕМЫ СИНТЕЗА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В далекие военные 1942—1943 гг., когда в СССР начинались работы по атомной энергии, многие проблемы, имеющие фундаментальные значения как для науки, так и для важнейших технических направлений, ставились и обсуждались А. И. Алихановым.

В этот период намечались основные пути развития ядерной физики и большое внимание уделялось радиоактивному распаду атомных ядер. Этой проблеме Абрам Исаакович посвятил большую часть своей жизни, результатом чего явились выдающиеся работы по изучению процессов бета-распада.

Сегодня, спустя 30 лет, вопросы радиоактивных свойств ядер стали вновь весьма актуальными в связи с проблемой искусственного синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов. В СССР синтез элементов с атомным номером более 100 был начат в 1956 г. в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова; работы эти получили большое развитие спустя 5 лет, когда в Дубне в Объединенном институте ядерных исследований был запущен мощный ускоритель тяжелых ионов.

В сложных и трудных экспериментах по получению новых элементов, где сначала нам приходилось иметь дело со считанным числом атомов как при постановке опытов, так и при анализе результатов, необходима была та требовательность и вместе с тем умение увидеть новое, что было столь характерно для Абрама Исааковича Алиханова. Обсуждения с Абрамом Исааковичем, которые всегда были очень продуктивными, приводили к новым подходам в решении тех или иных задач и стимулировали новые направления в экспериментальных исследованиях по получению и изучению свойств новых элементов.

В течение последних 10 лет в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ были синтезированы элементы с атомными номерами 102, 103, 104 и 105. Аналогичные эксперименты проводились в радиационной лаборатории им. Лоуренса (США), и в настоящее время известны свойства 23 изотопов трансменделевиевых элементов [1].

Большинство изотопов в области $Z = 102—105$ испытывают α-распад или спонтанное деление и периоды их полураспада не сильно отличаются друг от друга, противоположно тому, что имело место для элементов с $Z < 102$. Поэтому можно было надеяться, что при дальнейшем продвижении в область более тяжелых ядер эта ситуация сохранится и будет наблюдаться повышенная стабильность для $Z > 105$.

Однако предпринятые в 1970—1971 гг. попытки синтезировать элементы с атомными номерами 107 и 109 в ядерных реакциях с ускоренными ионами ^{30}Si и ^{31}P [2] не дали положительных результатов, и в настоящее время в нашей лаборатории продолжаются ранее начатые опыты по синтезу 106-го элемента в реакции $^{246}Cm + {}^{22}Ne$.

Отсутствие повышенной стабильности для $Z = 107$, 109, возможно, объясняется тем, что в реакциях с тяжелыми ионами можно синтезировать лишь относительно легкие изотопы этих элементов (число нейтронов $N < 160$). Поэтому не исключено, что для ядер с $Z > 109$ и $N > 170$ может существовать область повышенной стабильности, как это предсказывается теорией [3–8].

Не касаясь теоретической стороны вопроса, а также не останавливаясь на отдельных безуспешных попытках получения этих ядер в различных реакци-

ях [9—14], мы попытаемся рассмотреть перспективы синтеза сверхтяжелых элементов.

Нам представляется, что есть два пути решения проблемы: 1) использовать для получения сверхтяжелых элементов традиционный метод, основанный на реакции слияния взаимодействующих ядер с образованием составного ядра; 2) попытаться получить ядра из предсказываемой области стабильности в качестве осколков, образующихся при делении очень тяжелых возбужденных ядер.

После конференции в Экс-ан-Провансе (Франция) [15] основные наши усилия были направлены на синтез сверхтяжелых элементов, образующихся в реакции Th + Ge, так как на тандем-циклотроне были получены пучки ионов ^{74}Ge и ^{76}Ge с интенсивностью до 10^{11} *частиц/сек*, и это позволяло проводить эксперименты с высокой чувствительностью.

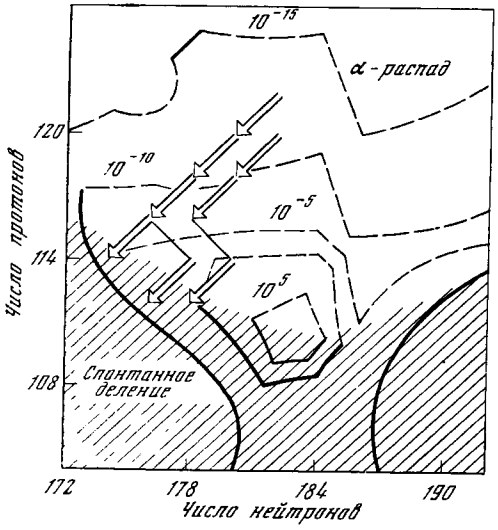


Рис. 1. Времена жизни ядер (в годах) вблизи острова стабильности

Пунктирная линия — α-распад, сплошная — спонтанное деление. Стрелками показан α-распад изотопов, образующихся в реакции ^{232}Th + + ^{74,76}Ge

Основная идея этих экспериментов, предложенная В. Святецким [16], заключается в следующем.

Поскольку в реакции слияния невозможно синтезировать дважды магическое и наиболее стабильное ядро с $Z = 114$ и $N = 184$, то можно попытаться получить ядра с $Z=120$ — 122 и $N \sim 184$. Согласно расчетам, проведенным Р. Никсом [17], времена жизни этих ядер по отношению к спонтанному делению составляют ($T_\alpha/T_{sf} = 10^{-20}$—$10^{-15}$). Поэтому независимо от неопределенности в оценке величины T_{sf} они будут испытывать в основном α-распад. В процессе последовательных α-распадов должны образовываться более стабильные ядра (приближение к вершине острова стабильности) до тех пор, пока не наступит конкуренция со стороны спонтанного деления (рис. 1).

Таким образом, сверхтяжелые элементы могут быть обнаружены по спонтанному делению с минимальным значением времени жизни, которое определяется периодом α-распада в области $Z = 112$—116 и $N = 174$—178 и составляет от 1 *сек* до 1 года [17].

Вторым необходимым условием для данного метода синтеза является образование слабовозбужденного составного ядра.

В ряде экспериментов, проведенных в Дубне и Орсэ, было показано, что сечение компаунд-ядер с массой $A_c \leqslant 200$, образующихся в реакциях с ионами ^{66}Zn и ^{84}Kr, составляет около 10^{-25} *см*^{2} [18—19]. Вероятность образования составных ядер с $A > 200$ можно определить по выходу масс осколков деления.

На рис. 2, 3 представлены распределения осколков по массам и зарядам, полученные нами в реакциях ^{236}U + ^{40}Ar и ^{181}Ta + ^{84}Kr, где начальные ядра близки по Z и A и образуются с одинаковой энергией возбуждения. Поскольку массовые распределения осколков деления для этих двух реакций прак-

тически совпадают, можно предполагать, что вероятность слияния не существенно меняется с увеличением массы налетающего иона.

Вместе с тем при переходе к более тяжелым ионам, таким, как Ge, Kr и Xe, процесс слияния ядер оказывается энергетически менее выгодным по сравнению с другими каналами реакции. Это наглядно видно из рис. 4, где представлены энергетические зависимости сечений образования тяжелых осколков (изотопы золота) и продуктов реакций передач, полученных при облучении ^{232}Th ионами ^{74}Ge в широком диапазоне энергий.

Вследствие повышения кулоновского барьера реакции слияния минимальное значение энергии возбуждения составного ядра $^{306}122$ составляет около 40—50 *Мэв* вместо 15—20 *Мэв*, как это предсказывалось на основании простейших оценок по формуле масс ядер. К сожалению, это может существенно уменьшить вероятность образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии вследствие понижения барьера деления с ростом температуры ядра. Поэтому в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов в реакции $^{232}Th + ^{74,76}Ge$ большое внимание было обращено на повышение чувствительности методики.

На рис. 5 схематически показано экспериментальное устройство, с помощью которого можно было зарегистрировать спонтанно делящиеся ядра с периодом полураспада от 10^{-3} *сек*, до 100 дней, если сечение их образования 10^{-34} *см*^{2}.

Экспериментальные результаты представлены в таблице. Расчетные значения высот барьеров деления в исследуемой области ядер составляют от 5 до 7 *Мэв* [20]. Поэтому отсутствие эффекта может объясняться двояким образом. Либо при образовании составного ядра и в процессе его девозбуждения существуют сильные факторы, приводящие к уменьшению вероятности его получения

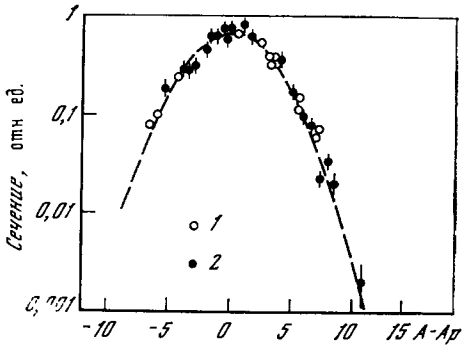


Рис. 2. Массовое распределение осколков деления в различных реакциях
1 — $^{238}U + ^{40}Ar$, *2* — $^{181}Ta + ^{84}Kr$

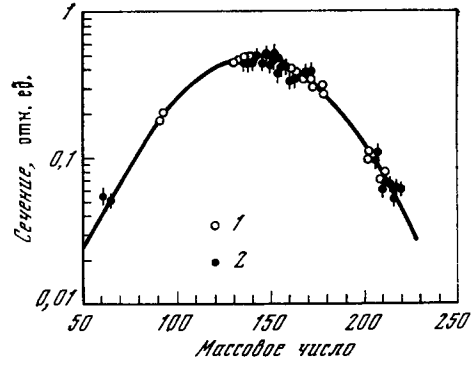


Рис. 3. Изотопные распределения осколков деления (редкоземельные элементы) в реакциях $^{238}U + ^{40}Ar$ (*1*) и $^{181}Ta + ^{84}Kr$ (*2*)

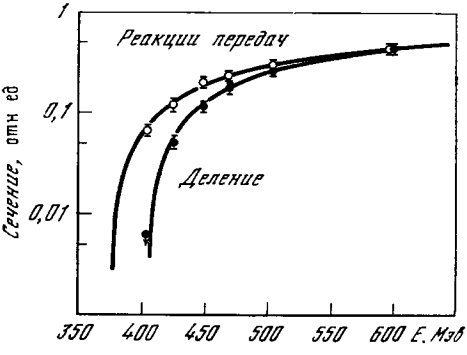


Рис. 4. Зависимость сечений деления (изотопы золота) и реакций передач (изотопы тория, протактиния и урана) от энергии бомбардирующих ионов в реакции $^{232}Th + ^{74}Ge$

Реакция	Диапазон энергии ионов, *Мэв*	Интервал времени жизни, *сек*	Верхняя граница сечения, *см*^{2}
	370—430	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$2\cdot10^{-34}$
	390—450	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$1\cdot10^{-34}$
$^{232}Th+^{24}Ge$	420—480	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$2\cdot10^{-34}$
	0—620	10^5—10^7	$5\cdot10^{-35}$
	400—460	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$1\cdot10^{-34}$
$^{232}Th+^{76}Ge$	460—520	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$1\cdot10^{-34}$
	510—570	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$5\cdot10^{-35}$
	540—590	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$2\cdot10^{-34}$
	0 —600	10^5—10^7	$5\cdot10^{-35}$
	430—490	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$1\cdot10^{-33}$
$^{238}U+^{70}Ge$	510—570	$5\cdot10^{-3}$—10^5	$1\cdot10^{-34}$

в основном состоянии в 10^9—10^{10} раз. Нам представляется это предположение вполне объяснимым, ввиду высокой энергии возбуждения составного ядра и сильной конкуренции со стороны деления в процессе испускания нейтронов. Либо ядра в исследуемой области имеют значительно меньшую стабильность, чем это предсказывается теорией.

С этой точки зрения второй метод синтеза имеет некоторые преимущества, так как реакция деления, строго говоря, не требует образования сферического составного ядра и вследствие того, что осколки обладают избытком нейтронов, можно в принципе получать ядра с $Z = 110$—114 и с числом нейтронов, близким к $N = 184$ [21, 22]. Вместе с тем из-за большой дисперсии осколков деления по массе и заряду этот метод имеет меньшую чувствительность и требует ускорения более тяжелых ионов, таких, как Xe и U.

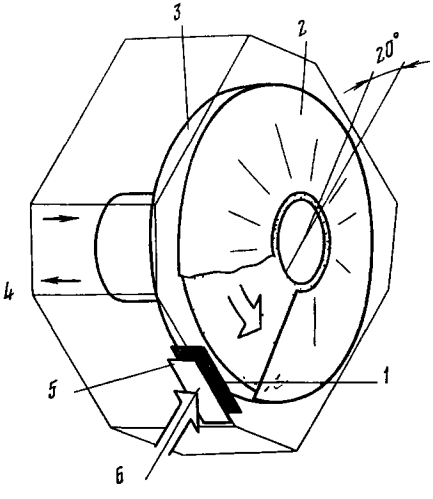
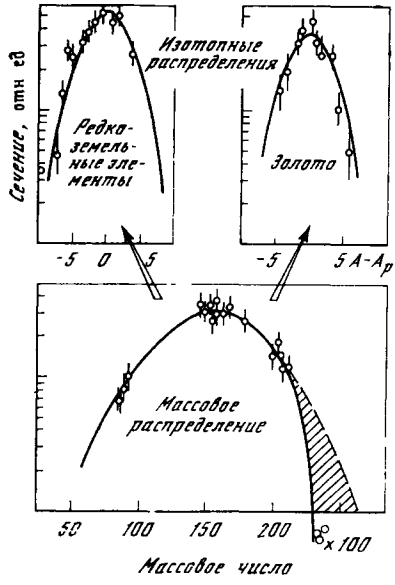


Рис. 5. Схематический вид установки для регистрации короткоживущих спонтанно-делящихся ядер

1 — мишень ^{232}Th; *2* — детекторы осколков деления; *3* — вращающийся сборник ядер отдачи; *4* — водяное охлаждение; *5* — тормозящие фольги; *6* — пучок ионов германия

В основе этого метода синтеза лежит предположение о том, что процесс деления очень тяжелых ядер, образующихся при слиянии ионов Xe с ядром мишени, аналогичен тому, что имело место при делении более легких ядер. Поэтому после того, как на тандем-циклотроне были получены пучки ионов $^{129,132,136}Xe$ с интенсивностью $\sim3\cdot10^{10}$ *частиц/сек*, эксперименты по изучению



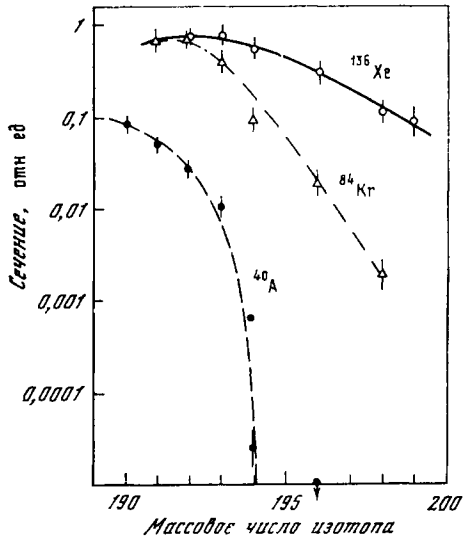


Рис. 6. Изотопные и массовые распределения ядер, образующихся в реакции $^{181}Ta + ^{136}Xe$

Рис. 7. Изотопные распределения ядер золота, полученные при облучении мишени ^{181}Ta ионами ^{40}Ar, ^{84}Kr и ^{136}Xe

массовых и зарядовых распределений осколков деления были перенесены в область более тяжелых ядер.

Результаты этих опытов свидетельствуют, что распределения осколков по массе и заряду имеют статистический характер (рис. 6) и близки к тому, что можно ожидать при делении возбужденного составного ядра, образующегося в реакции полного слияния взаимодействующих ядер [21].

Весьма важные выводы были сделаны из анализа выходов тяжелых осколков.

Изотопные распределения ядер Au (рис. 7), образующихся при облучении ^{181}Ta, ионами ^{40}Ar, ^{84}Kr и ^{136}Xe, свидетельствуют, что с увеличением массы иона резко возрастает выход нейтронно-обогащенных ядер [23]. Поэтому нам представляется, что реакция деления под действием тяжелых ионов может быть использована для синтеза нейтронно-избыточных изотопов вплоть до $Z = 82 \div 84$. Вместе с тем выходы осколков с $A_f \geqslant 220$ в основном состоянии оказываются существенно меньшими того, что ожидается из массовых и зарядовых распределений. Это можно объяснить нестабильностью тяжелых осколков относительно деления.

Вместе с тем при облучении ^{238}U ионами ^{136}Xe наблюдалось образование нейтронно-избыточного ядра ^{254}Cf с сечением $2 \cdot 10^{-34}$ *см*^{2}. Тяжелый изотоп ^{254}Cf был получен лишь в продуктах подземного взрыва [24]. Тот факт, что эти ядра образуются в основном состоянии в заметной доле случаев в реакции $^{238}U + ^{136}Xe$, может объясняться следующим образом.

Вследствие широких массовых и зарядовых распределений осколки деления будут иметь также широкий спектр по энергии возбуждения. Тогда определенная часть ядер может иметь достаточно низкую энергию возбуждения и перейдет в основное состояние с большой вероятностью.

Аналогичная ситуация будет и в случае образования сверхтяжелых ядер. Если высота барьера деления ядра $^{298}114$ составляет 10—15 *Мэв* и эта величина уменьшается с ростом энергии возбуждения вследствие исчезновения эффекта оболочек, то это приведет к тому, что сечение образования этих ядер в основном состоянии будет определяться низкоэнергичной частью спектра энергий возбуждения осколков ($E^* < 20$ *Мэв*).

Следует отметить, что малой энергии возбуждения должна также соответствовать малая деформация осколка, что является важным обстоятельством, так как вершины барьеров деления соответствуют относительно малым деформациям.

Таким образом, можно прийти к заключению, что вероятность образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии определяется в значительной

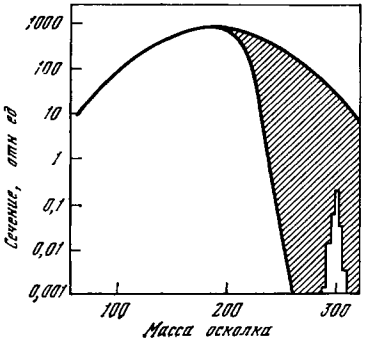


Рис. 8. Иллюстрация возможностей синтеза сверхтяжелых ядер в реакции $^{238}U + ^{136}Xe$

Заштрихованная область — деления тяжелых осколков

степени структурой их барьеров деления. Если принять во внимание, что с ростом барьера увеличивается стабильность ядра относительно спонтанного деления, то можно предполагать, что наибольшее сечение образования можно ожидать для наиболее долгоживущих ядер (рис. 8).

Основываясь на этих соображениях, эксперименты по получению сверхтяжелых элементов в реакции U + Xe были нацелены на синтез относительно долгоживущих ядер с $T_{1/2} \geqslant 1$ день.

В результате длительных облучений толстой мишени ^{238}U ионами ^{136}Xe наблюдались редкие события спонтанного деления. Распределение этих событий по времени соответствует периоду полураспада $T_{1/2} \sim 150$ дней, который не может быть объяснен ни одним из известных спонтанно делящихся ядер.

Дальнейшая программа экспериментов предусматривает измерение среднего числа нейтронов деления — $\bar{\nu}$; определение кинетической энергии осколков; идентификацию атомного номера излучателя с помощью специально разработанной химической методики [25]; использование масс-сепаратора с высокой эффективностью для определения массы спонтанно делящегося ядра.

Ряд экспериментов был проведен в течение последнего года и, в частности, оказалось, что $\bar{\nu} < 4$, в то время как согласно теоретическим предсказаниям величина $\bar{\nu}$ должна быть примерно около 8—10 [26—27].

Выполнение намеченной программы экспериментов связано с увеличением эффекта, и это определяется в основном интенсивностью пучка ионов ^{136}Xe. В дальнейшем возникнет вопрос о выборе наилучшей комбинации мишень + тяжелый ион для увеличения сечения образования наблюдаемых спонтанно делящихся ядер

Синтез сверхтяжелых ядер представляется одной из фундаментальных проблем современной ядерной физики. Получение и изучение свойств элементов в новой области стабильности позволяет проверить наши представления о структуре ядер, критически проанализировать то, что уже было сделано за много лет, и наметить пути на будущее.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Н. Флеров, И. Звара.* Препринт ОИЯИ, Д7-6013, 1971. *M. J. Nurmia.* Nucl. Chemistry Annual Report, LBL, Berkeley, 1971.
2. *Г. Н. Флеров* и др. Междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971, стр. 148.
3. *W. D. Myers, W. J. Swiatecki.* Nucl. Phys., 1966, 81, 1.
4. *В. М. Струтинский, Ю. А. Музычка.* Междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1966, стр. 51. *Ю. А. Музычка, В. В. Пашкевич, В. М. Струтинский.* Я. Ф., 1968, 8, 716.
5. *Yu. A. Muzychka.* Phys. Lett., 1969, **B28**, 539; Я. Ф., 1970, **11**, 105.
6. *S. G. Nilsson* et al. Nucl. Phys., 1968, **A115**, 545.
7. *M. Bolsterli, E. O. Fiset, J. R. Nix, J. L. Norton.* Preprint LA-DC 12817, 1971.
8. *Г. Д. Адеев, И. А. Гамалиа, И. А. Чердынцев.* Я. Ф., 1971, **13**, 1180.
9. *S. G. Nilsson, S. G. Thompson, C. F. Tsang.* Phys. Lett., 1969, **28B**, 458.
10. *M. Lefort, M. Riou, C. Jacmart.* Ann. de Phys., 1970, 355.
11. *А. Г. Демин* и др. Междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971, стр. 169.
12. *L. Westgaard* et al. Search for super-heavy elements produced by secondary reactions in uranium, CERN, Geneva, May, 1972.
13. *С. М. Поликанов* и др. Препринт ОИЯИ, Р1-6551, 1972.
14. *A. Marinov* et al. Nature, 1971, **229**, 464.
15. European Conference on Nuclear Physics, 1972, Aix-en-Provence; J. de Phys., v. 33, 1972.
16. *W. J. Swiatecki.* Intern. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, North Holland, 1971, p. 729.
17. *E. O. Fiset, J. R. Nix.* Nucl. Phys., 1972, **A193**, 647.
18. *Г. Н. Флеров* и др. Препринт ОИЯИ, Р7-6262, 1972.
19. *H. Gauvin, Y. le Beyec, M. Lefort, C. Deprun.* Phys. Rev. Lett., 1972, **28**, 697.
20. *J. R. Nix.* Preprint LA-DC-72-335, 1972.
21. *Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян.* Препринт ОИЯИ, Р7-6523, 1972.
22. *Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян.* Препринт ОИЯИ, Е7-6838, 1972.
23. *Ю. Ц. Оганесян* и др. Препринт ОИЯИ, Р7-7168, 1973.
24. *P. R. Fields* et al. Phys. Rev., 1956, **102**, 180. *C. O. Orth.* Nucl. Sci. Eng., 1971, **43**, 54.
25. *B. Eichler.* JINR Communications P12-6661 and P12-6662, 1972.
26. *J. R. Nix.* Phys. Lett., 1969, **30b**, 1.
27. *E. Cheifetz* et al. Annual Report LNL, 1970, p. 160.

IV. УСКОРИТЕЛИ. ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ХИМИИ И В МЕДИЦИНЕ

Л. Л. ГОЛЬДИН, М. Ф. ЛОМАНОВ, В. С. ХОРОШКОВ,
Е. И. МИНАКОВА, А. И. РУДЕРМАН

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ В МЕДИЦИНЕ (ОПЫТ ИТЭФ)

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы жизни А. И. Алиханов много внимания уделял проблемам использования достижений физики в борьбе со злокачественными опухолями. По мере того как болезни одна за другой отступают перед современной наукой, эта проблема приобретает все большее значение и привлекает внимание ученых самых разных специальностей. Для Абрама Исааковича и многих сотрудников Института теоретической и экспериментальной физики АН СССР (ИТЭФ) толчком, побудившим предпринять первые практические шаги в этом направлении, явилась болезнь И. Я. Померанчука. Первые беседы на эту тему происходили в Институте экспериментальной и клинической онкологии АМН СССР, где лечился Исаак Яковлевич. В них участвовал ряд сотрудников теоретической лаборатории ИТЭФ, член-корр. АН СССР В. П. Джелепов и двое авторов этих строк. Померанчук обратил внимание собравшихся на очевидные преимущества протонного облучения перед облучением при помощи γ-источников и попросил подумать над тем, как можно использовать для этих целей имеющиеся в СССР ускорители. Идея была горячо одобрена А. И. Алихановым.

Изучение проблемы сразу показало, что даже для первых опытов нужно проделать очень большую работу. Пришлось заново разработать всю дозиметрическую технику, создать оборудование для формирования пучка и специальную аппаратуру для укладки больных.

Развитие всей этой работы в ИТЭФ оказалось возможным лишь благодаря постоянному интересу и поддержке А. И. Алиханова.

В последние десятилетия резкое снижение смертности от инфекционных и многих других болезней выдвинуло злокачественные новообразования на одно из первых мест среди причин смерти. В США злокачественные опухоли как причина смерти в 1900 г. занимали 8-е место, а в настоящее время занимают уже 2-е место.

В СССР, как и в большинстве других экономически развитых стран мира, злокачественные новообразования также занимают второе место среди причин смерти. Статистика онкологической заболеваемости, несмотря на ее неполноту, показывает, что число выявленных больных со злокачественными новообразованиями и число умирающих от них ежегодно возрастает. В СССР число больных с впервые установленным диагнозом злокачественного новообразования, учтенных онкологическими учреждениями, в 1961 г. составляло 303 748 человек, а в 1967 г.— 405 109 человек. На 1 января 1968 г.

под наблюдением онкологических учреждений СССР состояло 1 257 100 человек [1]. По имеющимся данным, в США ежегодно умирает от рака 320 тысяч человек [2]. Рост онкологической заболеваемости в значительной мере объясняется улучшением врачебной диагностики и увеличением доли лиц пожилого и старческого возраста в составе населения. Однако в отношении некоторых локализаций злокачественных опухолей частота заболеваний, по-видимому, действительно возрастает.

В настоящее время для лечения злокачественных новообразований применяются три метода. Один из них — лекарственное лечение или, как принято говорить, химиотерапия — является перспективным, но сравнительно новым направлением. Основными же остаются пока два других лечебных метода — хирургический и лучевой — часто применяемые комбинированно.

Цель хирургического лечения заключается в удалении первичного ракового очага и доступных очагов метастазирования. Успех лечения зависит от того, насколько полно решена эта задача. Задача лучевой терапии сводится к разрушению клеток злокачественных опухолей или во всяком случае к созданию условий, препятствующих их размножению. Около $^2/_3$ онкологических больных на той или иной стадии болезни нуждаются в лучевом лечении.

При лучевой терапии ионизирующие излучения поражают как раковые, так и здоровые клетки и ткани. Поэтому, как правило, облучение производится местно. Излучением воздействуют на опухоль и на возможные зоны ее метастазирования, в первую очередь на близлежащие лимфатические узлы. В тех случаях, когда у больного возникают распространенные метастазы, ни хирургия, ни лучевая терапия не приводят к излечению, так как с их помощью можно уничтожить или подавить лишь обнаруженные и доступные очаги болезни. Лучевая терапия имеет значительные преимущества по сравнению с хирургическим лечением, поскольку при этом может сохраняться орган и его функция. Правда, это преимущество можно реализовать не всегда. В то же время по оценкам [3] из упомянутых 320 тысяч человек, ежегодно умирающих от рака в США, около 60 тысяч можно было бы лечить существенно эффективнее при том усовершенствовании лучевой терапии, которое возможно уже сегодня.

Одно из таких возможных усовершенствований — переход от гамма-терапии к терапии с помощью тормозного излучения (20 *Мэв*) и к терапии тяжелыми заряженными частицами, прежде всего протонами.

Протонная терапия открывает ряд новых возможностей, список которых еще далеко не полон. С ее помощью в теле больного можно создать хорошо локализованные очаги лучевого повреждения с заранее заданной конфигурацией. Зона перепада дозы — от повреждающей до практически безвредной — может по желанию быть сужена до нескольких миллиметров или растянута на сантиметры. Протонное облучение дает возможность применять достаточные для излечения (речь идет о местном эффекте) дозы в тех случаях, когда обычная техника этого не позволяет. Протонными пучками можно облучать мишени, расположенные вблизи жизненно важных органов, лучевое повреждение которых недопустимо.

При протонной терапии не возникает общих реакций организма, нередко заставляющих снижать дозы при гамма-облучении, и не происходит изменений состава крови. С помощью пучков протонов можно производить бескровные внутричерепные деструкции, в ряде случаев заменяющие инструментальные нейрохирургические операции. Таким образом, преимущества протонной терапии столь заманчивы, что исследования путей ее клинического применения становятся в порядок дня.

Однако важно подчеркнуть, что переход от гамма-терапии к протонному облучению связан с большой, трудной работой. Прецизионное облучение пучками протонов требует лучшей топической диагностики и более тщательной предлучевой подготовки, чем та, которая предваряет рентгено- и γ-терапию. Нужна также существенно более точно работающая аппаратура, позволяющая жестко фиксировать больного, перемещать его, производя облучение пучком с разных направлений, и т. д. Протонные ускорители не так дешевы, как кобальтовые источники, и требуют более квалифицированного обслуживания. Вместе с тем протонные ускорители при правильной организации дела могут обеспечить лечение больших контингентов населения. По всем этим причинам переход к протонному облучению требует перестройки не только применяемой техники, но и организации лечебного процесса. Протонное облучение целесообразно производить в нескольких крупных, хорошо оснащенных и организованных центрах.

2. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Биологическое действие излучения определяется ионизацией, которую оно производит в ткани. Единицей измерения дозы является рад — доза, при которой в каждом грамме вещества поглощается 100 *эрг*.

Приведем некоторые данные, которые характеризуют реакцию организма при общем облучении тела. Общее кратковременное равномерное облучение в пределах 15 рад непосредственного вреда не приносит, но нежелательно из-за возможных генетических последствий. Однократное общее облучение в диапазоне 100 — 250 рад вызывает острую лучевую болезнь 1-й степени тяжести. Доза, превышающая 600 рад, обычно приводит к смерти, а при дозе свыше 1000 рад — прогноз безнадежен. В этом диапазоне доз смерть наступает через 1,5—2 месяца в основном от поражения кроветворной ткани. При однократном облучении в дозе свыше 5000 рад смерть наступает через 1—3 дня в результате поражения центральной нервной системы [4]. При облучении прежде всего нарушается наследственный механизм клетки (возникают хромосомные аберрации). Нередко эти нарушения проявляются не сразу: облученные клетки сами способны к делению, а их следующие поколения делиться уже не могут. В клетках развиваются обменные нарушения, вначале обратимые. При дальнейшем увеличении дозы нарушаются процессы, важные для жизнедеятельности клеток, и начинается распад тканей (некроз). Гибель клеточных структур наступает в результате разнообразных процессов: из-за разрушения молекул ДНК, инактивации ферментов, нарушения процессов синтеза и т. д.

Биологическое действие зависит не только от среднего числа ионов, образовавшихся в единице объема, но и от их распределения. Плотный ионный след частицы действует на ткани сильнее, чем несколько рыхлых следов с тем же общим содержанием ионов (с той же средней плотностью числа ионов в кубическом сантиметре). Плотность следа пропорциональна количеству энергии, которое частица (или вторичный электрон от γ-квантов) теряет на единицу длины пути, или, как говорят, линейной передаче энергии (ЛПЭ). Рентгеновское излучение от 220-киловольтной трубки создает ЛПЭ 3 *кэв/мкм*, протоны с энергией 130 *Мэв* — 0,6 *кэв/мкм*, ядра отдачи от нейтронов деления — 30 ÷ 50 *кэв/мкм*.

Различие в биологическом действии частиц при одной и той же физической дозе учитывается коэффициентом относительной биологической эффективности (ОБЭ). В отличие от физической дозы величина ОБЭ не определяется единственным образом: ОБЭ, измеренная по выживаемости клеток, отлича-

ется от ОБЭ, определенной по хромосомным аберрациям или по гибели подопытных животных. В последнее время вместо ОБЭ применяется новая величина: коэффициент (или фактор) качества, для которого выбрано одно из экспериментально полученных значений ОБЭ, чаще всего наиболее пессимистическое. Зависимость коэффициента качества от ЛПЭ:

ЛПЭ, *кэв/мкм*	Коэффициент качества	ЛПЭ, *кэв/мкм*	Коэффициент качества
3,5	1	23—53	5—10
3,5—7	1—2	53—175	10—20
7—23	2—5		

Произведение поглощенной дозы на коэффициент качества носит название эквивалентной дозы и измеряется в биологических эквивалентах рентгена (бэр). Для быстрых протонов, применяемых в клинике, ОБЭ близка к 1, и различие между эквивалентной и поглощенной дозами должно учитываться лишь при исследовании фона вторичных нейтронов, возникающих при ядерных взаимодействиях первичных протонов.

Сравнивая биологическое действие частиц с разными ЛПЭ, следует иметь в виду различие в радиочувствительности клеток, хорошо снабженных и бедных кислородом (аноксических). Для излучений с ЛПЭ < 20 *кэв/мкм*, т. е. для всех типов излучения, в настоящее время применяемых в клинической практике (в том числе протонов), аноксические клетки в 2,5—3 раза менее чувствительны к облучению, чем обычные. В больших и быстро растущих опухолях обычно существуют участки, недостаточно снабженные кровью, поэтому в таких опухолях всегда имеются группы клеток, находящихся в состоянии гипоксии или аноксии. Радиоустойчивые аноксические участки опухоли являются, по всей вероятности, одним из источников рецидивов после лучевой терапии. Отношение доз, нужных для получения одинакового радиационного повреждения в бедных и хорошо насыщенных кислородом тканях, называется кислородным эффектом. Кислородный эффект постепенно уменьшается при увеличении ЛПЭ. Резкий перелом кривой происходит при увеличении ЛПЭ до 100 *кэв/мкм*. В этом случае повреждающее действие излучений перестает зависеть от содержания кислорода в клетках.

Большие величины ОБЭ и выигрыш в кислородном эффекте могут достигаться при облучении быстрыми нейтронами (биологическое действие которых связано с медленно движущимися и потому сильно ионизирующими частицами отдачи), тяжелыми ионами и π^--мезонами. Биологическое действие тяжелых ионов и π^--мезонов пока недостаточно изучено.

3. СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Переход от обычных типов излучения к пучкам тяжелых заряженных частиц может преследовать следующие цели: 1) улучшить соотношение между дозами, поглощенными в очаге и в близко расположенных тканях; 2) улучшить соотношение между дозой в очаге и интегральной полученной больным дозой, вызывающей общую лучевую реакцию организма; 3) использовать усиление биологического действия излучений с большими линейными передачами энергии; 4) получить узкие «карандашные» пучки.

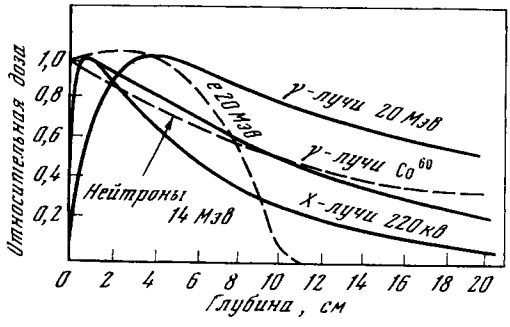
Наиболее точно локализованное, резко очерченное дозное поле можно получить на протонах и α-частицах. Эти частицы можно использовать в клинике уже сейчас, поскольку их биологическое действие одинаково с действием γ-лучей.

На рис. 1 изображено распределение дозы вдоль оси пучка в ткани на различной глубине для ряда ионизирующих излучений. Дозное распределе-

ние рентгеновского излучения (220 *кв*) описывается падающей экспонентой. Доза на поверхности оказывается намного больше, чем в глубине. Существенно лучше распределение дозы от кобальтовых источников. Еще лучше глубинное распределение электронов и тормозных γ-квантов высокой энергии. В последнем случае электронно-фотонный каскад постепенно развивается в теле больного и кожа на поверхности тела поражается незначительно (кожа относится к высоко радиочувствительным тканям).

Распределение поглощенной дозы от пучка нейтронов с энергией 14 *Мэв* похоже на распределение от пучка γ-квантов кобальтового источника.

Во всех приведенных распределениях доза, получаемая тканями, расположенными до глубинного очага (5—10 *см*), мало отличается от дозы в нем



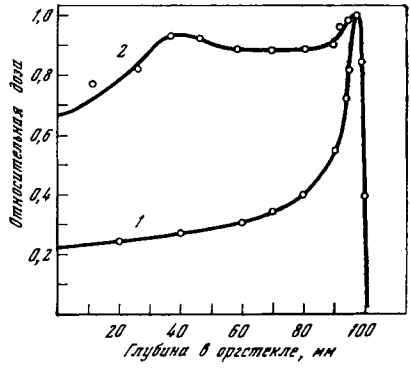


Рис. 1. Распределение поглощенной дозы вдоль оси пучка для различных видов излучения

Рис. 2. Распределение поглощенной дозы в фантоме из оргстекла при облучении протонами
1 — пучок протонов с энергией 130 *Мэв*; *2* — тот же пучок, пропущенный через гребенчатый фильтр

самом или даже превосходит последнюю. Главный метод борьбы с этим недостатком заключается в облучении очага с разных направлений (многопольное и ротационно-конвергентное облучение). Этот метод достаточно эффективен и применим к протонным пучкам в той же мере, как и к пучкам γ-лучей. Многопольный и ротационно-конвергентный методы облучения позволяют уменьшить лучевые повреждения тканей, окружающих патологический очаг, но не ведут к уменьшению интегральной дозы на все тело.

На рис. 2 показано распределение дозы вдоль оси пучка при облучении протонами [5]. Моноэнергетические пучки протонов (кривая *1*) имеют определенный пробег в тканях, в конце которого останавливаются все частицы. Ткани, лежащие более глубоко, практически не облучаются. Как уже говорилось, это дает возможность облучать мишени, расположенные в непосредственной близости от важных органов, облучение которых ведет к нежелательным осложнениям. В конце пробега протонов на дозной кривой имеется ясно выраженный пик (пик Брэгга), высота которого в несколько раз превышает высоту начальной части кривой. Доза в конце пробега уже при однопольном облучении оказывается существенно выше дозы на коже, а лучевая нагрузка на все тело во много раз меньше, чем при облучении γ-лучами или электронами.

К сожалению, моноэнергетические пучки протонов редко удается применять из-за того, что размер мишени обычно превосходит ширину пика Брэгга.

Чтобы увеличить ширину участка с максимальной дозой, приходится проводить облучение немонохроматическим пучком со специально подобранным спектром, что эквивалентно наложению кривых Брэгга с разной глубиной расположения пика. Все эти кривые на входе складываются, и доза, приходящаяся на кожу, повышается. Пример такого распределения демонстрирует кривая *2*. Демонохроматизацию пучка протонов обычно производят с помощью гребенчатых фильтров, состоящих из набора пластин переменной толщины [5, 6]. Схемы таких фильтров представлены на рис. 3. Толщина и профиль пластин фильтра выбираются в зависимости от протяженности облучаемого очага.

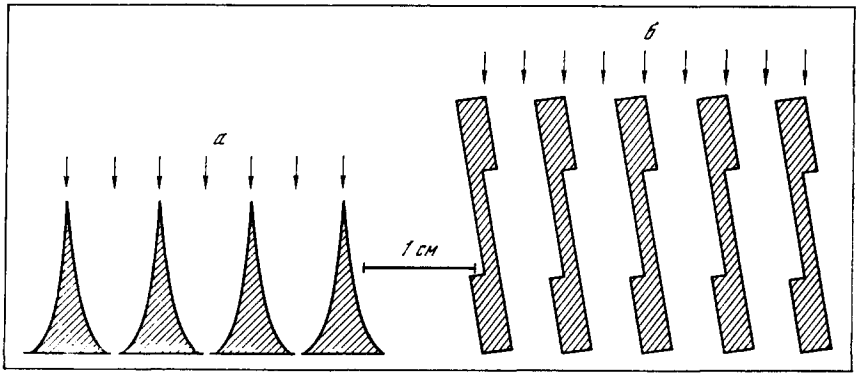


Рис. 3. Поперечное сечение гребенчатого фильтра

а — на пучке протонов в Упсала [6]; *б* — на пучке протонов в ИТЭФ [5]

До сих пор мы говорили о продольном распределении дозы. В лучевой терапии не меньшее значение имеет поперечное распределение дозы. Обычно объемное дозное поле симметрично относительно оси пучка. Поэтому оно может характеризоваться распределением в плоскости, проходящей через ось пучка. Это распределение принято изображать с помощью изодоз — кривых, соединяющих точки с равными поглощенными дозами. На рис. 4, *а* изображено дозное распределение, получаемое при облучении источником ^{60}Co (левая половина рисунка) и рентгеновскими лучами (правая половина). На кривых указана относительная величина дозы в процентах. Стопроцентная изодоза лежит вблизи поверхности тела. Доза медленно падает с глубиной и для очагов, расположенных на глубине от 5 до 10 *см*, оказывается существенно меньше, чем у поверхности. Ткани, расположенные за очагом, облучаются ненамного слабее, чем сам очаг. Обращает на себя внимание расширение изодоз с глубиной, связанное с угловой расходимостью пучков и в меньшей степени с их рассеянием в тканях. Доза падает в поперечном направлении медленно, так что ткани, расположенные сбоку от очага, испытывают сильную лучевую нагрузку.

В левой части рис. 4, *б* изображено дозное распределение, возникающее при облучении тормозными γ-квантами от электронов с энергией 20 *Мэв*, а в правой части рисунка — дозное распределение электронов с этой энергией. Применение тормозного излучения позволяет сместить дозный максимум вглубь тела и, следовательно, существенно уменьшить кожные реакции. Резко улучшается дозное распределение в поперечном направлении. Однако продольное распределение дозы за очагом оказывается плохим. Ткани, лежащие далеко за ним, облучаются ненамного меньше, чем сам очаг.

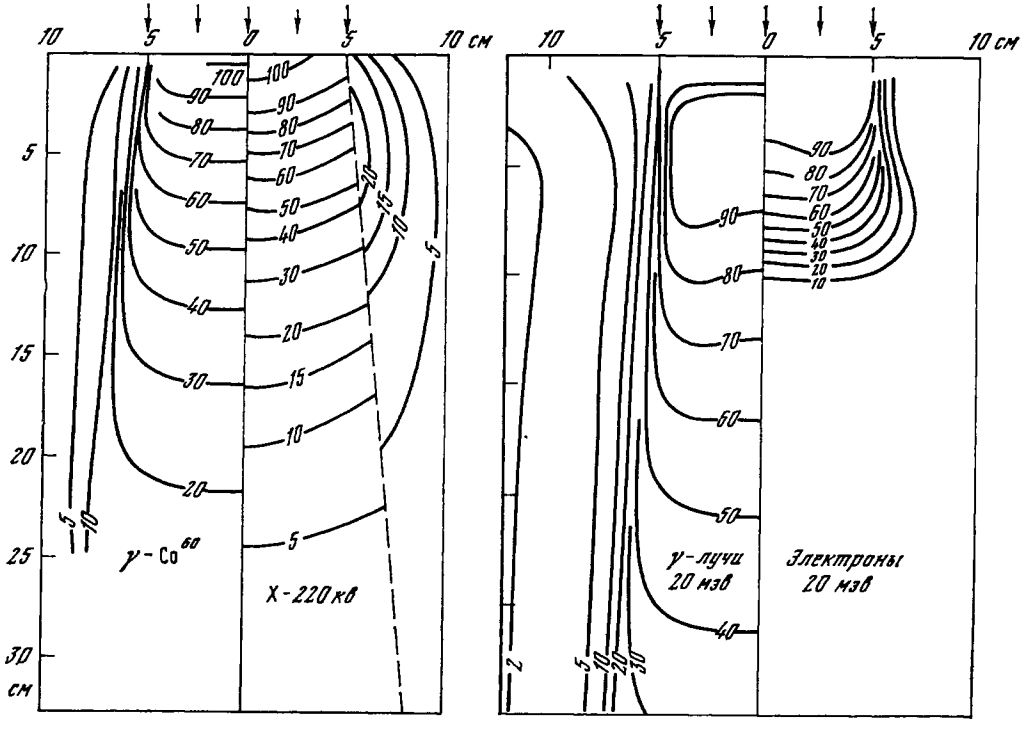


Рис. 4. Изодозы различных видов излучения

а — γ-лучей ^{60}Co (слева) и рентгеновского излучения при напряжении на трубке 220 *кв* (справа); *б* — электронов с энергией 20 *Мэв* и тормозного излучения этих электронов (слева)

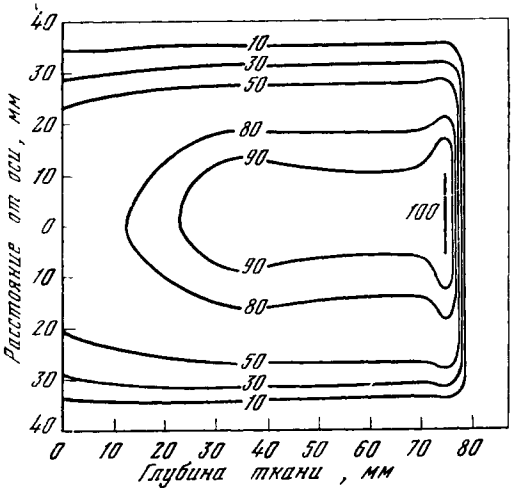


Рис. 5. Дозное поле пучка протонов с энергией 100 *Мэв*

Использовался коллиматор диаметром 5 *см* и гребенчатый фильтр

Продольное распределение дозы от электронов в начальной части оказывается хуже, чем при тормозном излучении (стопроцентная изодоза лежит у самой поверхности), а на глубине — существенно лучше. Обращает на себя внимание расширение изодозных кривых по мере увеличения глубины. Это расширение связано с кулоновским рассеянием, которое у легких частиц, особенно у электронов, выражено очень сильно.

На рис. 5 изображено дозное поле, получаемое при облучении протонами с энергией 100 *Мэв* через круглый коллиматор диаметром 5 *см* [5]. Поле сфор-

мировано при помощи гребенчатого фильтра. Оно имеет высокий краевой градиент дозы и большую зону равномерного облучения. Доза на входе пучка в тело остается большой, хотя она меньше, чем при облучении рентгеновскими и γ-лучами. Уменьшить нагрузку на кожу можно, применяя многопольное облучение.

На краю дозного поля от γ-источника имеется область «полутени», ширина которой — расстояние $\lambda_{50/10}$ между 50% и 10%-ной изодозами (или почти равное ему $\lambda_{75/25}$) — может быть сопоставлена с соответствующей величиной $\lambda_{50/10}$ (или $\lambda_{75/25}$) для параллельного пучка заряженных частиц. В табл. 1 приведены эти данные, а также расстояние между 75 и 25%-ными изодозами в направлении спада дозы вдоль оси пучка $l_{75/25}$ и σ_r — среднеквадратичный радиус, приобретаемый бесконечно тонким пучком после его полного торможения в ткани. Последняя величина определяет приращение поперечного размера пучка в месте остановки к его первоначальному размеру на входе в ткань.

Из табл. 1 ясно видны преимущества протонов и α-частиц, позволяющие формировать резко очерченные дозные поля. Как мы уже отмечали, использование многозарядных ионов создает выигрыш в биологических характеристиках излучения. Однако спад дозы вдоль оси пучка происходит медленно из-за того, что при ядерных взаимодействиях возникают длиннопробежные протоны и α-частицы.

Таблица 1

Вид облучения	Энергия	Пробег, *мм*	$\lambda_{72/25}$, *мм* (на глубине 70 *мм*)	$l_{75/25}$, *мм*	σ_r
Излучение					
Рентгеновское	220 *кв*	—	30	80	—
^{60}Co	1,25 *Мэв* (макс.)	—	15	140	—
Тормозное	20 *Мэв* (макс.)	—	10	170	—
Частицы					
n	35 *Мэв*	—	9	70	—
e	25 *Мэв*	100	20	26	20
π^-	52 *Мэв*	100	5	5	7
p	115 *Мэв*	100	2	1,5	3
α	470 *Мэв*	100	1	1,5	1,5
Ионы					
Ne	6 *Гэв*	100	—	14	0,6
Ar	16 *Гэв*	100	—	40	0,4

Дозным полям, создаваемым пучками протонов (и других тяжелых заряженных частиц), при желании можно придавать сложную форму. Поле можно формировать фигурными коллиматорами [7, 8]. В различных участках дозного поля протоны можно останавливать на разной глубине. В клинической практике эти возможности пока мало используются. Причина этого лежит не столько в технических трудностях, сколько в том, что клиницисты пока лишь учатся использовать открывающиеся возможности.

Хорошая геометрическая определенность дозного поля протонов открывает перед лучевыми методами принципиально новые пути. Известно, что хирургическое удаление опухоли избавляет больного от патологического очага,

но не исключает последующего продолжения болезни из-за возникновения новых очагов. Возможны случаи, когда во время самой операции происходит перенос раковых клеток в другие части тела. Таким образом, операция иногда может способствовать процессу метастазирования. Возникает естественная мысль: может быть целесообразно перед самой операцией нанести клеткам одномоментно массивное (5000—15 000 рад.) лучевое повреждение? В этом случае рассеивание клеток опухоли во время операции не должно представлять опасности (обойтись без операции после такого облучения нельзя, так как вскоре начинается некроз облученных тканей, сопровождающийся тяжелыми общими реакциями организма). Перспективы такого метода сейчас изучаются [9]. Его условием является резкий перепад дозы в области, прилегающей к очагу, подлежащему удалению. Напомним, что доза общего облучения больного не должна превышать нескольких десятков рад, т. е. должна в этом случае составлять десятые доли процента от дозы в очаге.

Для внутричерепных вмешательств требуются тонкие «карандашные» пучки, которыми облучают мишени малых размеров, например расположенную под основанием мозга железу внутренней секреции — гипофиз. Лучевое подавление гормональных функций гипофиза нередко применяется при лечении ряда расстройств эндокринной системы (сахарный диабет), синдромах, связанных с опухолями гипофиза (болезнь Кушинга, акромегалия), и при гормонозависимом раке молочной и предстательной желез.

Относительно быстрый клинический эффект достигается при однократных дозах на гипофиз порядка 10—15 тыс. рад. В непосредственной близости от гипофиза (на расстоянии 1,0—1,5 *см*) расположены стволовые отделы мозга, в том числе гипоталамус,— структуры, обладающие повышенной функциональной лучевой ранимостью. Если их физиологическое состояние и взаимодействие с корой мозга изменяется под влиянием облучения, могут наступить нарушения сердечно-сосудистой деятельности и дыхания. Лучевая нагрузка на эти структуры может повести к осложнениям уже при дозах, превышающих 2000 рад. при фракционированном облучении в течение месяца. Данных об уровнях толерантности внутричерепных структур при одномоментном (не фракционированном) облучении в настоящее время не имеется. В такой ситуации нам представлялось естественным при одномоментном облучении гипофиза узкими пучками протонов ограничивать дозы на эти критические структуры 100—300 рад. Очень близко от гипофиза проходят зрительные (хиазма) и глазодвигательные нервы. Эти структуры более радиорезистентны. Толерантная доза при однократном облучении составляет 2000 *рад* (по морфологическому, а не функциональному критерию, указанному для стволовых структур).

При конвергентном облучении гипофиза траектории пучков в черепе больного занимают объем, представляющий собой две соединенных вершинами (в области гипофиза) четырехгранные пирамиды с основаниями в височных областях на поверхности головы (рис. 6). Пирамиды соединены перемычкой, поперечное сечение которой по 50%-ной изодозе близко к сечению одиночного пучка.

На рис. 7 показаны наложенные на анатомическую схему изодозы для 25 сходящихся в одну точку пучков протонов диаметром 6 *мм*. (Напомним, что при этом вращают больного, а не пучок). На этом рисунке приведен вариант наиболее тесного примыкания критических структур к гипофизу.

Поперечное дозное распределение для пучка ϕ 6 мм, применяемого при облучении больных, показано на рис. 8, *а*. На рис. 8, *б* приведено распределение в пучке диаметром 3 *мм*. Этот пучок использовался для облучения экспериментальных животных (крыс).

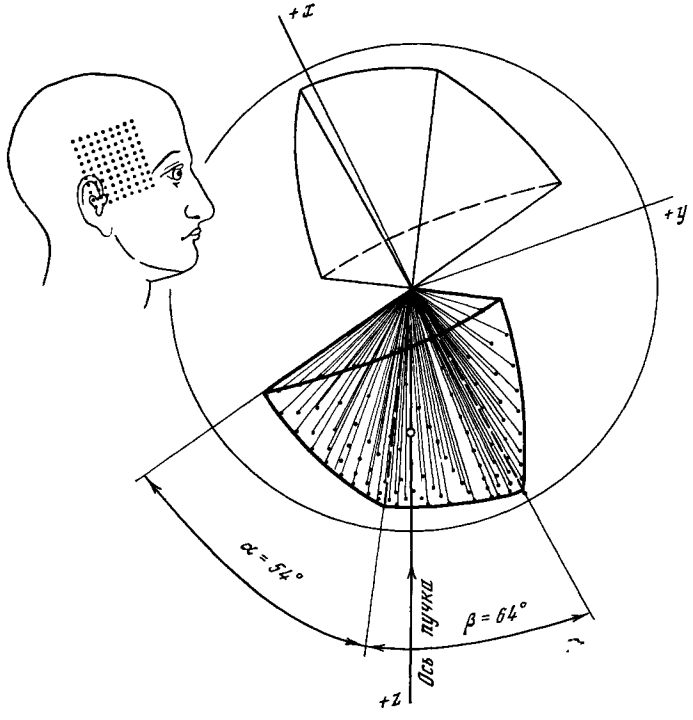


Рис. 6. Траектории пучка в голове больного при конвергентном облучении гипофиза со ста направлений

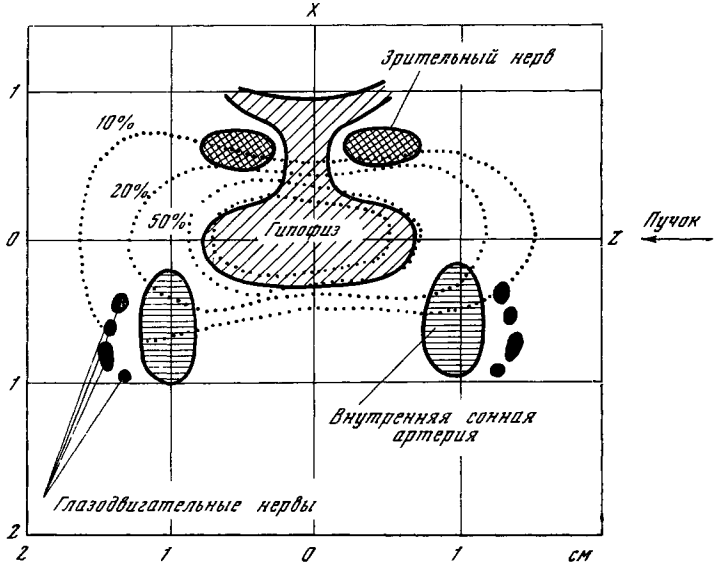


Рис. 7. Суммарное дозное поле (фронтальная плоскость) при 25-польном облучении пучком протонов диаметром 6 *мм*

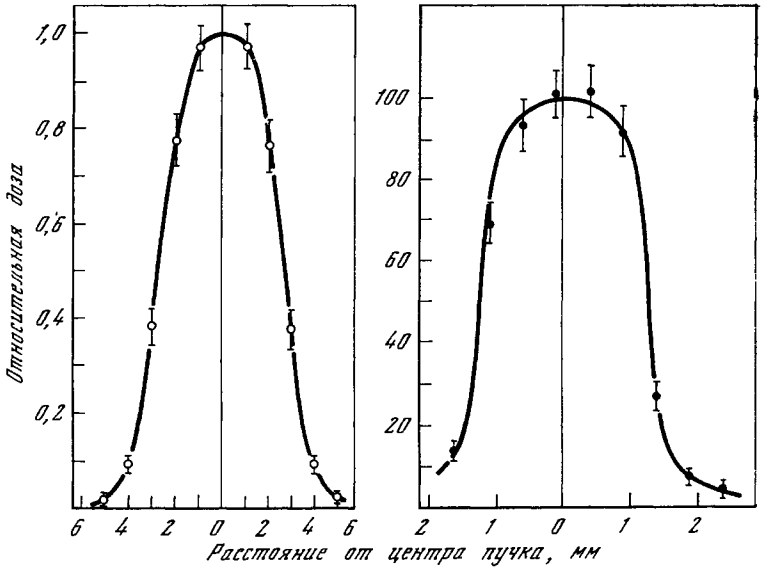


Рис. 8. Поперечное дозное распределение узких пучков диаметром 6 *мм* (*а*) и 3 *мм* (*б*). энергия протонов 200 *Мэв*

В рассмотренных примерах одномоментных облучений используются значительно большие дозы, чем при обычном фракционированном облучении гамма-источниками. В связи с этим следует тщательно оценивать интегральную дозу на все тело и дозы на ткани и органы, расположенные вблизи от облучаемого очага. Четкое знание лучевой нагрузки в области низких изодоз позволяет использовать основное преимущество протонного облучения — работать вблизи жизненно важных структур, не повреждая их. Дозиметрия в области низких изодоз сопряжена с серьезными трудностями, так как при этом нужно внимательно исследовать распределение вторичных частиц, возникающих при облучении.

4. ВТОРИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ВКЛАД В ДОЗНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Первичный пучок генерирует в тканях вторичное излучение. При лучевой терапии с помощью электронов и γ-квантов вторичное излучение состоит из квантов и электронов каскада, развивающегося в тканях. Эффект от вторичного излучения отдельно не исследуется и рассматривается вместе с эффектом от первичного пучка.

При облучении протонами, α-частицами и другими легкими ядрами следует учитывать эффект, производимый ядрами отдачи, ядерными осколками и нейтронами, возникающими вследствие ядерных реакций. Ядра отдачи и осколки имеют незначительный пробег. Их вклад в дозу сосредоточен в той области, где проходит первичный пучок. Количество и энергия нейтронов существенно возрастают с энергией первичного пучка. При энергии протонного пучка меньше 100 *Мэв* этот вклад в основную дозу мал, а при энергии порядка 200 *Мэв* он поднимается до 10% от эффекта, связанного с первичным пучком.

Эксперименты по измерению фона вторичных излучений на пучке протонов в основном были выполнены в ИТЭФ, так как до этого публиковались лишь качественные оценки [10]. Для этих измерений непригодны детекто-

ры, применяемые в обычной клинической гамма-дозиметрии (рентгеновские фотопленки, полупроводниковые детекторы, ионизационная камера [1] и др.), поскольку при измерении лучевой нагрузки необходимо учитывать коэффициент качества вторичного излучения, состав которого сам подлежит определению. Эту трудность удается преодолеть, исследуя состав и спектр излучения ядерными фотоэмульсиями. Поскольку их обработка чрезвычайно трудоемка, они были заменены твердотельными трековыми детекторами, в которых используется реакция деления тяжелых ядер быстрыми частицами [12]. Удалось подобрать делящиеся ядра (^{238}U и ^{237}Np), для которых выход осколков пропорционален биологической дозе для всех наиболее существенных энергетических групп протонов и нейтронов. Этот детектор удобно использовать и для измерений с одним видом излучения, поскольку он позволяет получать разрешения 0,2—0,3 *мм*.

Дозные распределения в узких пучках протонов, показанные на рис. 8, измерены этим методом. Диапазон доз, измеряемых одним и тем же детектором (включая дозу от нейтронов за защитой ускорителя), охватывает 6 порядков.

На рис. 9 показан результат измерения дозной нагрузки для узкого, а на рис. 10 — для широкого пучка протонов в области низких (менее 2%) изодоз. Эквивалентная доза за границами узкого пучка (ϕ 5 *мм*) оказалась очень малой: уже на расстоянии 3 *мм* за границей геометрического поля (по 50%-ной изодозе) она составляет 1%, а в 15 *мм* — 0,1% от дозы в очаге. При облучении больших масс опухоли широким пучком фон образованных в ней вторичных излучений значительно больше, но уже на расстоянии 4 *см* от границы поля доза падает ниже 1% от дозы в очаге. Это позволяет даже при очаговой дозе 15 000 рад при комбинированном лечении производить операционный разрез достаточно близко, не опасаясь лучевых осложнений при заживлении раны. С увеличением расстояния доза продолжает быстро падать. Органы тела, расположенные далее 20 *см* от очага облучения, получают дозу ниже 15 *бэр* (0,1% от очаговой), что исключает опасность общих лучевых реакций организма.

За местом остановки протонов в ткани остается фон нейтронов, величина которого зависит от энергии протонов. Так, при пробеге протонов 7,6 *см* (энергия 100 *Мэв*) уже на глубине 8,5 *см* эквивалентная доза составляет, по нашим данным, 0,3% от дозы в пике Брэгга. В то же время расчет Тернера и др. [13] дает значительно более низкое значение — эквивалентную дозу 0,1% — для более напряженных условий (для бесконечно широкого пучка). При увеличении энергии доза резко возрастает. Поэтому энергия пучка, вводимого в процедурное помещение, не должна превосходить величины, необходимой для облучения данного больного. С этой точки зрения осуществленный в ИТЭФ вывод из ускорителя пучка с варьируемой энергией является оптимальным.

Нежелательная лучевая нагрузка, обусловленная вторичными частицами, при применении других тяжелых заряженных частиц существенно выше, чем у протонов и α-частиц. Фрагментация первичных ядер приводит к тому, что для ядер аргона и более тяжелых ядер по мере углубления в тело доза падает, вместо того чтобы расти. К сожалению, этот эффект становится значительным именно для тех ядер, переход к которым мог бы дать выигрыш из-за более выгодного кислородного эффекта. Перспективы использования тяжелых ядер в лучевой терапии представляются поэтому проблематичными.

---

[1] Лишь при очень низких дозах эквивалентная доза измеряется при помощи сдвоенной рекомбинационной ионизационной камеры Зельчинского [11].

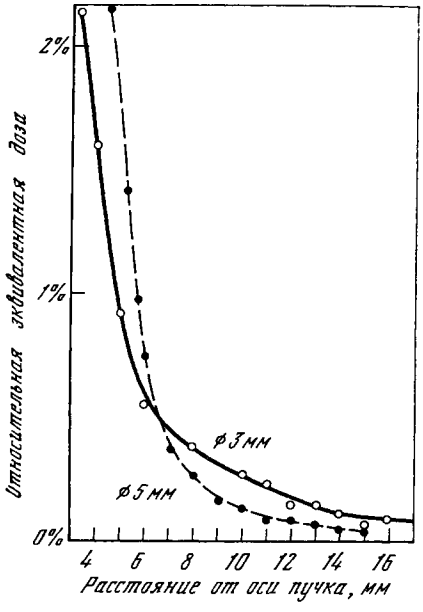
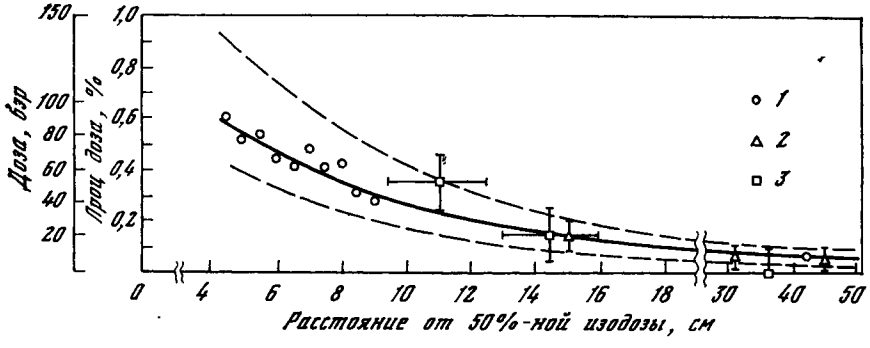


Рис. 9. Поперечное дозное распределение от узких пучков протонов в области низких (менее 2%) изодоз (энергия протонов 200 *Мэв*)

Рис. 10. Дозное распределение от широкого пучка в области низких изодоз (155 *Мэв*, 15 *крад*, 7 × 9 *см*²)

1 — твердотельный трековый детектор; *2* — ядерные эмульсии; *3* — биологический дозиметр. Пунктиром указан коридор ошибок



Вклад вторичных частиц является значительным и при облучении π^--мезонами. Заметная часть энергии от ядерного «взрыва», возникшего при захвате остановившихся пионов ядрами, уносится нейтронами. Кроме того, не удается полностью освободиться от примеси мюонов и электронов, которые непрерывно образуются вследствие распада самих π^--мезонов. Тем не менее клиническое применение π^--мезонных пучков, на наш взгляд, сулит лучшие перспективы, чем облучение тяжелыми ионами. В этом направлении сейчас во всем мире ведется серьезная исследовательская работа.

5. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА

Важными факторами, определяющими успех применения протонов в клинике, являются интенсивность, энергия и монохроматичность пучка. Простой расчет показывает, что полное количество протонов, необходимое для курса лечения, не превышает 10^{12}. Интенсивности современных протонных ускорителей в зависимости от их типа составляют 10^{11}—10^{13} протонов в 1 *сек*.

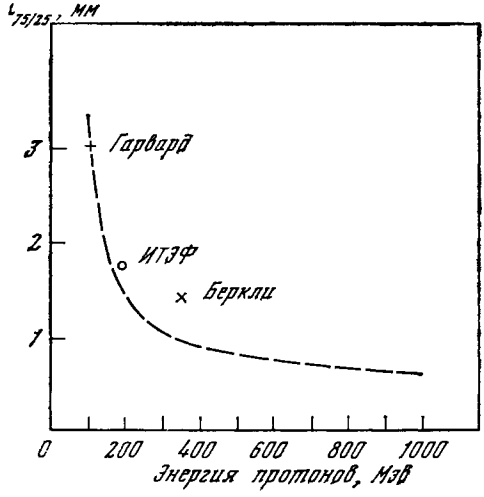
Таким образом, при надлежащем использовании каждый ускоритель может обеспечить лучевое лечение нескольких сотен людей в день, что может соответствовать нуждам крупнейших городов или небольших государств.

Для успешного формирования дозных полей любых конфигураций протонный пучок должен обладать достаточно высокой монохроматичностью. Расширение энергетического спектра протонов в пучке сужает число возможных вариантов дозных распределений и приводит к уменьшению градиента на краях дозного поля. Любой из существующих в настоящее время ускорителей обеспечивает пучок с необходимой монохроматичностью, которая, однако, может быть испорчена, если вводить в пучок толстые фильтры — тормозители. Поэтому оптимальные условия лечения создаются в тех случаях, когда вывод пучка из ускорителя производится при достижении энергии, необходимой (или чуть превышающей необходимую) для конкретной клинической ситуации. Выбор энергии определяется расстоянием, которое должно пройти излучение от поверхности тела до патологического очага. Это расстояние для всех практически применяемых вариантов облучения не превышает 15 *см* (соответствующая энергия протонов равна 150 *Мэв*). Дальнейшее повышение энергии пучка не только экономически невыгодно, но и ведет к быстрому возрастанию нейтронного фона.

Положение меняется при использовании узкого протонного пучка диаметром менее 15 *мм* для облучения внутричерепных мишеней. При этом определяющим фактором становится не глубина проникновения в ткань, а рассеяние пучка на атомах ткани, которое тем больше, чем ниже энергия пучка. Этот эффект приводит к «размыванию» дозного поля в поперечном направлении. Из графика на рис. 11 видно, что заметное увеличение градиента дозы на краю дозного поля происходит лишь при увеличении энергии приблизительно до 300 *Мэв*. Дальнейшее увеличение энергии слабо сказывается на изменении градиента, но ухудшает дозное распределение из-за возрастания числа вторичных частиц, рождающихся в тканях. Поэтому при облучении малых и внутричерепных мишеней целесообразно работать напролет, используя протоны с энергией 200—300 *Мэв*.

Проиллюстрируем эту ситуацию на примере облучения гипофиза узким протонным пучком. Как отмечалось на стр. 288, в непосредственной близости от гипофиза находятся перекрест зрительных нервов и ствол мозга. При облучении гипофиза они попадают в зону облучения вторичными частицами, а в некоторых случаях — и первичными протонами. На рис. 12 показано, как зависит относительная доза на эти структуры (отношение полученной дозы к толерантной) от энергии протонов. При расчете были использованы данные о дозе от вторичных нейтронов и заряженных частиц из экспериментов В. Е. Дудкина и др. [14] и расчетное распределение дозы по сечению узкого пучка [15]. Следует отметить, что результаты расчета зависят от геометрии облучения — расположения, диаметра и длины коллиматоров, расстояния, проходимого пучком в воздухе, и т. п. Точка пересечения кривых определяет оптимальную энергию падающего пучка. При принятых нами уровнях толерантности применять протонный пучок с энергией выше 500 *Мэв* представляется рискованным. Степень риска может быть снижена при переходе к фракционированному облучению.

Таким образом, энергия протонов является одним из важнейших параметров медицинского пучка. При выборе верхнего предела энергии протонов на ускорителе, создаваемом специально для лучевой терапии, вероятно, следует ограничиться величиной 200 *Мэв*. Дальнейшее повышение энергии не создает никаких видимых преимуществ, усугубляя нежелательные эффекты, связанные со вторичным излучением.



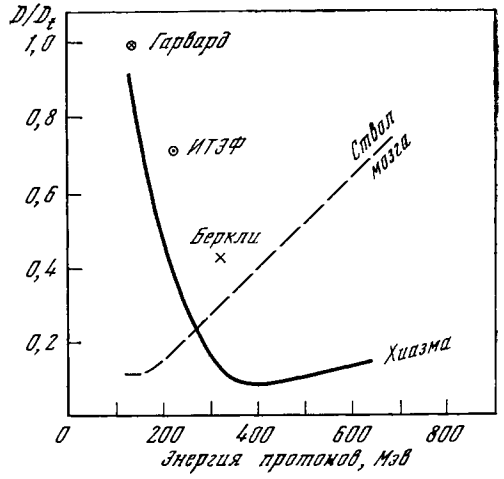


Рис. 11. Расстояние между 75- и 25%-ными изодозами в зависимости от энергии протонов

Рассчитаны кривые $\lambda_{75/25}$ на глубине 7 *см* для узкого пучка при ротации мишени вокруг двух осей в пределах 70°. Эмиттанс пучка — 3 *мрад·см*. Расстояние от выхода из коллиматора до объекта — 10 *см*. Показаны также характеристики дозных полей [12, 18, 19]

Рис. 12. Выбор оптимальной энергии протонов для облучения нормального гипофиза

Сплошная кривая и экспериментальные точки показывают отношение эквивалентной дозы к толерантной в области хиазмы. Пунктирная кривая — то же для гипоталамуса и ствола мозга

Ускоритель протонов на эту энергию будет стоить несколько миллионов рублей и обеспечивать, как уже отмечалось, лучевое лечение нескольких сот людей в день. Поэтому внедрение протонной терапии в широкую практику целесообразно уже сегодня.

К интересным выводам пришли специалисты Массачузетского главного госпиталя [16], которые в течение последних 10 лет проводят как хирургическую деструкцию гипофиза, так и лучевое подавление его функции на циклотроне Гарвардского университета. Больные акромегалией, болезнью Кушинга и хромофобной аденомой поступали в госпиталь из 41 штата, 6 канадских провинций, Центральной и Южной Америки и из Европы. Протонное облучение гипофиза (оно проведено у более чем 350 больных) обходится в 2—4 раза дешевле хирургической деструкции. Широкое применение протонов в терапии сдерживается сейчас не столько техническими и экономическими, сколько совсем другими причинами: недостаточным опытом такой терапии, отсутствием подготовленных кадров, сложностью перестройки лучевых клиник от децентрализованных в высокоцентрализованные и т. п.

При выборе типа ускорителя для протонной терапии возможно несколько путей. Так как ускорение протонов до энергии 200 *Мэв* проще и дешевле всего производить в установках с постоянным магнитным полем, речь может идти о циклотронах с разделенными орбитами. Они позволяют осуществлять выпуск частиц практически с любой энергией вплоть до максимальной. Пригодны для этих целей и линейные ускорители с регулировкой энергии протонов. По-видимому, не менее целесообразно использовать и протонные синхротроны, в которых частицы в течение всего цикла ускорения движутся по одной и той же траектории. Энергия пучка определяется моментом времени, при котором пучок выбрасывается из ускорителя. Такой способ вывода опробован на синхротроне ИТЭФ и вполне себя оправдал.

6. ТЕХНИКА ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Протонные ускорители резко отличаются от всех других источников, которыми располагает лучевая терапия, своими размерами. Вес и масштабы протонных ускорителей в настоящее время таковы, что невозможно менять их расположение по отношению к больному во время сеанса облучения. Прогресс в этом направлении в ближайшие годы вряд ли возможен и, очевидно, следует примириться с тем, что источник излучения неподвижен. Пучок, как правило, имеет горизонтальное направление, хотя в последние годы появилась тенденция к созданию вертикальных пучков.

Преимущества протонных пучков могут быть реализованы лишь в том случае, если соответствующим образом сформированные дозные поля точно совмещаются с облучаемым очагом. Если этого не делать (или делать с точностью, обычно принятой в гамма-терапии), переход к протонному облучению теряет смысл.

Все эти особенности не позволяют использовать для протонного облучения оборудование и методики, сложившиеся за более чем полувековую историю лучевой терапии. Оказывается необходимо создавать принципиально новую, значительно более точную технику для формирования дозных полей и для облучения, а также разрабатывать новые методики предлучевой подготовки и самого процесса облучения.

В состав оборудования входят специальные устройства для транспортировки, фокусировки и формирования пучка. Эти устройства должны обеспечивать высокую точность подведения пучка к мишени и стабильность его положения во времени. В ряде случаев (например, при облучении малых внутричерепных мишеней) суммарная ошибка не должна быть больше миллиметра.

Стенд, где во время облучения располагается больной, должен позволять перемещать надежно зафиксированного больного как в процессе подготовки, так и во время самого сеанса облучения. Для проведения многопольного (конвергентного) облучения необходимо поворачивать больного вокруг выбранной оси. Для предлучевой центрации и облучения с нескольких «сшиваемых» полей в течение одного сеанса необходимы поступательные перемещения больного в разных направлениях. Следует отметить, что все эти перемещения должны осуществляться с точностью, с которой формируется дозное поле. Напомним, что падение дозы на границе поля от 75 до 25% может происходить на расстоянии 1,5—2 *мм*. Естественно, что топография и размеры очага и прилегающих анатомических структур должны быть определены также достаточно точно. К сожалению, эта процедура представляет в настоящее время наибольшие трудности. В настоящее время топографо-анатомические соотношения патологического очага и окружающих его тканей проводятся с ошибками, достигающими 1—2 *см*. Понятно, что преимущества протонного облучения будут сказываться тем сильнее, чем точнее удастся определить топографию зоны облучения. Необходимо также одинаково размещать больного в процессе предлучевой подготовки и при облучении.

Наконец, говоря о новых методах облучения, мы имеем в виду следующее. Протонное облучение позволяет радиологам работать близко к критическим анатомическим структурам, не повреждая их. В СССР уже показано, что протонная терапия рака шейки матки не вызывает лучевых осложнений со стороны прямой кишки и мочевого пузыря, облучение опухолей пищевода проходит без лучевых реакций ткани легких и сердца, облучение гипофиза не сопровождается лучевым повреждением прилежащих внутричерепных структур. Однако эти результаты потребовали серьезной методической подготовки. Широкое клиническое применение протонного пучка целесообразно лишь

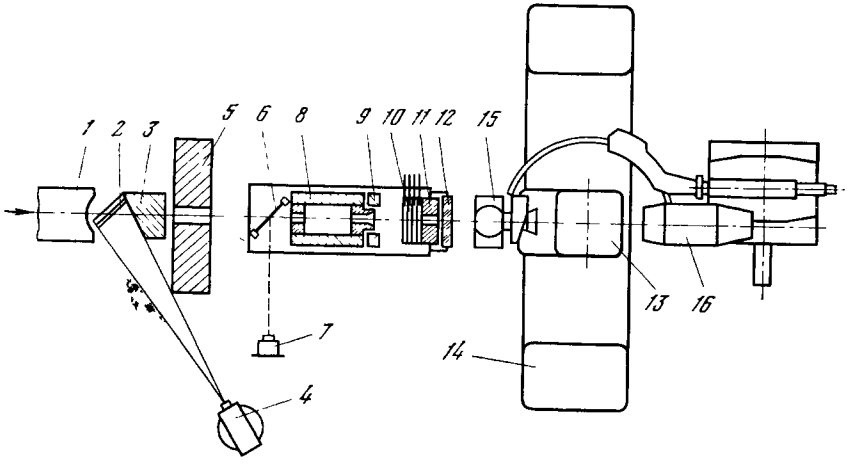


Рис. 13. Схема расположения аппаратуры для облучения на протонном синхротроне ИТЭФ

1 — конец вакуумного канала; *2* — сцинтиллятор; *3* — затвор перекрытия пучка; *4* — передающая телевизионная трубка, *5* — биологическая защита; *6* — зеркало на майларовой пленке, *7* — оптический центратор; *8* — коллиматор; *9* — индукционный датчик; *10* — наборный тормозитель; *11* — выходной коллиматор; *12* — гребенчатый фильтр; *13* — ротационное кресло, *14* — подъемник кресла; *15* — рентгеновская трубка; *16* — электронно-оптический преобразователь

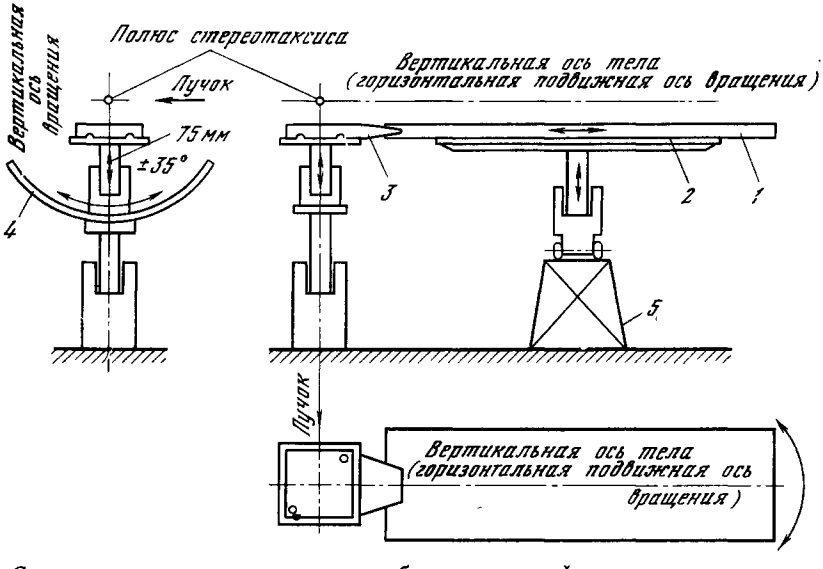


Рис. 14. Схема ротационного стенда для облучения гипофиза

1 — подвижная дека; *2* — стол; *3* — платформа головодержателя; *4* — направляющая для вращения головодержателя вокруг вертикальной оси тела

в том случае, если набор аналогичных методик применительно к другим локализациям будет непрерывно расширяться.

Проиллюстрируем технику облучения на примере протонного пучка ИТЭФ. Для вывода пучка из протонного синхротрона [17] в нужный момент ускорительного цикла включается ток в импульсной петле. Магнитное

поле петли в течение одного оборота выбрасывает протоны из камеры ускорителя и направляет в вакуумный канал. Выброс пучка осуществляется при любом из пяти значений энергии — 70, 100, 130, 155 и 200 *Мэв*. Выбор энергии определяется конкретными клиническими условиями. Пучок отклоняется магнитом в процедурное помещение и фокусируется магнитными линзами. Гребенчатый фильтр (см. стр. 285) придает пучку нужный разброс по энергии. Специальные меры приняты для того, чтобы обеспечить однородность пучка в поперечном сечении. Пучок предварительно проходит через тонкий рассеиватель, а затем для облучения используется центральная, наиболее однородная часть пучка, вырезанная коллиматором. Для плавной регулировки энергии в пучок вводятся тонкие плексигласовые тормозители. Интенсивность пучка составляет $1{,}5 \cdot 10^{10}$ *протонов/сек* на все поле облучения. Это обеспечивает набор очаговой дозы в несколько тысяч рад в течение 1 *мин*.

План процедурного помещения ИТЭФ приведен на рис. 13. Больной размещается в кресле, которое может поворачиваться вокруг вертикальной оси и смещаться в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Кресло укреплено на подъемной платформе. Наблюдение за больным производится дистанционно с помощью телевизионной системы. Для выведения опухоли на пучок служит оптический центратор, световой луч которого направлен по оси протонного пучка. Рядом с больным находится рентгеновская установка, снабженная электронно-оптическим преобразователем. Перед больным располагается стойка с монитором пучка (трансформатор тока, первичной обмоткой которого служит пучок), гребенчатым фильтром и плексигласовым замедлителем.

В передней части помещения расположена установка для внутричерепных вмешательств с помощью протонного пучка (на рисунке не показана). Часть этой установки, обеспечивающая фиксацию больного и его перемещение, представлена на рис. 14. Больной лежит на спине на подвижной деке *1* стола *2*. Голова больного фиксируется с помощью прижимов, упирающихся в передние резцы верхней челюсти, переносицу и теменные бугры. Головодержатель (на рисунке не показан) укреплен на подвижной платформе *3*. Во время облучения стол вместе с головодержателем поворачивается вокруг вертикальной оси на угол до 70°. Кроме того, голова больного поворачивается на тот же угол, вокруг продольной оси тела. Перед облучением мишень (турецкое седло) под рентгеновским контролем выводится в точку пересечения оси пучка с вертикальной и горизонтальной осями ротации (в полюс стереотаксической установки) с точностью не хуже 1 *мм*. Вращение головы больного и стола, на котором он лежит, вокруг двух осей позволяет подводить пучок к гипофизу так, как это показано на рис. 6.

В настоящее время фиксация и центрация больного осуществляются в стороне от установки, после чего больной транспортируется на место облучения.

В дальнейшем мы предполагаем производить укладку, фиксацию и облучение на одной установке, расширить диапазон линейных и угловых перемещений больного и изменить способ фиксации головы (перейти к индивидуальной маске из пластмассы).

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В табл. 2 приведены сведения о клиническом использовании узких протонных пучков (и пучков α-частиц) для облучения внутричерепных мишеней, главным образом гипофиза [18—24] по данным на 1973 г. Облучение проводится в США, Швеции и СССР. Накопленный опыт показывает, что протон-

ное облучение позволяет подавить гормональную активность гипофиза, не причиняя вреда близлежащим структурам. Лучевое подавление функции гипофиза менее опасно, чем хирургическое вмешательство, предпринимаемое с той же целью, и может применяться даже к пожилым и ослабленным больным.

Таблица 2

Заболевание	Начало облучений	Число наблюдений
Метастазирующий рак молочной и предстательной железы	1954 г., Беркли	150
	1962 г., Гарвард	30
	1972 г., Москва	19
Диабатическая ретинопатия	1958 г., Беркли	166
	1962 г., Гарвард	183
Акромегалия	1958 г., Беркли	153
	1963 г., Гарвард	200
Болезнь Кушинга	1959 г., Беркли	29
	1967 г., Гарвард	39
Болезнь Паркинсона	1958 г., Упсала	14
	1962 г., Гарвард	2
	1967 г., Беркли	1
Болевой синдром, шизофрения	1958—1960 г., Упсала	3

В большинстве случаев облучение гипофиза производилось не по поводу рака, а при заболеваниях, связанных с нарушением функции гипофиза или его опухолями (диабетическая ретинопатия, акромегалия, синдром Кушинга и т. п.). Известно, однако, что существуют опухоли, развитие которых зависит от гормонального баланса в организме. К ним относится рак молочной и предстательной желез и т. п. Подавление функции гипофиза у больных раком этих локализаций предпринимается в стадии генерализации процесса как паллиативное лечение, которое приводит к значительному, хотя и временному улучшению общего состояния больных, к уменьшению болей.

В табл. 3 приведены некоторые данные о количестве больных, прошедших курс протонной и альфа-терапии широкими пучками (непосредственное облучение опухоли) [18—24] по данным 1973 г.

Как ясно из таблицы, общее количество больных пока невелико. Протонной терапии широкими пучками за границей подвергались немногочисленные группы больных. В Советском Союзе работы по клиническому применению протонных пучков ведутся на двух базах Института экспериментальной и клинической онкологии АМН СССР: в Дубне (Лаборатория ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований) и в Москве (ИТЭФ). При этом лечению подвергнуто более двухсот больных.

Исследование результатов лучевой терапии включает изучение как непосредственного влияния на опухоль, так и отдаленных последствий облучения. Для получения ясной картины отдаленных результатов необходимы сроки наблюдения до 3—5 лет, так что суждение о преимуществах или недостатках всякой новой методики облучения можно сделать не скоро.

Таблица 3

Локализация опухоли	Начало клинических исследований	Число наблюдений
Рак женской половой сферы	1957 г., Упсала	17
Внутричерепные злокачественные опухоли	1961 г., Гарвард	23
	1961 г., Беркли	6
	1964 г., Упсала	7
Опухоли носоглотки	1964 г., Упсала	10
Меланома и рак кожи	1967 г., Дубна	5
	1969 г., Москва	24
Метастазы злокачественных опухолей в лимфатические узлы	1968 г., Дубна	2
	1969 г., Москва	10
Рак гортани	1968 г.. Дубна	14
Остеогенная саркома и другие злокачественные опухоли опорно-двигательного аппарата	1968 г., Дубна	3
	1970 г., Москва	19
Рак вульвы	1969 г., Москва	30
Рак шейки матки	1969 г., Москва	56
Солитарный метастаз рака в легкое	1972 г., Дубна	1
Рак пищевода	1971 г., Дубна	24

При обсуждении результатов протонной терапии следует прежде всего иметь в виду, что даже со времени облучения в СССР самых первых больных едва минуло пять лет. Вместе с тем мы полагаем, что некоторые важные выводы можно сделать уже сегодня. Основанием для такого утверждения является отсутствие различия в биологическом действии протонов и γ-лучей при одинаковых дозах облучения (в то время как при нейтронном облучении или облучении π^--мезонами такое различие, несомненно, имеется). Таким образом, при протонной терапии как непосредственные, так и отдаленные результаты лечения могут быть довольно надежно предсказаны на основании опыта, полученного при γ-терапии.

Интерес представляет изучение вопроса о том, как при переходе от γ-терапии к протонной терапии изменяются общие реакции организма в связи с лучшей локализацией дозного поля и снижением интегральной дозы на все тело. Ответ на этот вопрос уже имеется. При протонном облучении общие реакции организма практически отсутствуют при всех применявшихся режимах облучения, даже при одномоментном облучении патологических очагов в дозах порядка 15 *крад*, что при γ-терапии совершенно исключено. Ни у одного больного не наблюдалось ни изменения состава крови, ни ухудшения общего состояния. Таким образом, лучевой терапевт получает существенно большую свободу при выборе доз и программ облучения и приобретает возможность доводить лечение до конца, не опасаясь общих реакций организма. Уже этот результат нам кажется достаточным для того, чтобы форсировать клиническое применение протонной терапии.

Следующий важный комплекс вопросов заключается в том, чтобы понять, какие новые возможности открывает протонная терапия в борьбе со злокачественными опухолями. Ответ на эти вопросы может быть получен лишь после тщательного и, видимо, длительного накопления данных. Впрочем, на один из них ответ можно будет получить после набора статистики по предоперационному массивному облучению остеогенной саркомы и меланомы.

В чем причина неэффективности их хирургического лечения: в том ли, что эти опухоли дают метастазы на очень ранних стадиях, т. е. до иссечения первичного очага, или в том, что злокачественные клетки опухоли разносятся по организму в ходе самой операции?

Протонная терапия позволяет производить предоперационное облучение опухолей в столь больших дозах (10—15 *крад* на очаг одномоментно, за час до операции), что жизнеспособных злокачественных клеток в облученном объеме вообще не должно остаться. Развитие метастазов в послеоперационном периоде возможно поэтому лишь в том случае, если метастазирование произошло до операции. Ответ на поставленный выше вопрос может быть получен, как только будет набрана достаточная статистика.

Более тщательного исследования требует задача о выборе оптимального дозного поля при лучевой терапии. Как уже отмечалось, протонная терапия позволяет создавать любые перепады дозы и при желании получать очень резко очерченные очаги лучевого повреждения. Сколь резко они должны быть очерчены и какой перепад дозы следует считать оптимальным в том или ином случае? Как широко и какими дозами надо облучать ткани, прилежащие к опухоли, и какие пути открывает появляющаяся возможность варьировать эти дозы и перепады в широких пределах? Ответ на эти вопросы требует исследования результатов облучения. Нет, однако, никаких оснований полагать, что оптимальным является именно тот перепад дозы, который сам собой получается при γ-терапии. Как уже отмечалось, в ряде случаев, особенно когда патологический очаг лежит по соседству с жизненно важными органами, быстрый перепад дозы является необходимым условием для успеха лучевой терапии. В других случаях этот вопрос должен быть тщательно изучен.

Ответы на эти вопросы помогут в полной мере реализовать преимущества протонной терапии перед обычными методами лучевой терапии. Полученный научный и практический опыт является основой для более широкого применения протонной терапии и для развития методов использования в медицине других тяжелых заряженных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заболеваемость населения СССР злокачественными новообразованиями и смертность от них. «Медицина», 1970.
2. *M. L. Boone, A. L. Wiley*, Jr., IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18 (3), 36.
3. *H. D. Suit.* Conf. on Time and Dose Relationships in Radiation Biology as Applied to Radiotherapy, Brookhaven Nat. Lab. Publ. B. N. L., 50203 (C-57), 1970.
4. *А. К. Гуськова, Г. Д. Байсоголов.* Лучевая болезнь человека. «Медицина», 1971.
5. *С. И. Блохин , Л. Л. Гольдин, Я. Л. Клейнбок* и др. Мед. радиол., 1970, 15 (5), 64.
6. *B. Larsson.* Brit. J. Radiol., 1961, **34**, 143.
7. *V. P. Dzelepov* et al. 4th Intern. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 13, N. Y. UNO, Vienna IAEA, 1972.
8. *М. Ф. Ломанов.* Мед. радиол., 1972, **17**(1), 89.
9. *Н. Н. Блохин, А. И. Рудерман, Н. Н. Трапезников, С. П. Ярмоненко.* Вестник АМН СССР, 1971, № 3, 46.
10. *B. Larsson, B. Kihlman.* Intern. J. Rad. Biol., 1960, **2**, 8.
11. *M. I. Zelchinskii.* Neutron Dosimetry, Vienna, IAEA, 1963, **3**, 397.
12. *М. Ф. Ломанов, Г. Г. Шимчук, Р. М. Яковлев.* Атомная энергия, 1972, **34**, 185.
13. *J. E. Turner, C. D. Zerby, R. L. Woodyard* et al. Health Phys., 1964, **10**, 783.
14. *V. E. Dudkin* et al. Health Phys., 1972, **23**, 663.
15. *H. A. Wright, R. N. Hamm, J. E. Turner.* Intern. Congress on Protection against Accelerator and Space Radiation, CERN 71-16, 1971, 1, 207.
16. Massachusetts General Hospital News. Boston, 1973, **32**, No. 2, 3.

17. *Л. З. Барабаш, А. В. Бархударян, Л. Л. Гольдин* и др. Мед. радиол., 1969, 14 (4), 58.
18. *C. J. Chong, J. A. Linfoot, J. H. Lawrence.* Radiol. Clinics North America, 1969, 2, 319.
19. *R. N. Kjellberg, W. H. Sweet, W. M. Preston, A. M. Koehler.* Trans. Am. Neurol. Ass., 1962, 87, 216.
20. *V. P. Dzelepov* et al. IEEE Trans. on Nucl. Science NS-20, 1973, N 3, 268.
21. *S. Graffman, B. Jung, A. Nohrman, R. Bergström.* Acta Radiol. (Ther. Phys. Biol.), 1967, 6, 361.
22. *A. M. Koehler, W. M. Preston.* Radiology, 1972, 104, 191.
23. *J. A. Linfoot, C. J. Chong, J. F. Garsia* et al. Ch. 7 in: «Progress in Atomic Medicine: Recent Advances in Nuclear Medicine», vol. 3, ed. J. H. Lawrence, 1971, 219.
24. *J. F. Fowler.* In: Conference on Particle Accelerators in Radiation Therapy, Los Alamos, LA-5180-C, 28-37, 1973.

В. П. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ДМИТРИЕВСКИЙ, В. В. КОЛЬГА

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ — «ФАБРИК МЕЗОНОВ»

1. ВВЕДЕНИЕ

А. И. Алиханов, один из выдающихся физиков-ядерщиков нашей страны, работая в Ленинградском физико-техническом институте и будучи еще совсем молодым доктором наук (1935—1936 гг.), мечтал о создании циклотрона на энергию около 10 *Мэв* с мощностью пучка порядка десятков ватт. Перед Великой Отечественной войной он, совместно с И. В. Курчатовым, возглавил в Ленинградском физико-техническом институте строительство такого циклотрона. Одному из авторов этих строк (В. П. Джелепов) выпало большое счастье работать в этой лаборатории и учиться экспериментальному мастерству у ее маститых руководителей.

Нам приятно в этом сборнике, посвященном памяти академика А. И. Алиханова, сообщить о новейших результатах в развитии циклотронного метода ускорения частиц, полученных за последние годы в Дубне и свидетельствующих о возможности создания циклотронов на энергию порядка 1000 *Мэв* с мощностью пучка до 100 *Мгвт*.

Накопленные экспериментальные результаты и требования современной теории различных ядерных процессов в домиллиардной области энергии убедительно свидетельствуют о необходимости дальнейшего увеличения интенсивностей как первичных пучков протонов, так и пучков вторичных частиц — нейтронов, π- и μ-мезонов, получаемых на ускорителях.

Достижимая точность проверки принципов симметрии сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий непосредственно определяется интенсивностями пучков нуклонов и мезонов, которыми располагает экспериментальная физика.

Только с увеличением интенсивности пучков откроется возможность получить прецизионные данные о пион-нуклонном взаимодействии, где можно надеяться на адекватное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории в так называемой области малых энергий, теории, основанной на дисперсионных соотношениях, алгебре токов и правилах сумм.

Возможность проверки на нужном уровне закона сохранения лептонного числа в редких распадах мюонов типа $\mu^+ \to \begin{cases} e^+ + \gamma \\ e^+ + e^- + e^+ \\ e^+ + \nu + \nu + \bar{\nu} \end{cases}$ или определения векторного и аксиально-векторного формфакторов в распадах пионов типа $\pi^+ \to \begin{cases} e^+ + \nu_e + \gamma, \\ e^+ + \nu_e + e^+ + e^-, \end{cases}$ также непосредственно связана с интенсивностями пучков мезонов.

Та же проблема интенсивности определяет дальнейшие успехи в изучении пион-пионного и нуклон-нуклонного взаимодействий, в исследовании ядерной структуры, механизмов ядерных реакций и физике нейтрино.

Наряду с кардинальными научными проблемами ядерной физики, решение которых в течение прошлых лет в основном определяло развитие ускорительной техники при энергии протонов до 1 *Гэв*, в настоящее время все увеличивающуюся роль начинают играть прикладные задачи в этой области энергии.

К числу таких задач в первую очередь следует отнести возможности, которые возникают при использовании высокоинтенсивных π-мезонных пучков в онкологии, получение в больших количествах (десятки и сотни тысяч кюри) широкого набора новых радиоактивных изотопов и использование их в народном хозяйстве, исследование повреждения материалов под действием мощных потоков радиации — в технике, производство расщепляющихся элементов для нужд энергетики [1] и т. д.

Все эти проблемы непосредственно связаны с прогрессом техники ускорения заряженных частиц.

Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ в течение последнего десятилетия ведет научно-исследовательскую работу по сильноточным протонным циклическим ускорителям на энергию 700—900 *Мэв*.

В настоящей статье приводятся основные теоретические и экспериментальные результаты и выводы из этих исследований. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития этого направления ускорительной техники на уровне современного состояния проблемы. Даны некоторые сравнения с результатами работ в области линейных ускорителей.

2. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ФАЗОТРОНЫ

Интенсивность пучков всех действующих фазотронов на энергию 500—1000 *Мэв* лежит в пределах 1—3 *мка*.

Ограничение по току при этом уровне интенсивности возникает в центральной области ускорителя, где аксиальная жесткость (Q_z), которая определяется магнитной системой, минимальна, а плотность частиц пучка $\varkappa$ — максимальна. Для того чтобы рассмотреть теоретически возможные пути увеличения интенсивности в фазотронах, проанализируем выражение, определяющее ток пучка в фазотроне

$$I = e\varkappa R\dot{R}\alpha z \frac{\Delta t}{T}. \tag{1}$$

В нерелятивистском приближении предельные плотности частиц, определяемые магнитной системой ускорителя [1],

$$\varkappa = \frac{\varepsilon_0}{m_0} Q_z^2 \cdot B^2 \tag{2}$$

[1] B — индукция магнитного поля в *тл*; Q_z — аксиальная частота свободных колебаний для пучка, у которого высота мала по сравнению с поперечными размерами; для цилиндрического пучка в выражении (2) появится коэффициент 2.

не зависят от режима ускорения. Здесь m_0 — масса покоя данной частицы; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; α — угловая протяженность сгустка, определяемая угловым размером сепаратрисы.

Аксиальный размер пучка (z) определяется эффективной апертурой магнитного поля, которая не превышает нескольких сантиметров в зоне отшиммированного краевого поля.

Величина $R\dot{R} = \frac{E\dot{E}}{e^2c^2B^2(1+n)}$ пропорциональна амплитуде напряжения на ускоряющем электроде (V) и практически не зависит от конфигурации магнитного поля, так как $0{,}25 > |n| > 0$ для всех фазотронов, где $n = \frac{R}{B}\frac{dB}{dR}$. Эффективность захвата в фазотронный режим ускорителя, которая характеризуется отношением времени захвата (Δt) к периоду модуляции (T), определяется фазовым режимом и растет пропорционально $\sqrt{V/K}$, где $K = -\frac{E}{\omega}\frac{d\omega}{dt} = 1 - \frac{1}{1+n}\frac{1}{\beta^2}$.

Для фазотронов с азимутально однородным магнитным полем n изменяется в указанном выше диапазоне и величина K практически одинакова вдоль радиуса для всех ускорителей заданной энергии.

Таким образом, перспектива увеличения интенсивности для фазотронов заключается только в увеличении амплитуды ускоряющего напряжения на дуанте, так как предельная плотность частиц в центральной зоне ($\varkappa$) определяется характером изменения магнитного поля.

Такой путь увеличения интенсивности выбран для реконструкции фазотрона ЦЕРН [2], где можно ожидать увеличения интенсивности в соответствии с законом $V^{3/2}$, как это следует из (1).

Второе возможное усовершенствование фазотронов с азимутально однородным полем заключается в увеличении предельной энергии ускорителя и коэффициента вывода частиц из ускорителя. Основным эффектом, определяющим предельный радиус ускорения частиц в фазотронах, является резонансное возбуждение аксиальных свободных колебаний первой гармоникой в структуре поля при $|n| = 0{,}25$ [3]. Для фазотронов на высокие энергии (500—800 *Мэв*) ограничение по относительной величине этой гармоники лежит вблизи 10^{-4} и при современной методике измерения, стабилизации и шиммирования поля может быть преодолено на действующих ускорителях. «Продвижение» пучка в фазотронах до радиуса, где $|n| = 1$, если это удалось бы осуществить для ускорителей на энергии в сотни мегаэлектронвольт, существенно упростит систему вывода из камеры ускорителя.

Менее прецизионный способ увеличения коэффициента вывода пучка базируется на использовании токовых или железно-токовых магнитных каналов. Септум (толщина передней пластины) таких каналов не превышает 2—6 *мм*, что при регенеративной системе дает 50—60%-ный коэффициент вывода пучка из камеры ускорителя.

Такие каналы разрабатываются в настоящее время для фазотронов ЦЕРН'а, Колумбийского университета [4] и Дубны [5].

Из анализа выражения (1) следует, что существует еще один путь увеличения интенсивности в фазотронах, который заключается в приближении структуры магнитного поля фазотрона к магнитному полю изохронного циклотрона. Степень этого приближения численно характеризуется величиной параметра K, значение которого для растущего вдоль радиуса среднего магнитного поля всегда меньше единицы.

Уменьшение величины K наряду с увеличением эффективности захвата приводит к уменьшению диапазона изменения частоты ускоряющего напря-

жения фазотрона в $B_0/B_{0рек}$ раз, где B_0, $B_{0рек}$ — индукция в центре ускорителя до и после реконструкции магнитной системы при фиксированной конечной энергии частиц.

Это уменьшение диапазона частот существенно облегчает проблему увеличения амплитуды ускоряющего напряжения на дуанте, что является центральной задачей для фазотронов с азимутально однородным полем, где в случае перестройки частот ускоряющего напряжения масштаба $f_{нач}/f_{кон} \approx \approx 2$ конструкция вариатора частоты ставит ограничение на получение необходимых амплитуд высокочастотного напряжения. Рост средней индукции магнитного поля вдоль радиуса фазотрона определяет необходимость использования пространственной вариации напряженности поля для обеспечения аксиальной устойчивости частиц в процессе ускорения.

Теории устойчивости в таких структурах полей посвящены многочисленные работы как в нашей стране, так и за рубежом [6]. Спиральные структуры магнитных полей используются при реконструкции фазотронов в лаборатории ядерных проблем (Дубна) и лаборатории «Nevis» (Нью-Йорк). Теоретическое рассмотрение показывает, что использование магнитных полей со спиральной структурой как средства увеличения тока ускоренных частиц фазотронов обладает очень широкими перспективами вплоть до создания на этом принципе ускорителей с квазинепрерывным режимом ускорения. Такой режим возможен для случая, когда закон изменения средней индукции магнитного поля вдоль радиуса весьма близок к изохронному полю. Если обозначить через $B_и(r)$-функцию, соответствующую изохронизму замкнутых орбит для всего диапазона энергии, $\Delta B(r)$ — отклонение от этого закона в ф а з о т р о н н о м режиме ускорения вдоль радиуса, то нетрудно убедиться, что при условии $K \ll 1$ имеет место равенство

$$\frac{\Delta B}{B_и} = \frac{1}{2} K n_и, \tag{3}$$

где

$$n_и = \frac{\beta^2}{1-\beta^2}.$$

При этом если значение K не превышает величины

$$K \leqslant \delta \frac{eV}{E\beta^4}, \tag{4}$$

где δ — коэффициент масштаба единицы, то будет иметь место квазинепрерывной фазотронный режим ускорения [7].

Основными особенностями такого циклотронно-фазотронного режима ускорения являются некритичность к амплитуде ускоряющего напряжения [в пределах неравенства (4)] и чрезвычайно узкая полоса частотной модуляции

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} K\beta^2, \tag{5}$$

которая во многих случаях может быть осуществлена методами электроники.

В настоящее время пока отсутствуют какие-либо экспериментальные результаты по осуществлению описанного режима ускорения.

3. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИЗОХРОННЫЕ ЦИКЛОТРОНЫ

Описанные выше возможности, которые заключены в фазотронном методе ускорения, позволяют уже на сегодняшний день увеличить средний ток частиц в таких ускорителях до 20—50 *мка*.

Приближение к циклотронно-фазотронному режиму увеличит этот предел еще приблизительно на порядок. Дальнейшее увеличение интенсивности в фазотронах с ш-образным магнитом наталкивается на принципиальные ограничения, которые связаны с эффектами пространственного заряда пучка.

Для ослабления этого ограничения в лаборатории ядерных проблем ОИЯИ был предложен оригинальный тип ускорителя — так называемый циклотрон с жесткой фокусировкой [8], для которого теоретически, а затем экспериментально [9] была доказана возможность совмещения изохронности замкнутых орбит и жесткой фокусировки [2].

Основные результаты теоретических исследований сводятся к следующему. В магнитных полях вида

$$B_z = B(r)\,[1 + \varepsilon F(r, \varphi)], \tag{6}$$

(где ε — глубина вариации поля; F — периодическая функция по φ и r) динамика движения частиц существенно отличается от движения в азимутально-однородных полях. Основными особенностями являются:

а) увеличение допустимой энергии поперечных колебаний при фиксированной амплитуде (увеличение жесткости);

б) уплотнение импульсов ускоряемых частиц, которое сводится к увеличению диапазона значений импульса в заданном объеме магнитного поля;

в) ослабление связи между периодом обращения ионов на замкнутых орбитах и условиями устойчивости.

Эти теоретические выводы были подтверждены на двух моделях изохронного циклотрона со спиральной структурой магнитного поля, построенных в лаборатории.

На первой были ускорены дейтроны до энергии 12 *Мэв*. При этом минимальная амплитуда высокочастотного напряжения на дуанте составляла всего 3 *кв* [10]. Таким способом экспериментально на современном уровне шиммирования и стабилизации магнитного поля была подтверждена возможность циклотронного ускорения в течение более чем 2000 оборотов иона. Общий вид полюсного наконечника этого ускорителя приведен на рис. 1.

Вторая модель — электронный циклотрон с жесткой фокусировкой — предназначалась для экспериментальной проверки возможности ускорения протонных пучков в циклотронном режиме вплоть до токов 10 *ма*. Общий вид и обмотки модели показаны на рис. 2 и 3.

В статическом случае динамическое подобие протона и электрона в магнитном поле основано на уравнении движения

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = e\left[\bar{v} \times \frac{\bar{B}}{m}\right] \tag{7}$$

и, следовательно, имеет вид

$$\left(\frac{\bar{B}}{m}\right)_e = \left(\frac{\bar{B}}{m}\right)_p \tag{8}$$

для всего диапазона модуля скорости $|\bar{v}|$. Учет кулоновского поля и процессы ускорения существенно усложняют этот критерий подобия. Однако для каждого ограничивающего механизма его можно сформулировать на уровне достоверности изучаемого эффекта. Так, если предположить, что основным ограничивающим плотность пучка эффектом является поперечное

---

[2] Под жесткофокусирующей подразумевается магнитная система, для которой Q_r и Q_z больше единицы.

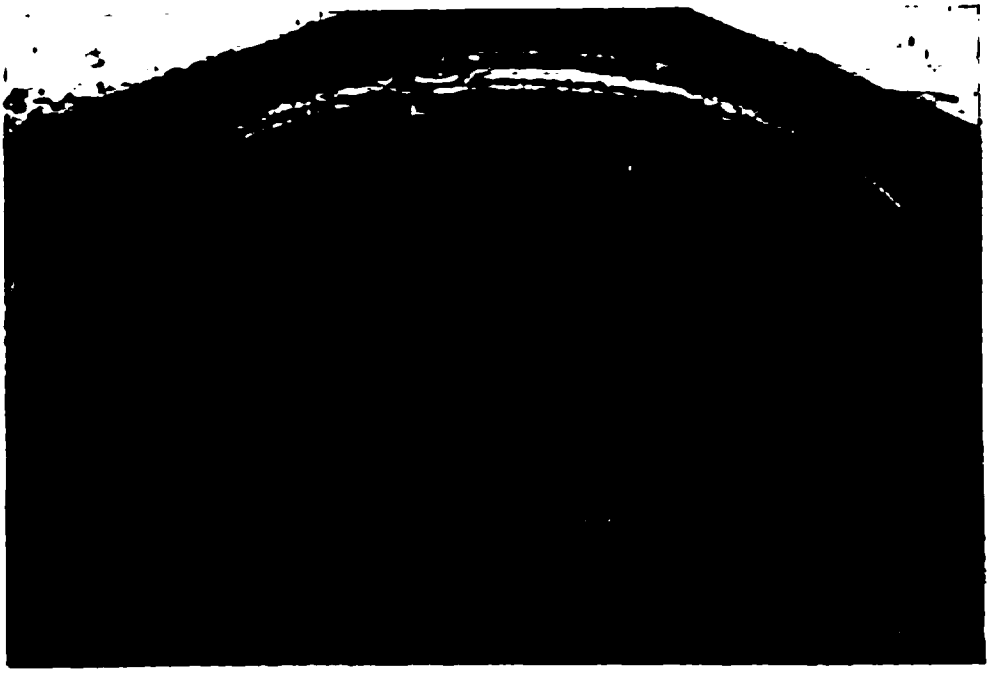


Рис. 1. Камера и полюсный наконечник циклотрона с пространственной вариацией магнитного поля

расталкивание кулоновским полем, которое определяет сдвиг собственных частот, то

$$\Delta Q_z = \frac{ei}{2\varepsilon_0 Q_z \Delta_\varphi \Delta_z V f} \tag{9}$$

при $\frac{\Delta Q_z}{Q_z} \ll 1$.

В выражении (9) i — число ионов в *сек*; Δ_φ, Δ_z — азимутальный и аксиальный размеры пучка циклотрона; eV — набор энергии за один оборот.

Таким образом, при одинаковой жесткости и геометрии пучка критерием подобия для этого эффекта будет выражение

$$\frac{i_p}{i_e} = \frac{V_p f_p}{V_e f_e}. \tag{10}$$

При достигнутом на электронной модели циклотрона с жесткой фокусировкой [11] токе 1 *ма* в протонных ускорителях, как это следует из [8], возможно получение токов вплоть до 200—300 *ма* без ограничения по эффекту «поперечного» пространственного заряда.

Экспериментальные исследования этого эффекта на электронной модели показали, что в пределах ошибок измерения (связанные, главным образом с неточностью определения геометрических размеров пучка), выражение (9) правильно описывает механизм кулоновского расталкивания пучка.

Предельная интенсивность пучка масштаба 100 *ма* при энергии до 1 *Гэв* приводит к появлению ряда проблем специфического характера. К числу та-

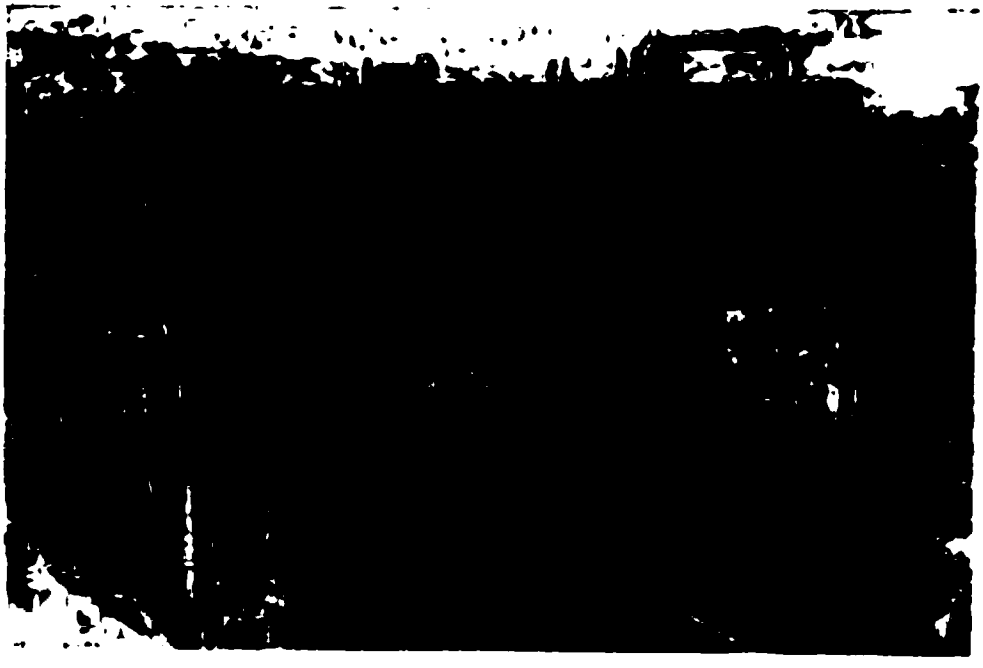


Рис. 2. Камера ускорителя

Рис. 3. Токовые диски камеры ускорителя

ких проблем в первую очередь относится задача стопроцентного вывода пучка из камеры ускорителя, так как мощность пучка достигает сотни мегаватт.

Найденный в лаборатории эффект расширения замкнутых орбит в периодических магнитных полях [12] позволит, как нам кажется, решить эту проблему. Эффект основан на зависимости коэффициента расширения замкнутых орбит $\left(\frac{p}{L}\frac{dL}{dp}\right)$ от изменения вариации магнитного поля ($d\varepsilon/dr$), где L — длина замкнутой орбиты.

В магнитных полях типа (6) средний радиус замкнутой орбиты для частицы импульса p находится из выражения

$$pc = ecB\,(R_c)R_c\lambda, \tag{11}$$

где R_c — средний радиус замкнутой орбиты; λ — параметр, который определяется периодической частью структуры поля (6) и может быть представлен в виде [12]

$$\lambda = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\varepsilon^2}{2N^2}\left(\frac{3}{2} + n + \frac{d\ln\varepsilon}{d\ln R}\right)} + O\left(\frac{1}{N^4}\right). \tag{12}$$

При определении длины замкнутой орбиты по среднему радиусу из (11) следует

$$\frac{P}{L}\frac{dL}{dp} = \frac{1}{1 + n + \frac{R}{\lambda}\frac{d\lambda}{dR}}. \tag{13}$$

Этот результат указывает на возможность существенного регулирования коэффициента расширения орбиты вблизи значений

$$\frac{R}{\lambda}\frac{d\lambda}{dR} \approx -(1+n).$$

В статическом режиме энергетическое разделение замкнутых орбит увеличивается в $\frac{1+n}{1+n+\frac{R}{\lambda}\frac{d\lambda}{dR}}$ раз. Таким образом, этот режим позволяет расширять замкнутые орбиты без нарушения эмиттансов пучка.

Динамический режим отличается от статического выделением азимутального направления, которое может быть локализовано введением в структуру магнитного поля соответствующей гармоники, например первой. В этом случае возможна азимутальная группировка пучка и, как показывают численные расчеты, энергетический шаг орбиты можно увеличить в 20—50 раз, получая полное разделение эмиттансов на каждом обороте без заметного искажения их.

Мы надеемся, что эксперимент, который ведется в настоящее время в лаборатории, подтвердит эти выводы.

Следующей весьма важной проблемой для таких сильноточных ускорителей будет являться коэффициент полезного действия. При мощностях в ускоренном пучке, близких к 100 *Мвт*, этот коэффициент определится высокочастотной мощностью, вклады же всех вспомогательных энергетических систем (магнит, вакуумная система и др.) окажутся пренебрежимо малы. Коэффициент полезного действия современных ламповых генераторов в интересующем нас диапазоне частот составляет 70—75%. Высокочастотные потери в резонаторах при амплитуде ускоряющего напряжения 200—400 *кв* не превышают 50—200 *квт*, а это пренебрежимо мало по сравнению с мощностью, передаваемой пучку. Таким образом, к.п.д. кольцевого изохрон-

ного циклотрона с жесткой фокусировкой должен быть весьма близок к к.п.д. высокочастотного генератора.

Весьма близкие параметры ускоренного пучка можно получить на протонных линейных ускорителях непрерывного действия. Известно, что лучшие линейные протонные ускорители уже в настоящее время имеют импульсные токи, близкие к 200 *ма* [13]. Однако импульсные потери у таких ускорителей близки к 40 *Мвт* [14], что существенно скажется на к.п.д. ускорителя при переводе его в непрерывный режим ускорения.

Как для кольцевых, так и для линейных машин возникает проблема фазировки ускоряющих резонаторов при больших нагрузках пучком. Эта проблема, по нашему мнению, также решается существенно проще для кольцевых машин, чем для линейных по ряду причин: а) количество резонаторов в 50—100 раз меньше; б) амплитуда ускоряющего напряжения в несколько раз ниже; б) собственная частота резонаторов низка.

Эти соображения были положены в основу цикла исследований по разработке сильноточной циклической мезонной фабрики-«суперциклотрона» на энергию 800 *Мэв* при интенсивности протонного пучка 10—100 *ма*.

Ниже приведены параметры такого ускорителя:

Энергия ускоренных протонов	800
Ток ускоренных протонов, *ма*	10—100
Энергия инжектируемых протонов, *Мэв*	50
Частота аксиальных колебаний	1,3—1,4
Частота радиальных колебаний	$2 > Q_r > 1$
Радиус инжекции, *см*	240
Среднее поле на радиусе инжекции, *гс*	4270
Конечный радиус, *см*	650
Среднее поле на конечном радиусе, *гс*	7500
Набор энергии за оборот, *Мэв*	2,0
Частота обращения ионов, *Мгц*	6,2
Частота ускоряющего напряжения, *Мгц*	49,6
Число ускоряющих промежутков	8
Напряжение на резонаторе, *кв*	250
Высокочастотная мощность, *Мвт*	76
Число секторов	8
Диаметр магнита по ярму, *см*	1900
Высота магнита, *см*	560
Вес магнита, *т*	3450
Мощность питания магнита, *квт*	1750
Мощность высокочастотных потерь в резонаторах, *квт*	1000
Мощность пучка, *Мвт*	8—80
Коэффициент вывода пучка из камеры, %	100
Потери интенсивности пучка в процессе ускорения	10^{-4}

В качестве инжектора для этого ускорителя предполагается использовать линейный ускоритель непрерывного действия или специально разработанный изохронный циклотрон с низкой индукцией магнитного поля.

4. *K*-МЕЗОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Отсутствие динамического подобия орбит в изохронных циклотронах существенно затрудняет их использование в области энергии 1—6 *Гэв*. Попытки прохождения в процессе ускорения частиц целочисленных резонансов связаны со значительным увеличением мощности высокочастотной системы ускорителя, которая должна обеспечивать в этом случае набор энергии в десятки мегаэлектронвольт на каждом обороте. Создание системы из нескольких последовательных ускорителей с набором энергии на каждом ~ 1 *Гэв* значительно удорожает комплекс в целом.

Однако и здесь имеется определенная возможность, которая должна быть детально рассмотрена, если проблема сильноточных *K*-мезонных фабрик станет актуальной. Эта возможность также базируется на свойствах замкнутых орбит в периодических структурах с изменяющейся вариацией магнитного поля.

Основной вклад в нарушение динамического подобия в процессы ускорения вносит изменение величины n, что определяется требованием изохронности на замкнутых орбитах

$$n = \frac{\beta^2}{1-\beta^2}. \tag{14}$$

Обычно для изохронных циклотронов решается прямая задача — при росте среднего значения индукции поля вдоль радиуса ускорителя подбирается необходимая функция εF [см. формулу (6)], при которой обеспечивается пространственная устойчивость. Однако для небольших изменений β возможна обратная задача, при которой основным требованием является условие $n = \mathrm{const}$, при котором легко достигается динамическое подобие орбит (Q_r, $Q_z = \mathrm{const}$). При этом условие изохронности замкнутых орбит основывается на выборе функции εF и определяется изменением формы и коэффициента уплотнения замкнутых орбит на различных радиусах

$$\frac{\lambda_0}{\lambda}\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{n+1} = \frac{\gamma_0}{\gamma}\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^n, \tag{15}$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$; $L = 2\pi R_c\sigma$, σ — коэффициент удлинения орбит, связанный с периодичностью структуры поля.

Как показано в работе [15], такая возможность существует и может быть реализована для сильноточных *K*-мезонных фабрик.

Настоящая статья не претендует на полное перечисление задач, возникающих при разработке сильноточных мезонных фабрик. В ней отражены главные проблемы, по мнению авторов, касающиеся только физики ускорения частиц. Большой круг проблем технического характера никак не затрагивается, однако опыт разработки мезонных фабрик указывает на возможность их решения уже на современном уровне.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Г. Васильков, В. И. Гольданский, В. П. Джелепов, В. П. Дмитриевский.* Сообщение ОИЯИ, Р9-5285, 1970.
2. *G. Brianti, E. G. Michaelis, S. C. Improvements.* MSC, Rep. M53, 1966.
3. *В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолодчиков, В. В. Кольга.* Атомная энергия, 1960, 9, 303.
4. *K. Ziegler, E. Martin, R. Coher.* Fifth Intern. Cyclotron. Conf. Oxford, 1969, p. 226.
5. *П. Л. Заплатин, А. Ф. Чеснов.* Труды III Всесоюзн. совещ. по ускорителям заряж. частиц. М., 1972.

6. *В. П. Джелепов, В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолодчиков, В. В. Кольга.* УФН, 1965, 85, 651.
7. *В. П. Джелепов, В. П. Дмитриевский.* Труды III Всесоюзн. совещ. по ускорителям. М., 1972.
8. *В. П. Джелепов* и др. Междунар. конф. по изохронным циклотронам. Гатлинбург, США, 1966, стр. 215.
9. *В. Н. Аносов, А. А. Глазов, Ю. Н. Денисов* и др. Атомная энергия, 1968, 25, 539.
10. *А. А. Глазов, В. И. Данилов, В. П. Джелепов* и др. Атомная энергия, 1960, 8, № 3, 189.
11. *А. А. Глазов, В. П. Джелепов* и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-6214, 1972.
12. *В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга, Н. И. Полумордвинова.* Сообщение ОИЯИ, Р9-6773, 1972.
13. *И. М. Капчинский, В. А. Баталин, А. А. Коломиец, Б. К. Кондратьев, Р. П. Куйбида.* ПТЭ, 1972, 5, 17.
14. *D. C. Hagerman.* IEFE Trans. on Nucl. Sci., 1966, NS-13 (4), 277.
15. *V. P. Dmitrievsky, V. V. Kolga, N. I. Polumordvinova.* Proc. of the 8-th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, p. 578, CERN, 1971.

В. Г. ФИРСОВ

ПРИМЕНЕНИЕ μ^+-МЕЗОНОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Для современного состояния науки характерно интенсивное возрастание интереса к проблемам, относящимся к смежным областям исследований. Использование элементарных частиц в химических и физико-химических исследованиях является ярким примером взаимосвязи ядерной физики и химии. Специфические ядерно-физические характеристики частиц, своеобразная методика регистрации, возможность изучения поведения единичных атомов, существенное уменьшение времени наблюдения — все это создает благоприятные условия для получения данных, недоступных другим методам исследований. Особая роль принадлежит элементарным частицам, способным к образованию одноэлектронных атомов, моделирующих атомарный водород, и, в частности, μ^+-мезону, образующему атом мюония.

Работы по изучению взаимодействий мюония с веществом начали развиваться лишь в последние годы. Необходимыми предпосылками в данном направлении явились: открытие несохранения четности при $\pi\mu e$-распаде (1957 г.), исследование физических параметров, характеризующих этот процесс, а также создание интенсивных мезонных пучков.

1. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ μ^+-МЕЗОНА И МЮОНИЯ

Атомная водородоподобная система, состоящая из μ^+-мезона в качестве центрального ядра и электрона (мюоний), является модельным легким аналогом атомарного водорода. Атом мюония (Mu) по большинству параметров (размер, ионизационный потенциал и т. д.) близок к атому H, отличаясь от последнего массой ($m_{\mathrm{Mu}} \sim {}^1/_9\, m_{\mathrm{H}}$). Одной из наиболее существенных характеристик является величина поляризации μ^+-мезона, находящегося в составе атома мюония. По изменению поляризации (остаточной — для быстрых процессов, приводящих к установлению квазистационарного равновесия; в течение времени наблюдения — для кинетики медленных реакций) можно судить о взаимодействиях мюония с веществом.

При распаде π^+-мезонов на лету образующиеся μ^+-мезоны продольно поляризованы обратно направлению своего движения. Вылет позитрона при μe-распаде ($\mu^+ \to e^+ + \nu + \tilde{\nu}$) пространственно анизотропен. В теории двухкомпонентного нейтрино [1—3] численная величина коэффициента асимметрии для полностью поляризованных μ^+-мезонов, определяемая как отношение разности распадов «вперед» и «назад» (по первоначальному направлению спина мезона и против) к их сумме, при усреднении по всему энергетическому спектру позитронов распада равна $^1/_3$ (поляризация $P = 1$).

При замедлении мезона до скоростей порядка скорости атомных электронов среды наступает стадия перезарядки, завершающаяся захватом электрона и образованием устойчивой атомной системы μ^+e, т. е. атома мюония (ионизационный потенциал 13,539 *эв*, боровский радиус 0,532Å, масса 207,76 m_e). Вследствие того что первоначальное направление спина μ^+-мезона выделено, равновероятно образование мюония с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов мезона и электрона (соответственно чисто триплетное состояние $^3S_1$, $m = 1$ с заселенностью $^1/_2$ и суперпозиция синглетного и триплетного состояний $^1S_0$, $m = 0$ и $^3S_1$, $m = 0$ с заселенностью $^1/_4$ и $^1/_4$). В отсутствие внешних возмущений спин мезона в первом случае сохраняет исходную поляризацию в течение времени жизни мезона; существенно, что магнитный момент мюония определяется по преимуществу магнитным моментом электрона что дает возможность экспериментального разграничения свободного μ^+-мезона и триплетного мюония, например по частоте ларморовой прецессии в поперечных (относительно спина мезона) магнитных полях. Во втором случае (антипараллельное направление спинов мезона и электрона в атоме мюония) в отсутствие достаточно сильных внешних полей происходят гармонические осцилляции между состояниями (1,0) и (0,0), частота которых определяется энергией сверхтонкого расщепления ($\omega_\delta = 2{,}804 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$).

Таким образом, за времена $\sim 10^{-10}$ *сек* происходит необратимая экспериментальная деполяризация пара-состояния мюония, и суммарный коэффициент асимметрии уменьшается до уровня $^1/_2$ от первоначального. Ясно, что процессы обмена со средой электронами с различным направлением спинов (конверсия) могут приводить к дальнейшей деполяризации μ^+-мезона вплоть до нуля.

В достаточно сильных внешних продольных (по направлению спина мезона) магнитных полях, когда исчезает взаимодействие магнитных моментов мезона и электрона, оба заселенных состояния ($+ ^1/_2$, $+ ^1/_2$ и $+ ^1/_2$, $- ^1/_2$) сохраняют исходную поляризацию μ^+-мезона. Критическим условием, при котором магнитная энергия мюония во внешнем магнитном поле равна энергии сверхтонкого расщепления, является величина $H_0 = \Delta W/2\,(\mu_e - \mu_\mu) = 1585$ *гс*. Поскольку ΔW зависит от куба расстояния между взаимодействующими магнитными моментами мезона и электрона ($\Delta W = f(r^{-3})$), ясно, что H_0 весьма чувствительно к изменению распределения электронной плотности в молекуле, включающей мюоний. Последнее обстоятельство дает в некоторых случаях возможность дополнительной идентификации формы нахождения мюония в среде.

Отметим, что время термализации μ^+-мезона в конденсированных средах и газах при давлении $\gtrsim 50$ *атм* не превышает 10^{-12}—10^{-13} *сек*, что существенно меньше характерного времени деполяризации ($1/\omega_0 = 3{,}6 \cdot 10^{-11}$ *сек*). Таким образом, деполяризация за время замедления незначительна; многократные перезарядки при торможении мезона не приводят к изменению направления его спина, и вероятность образования орто- или пара-состояния зависит лишь от последнего акта захвата электрона.

Ядерно-физическими эталонами времени при исследовании взаимодействия мюония являются ω_0 и постоянная распада μ^+-мезона ($\lambda = 4{,}545 \cdot 10^5$ *сек*$^{-1}$).

2. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЮОНИЯ

Кинетическая схема. Расчет констант скорости реакций. В большинстве случаев изложенная картина поведения мюония осложняется, поскольку Mu как водородоподобный атом может вступать в химические реакции с молекулами среды, образуя достаточно прочные химические связи аналогично атомарному водороду. Реакции последнего ввиду их широкой распространенности подробно исследовались методами химической кинетики в течение нескольких десятков лет [4, 5].

Вступление мюония в состав молекулы после протекания химической реакции принципиальным образом меняет факторы его деполяризации в среде [6, 7]. При типичной для атомарного водорода реакции с насыщенным ковалентным соединением (например, $C_8H_{18} + H \rightarrow H_2 + C_8\dot{H}_{17}$; точкой обозначен неспаренный электрон радикального продукта) атом H оказывается в составе молекулы с замкнутой диамагнитной оболочкой, где спины электронов попарно скомпенсированы. Аналогичная реакция с участием мюония приводит к тем же следствиям. Таким образом, магнитное поле, создаваемое электронами в точке нахождения μ^+-мезона в молекуле, равно нулю. В этих условиях связь магнитных моментов мезона и электрона отсутствует, и деполяризация по указанному выше процессу не имеет места. Возможно, однако, взаимодействие с магнитными моментами соседних ядер молекулы, если, конечно, последние не являются четно-четными. В реальных условиях учет вращательных состояний молекул, в особенности для газов и жидкостей, приводит к практически пренебрежимому вкладу факторов деполяризации при образовании химических диамагнитных связей; для твердых тел процессы деполяризации могут быть заметны лишь при $r \lesssim 1$ Å.

Существенно, что ларморова прецессия μ^+-мезона в составе молекулы будет происходить с частотой, отвечающей свободному μ^+-мезону. Действительно, отсутствие магнитных взаимодействий между мезоном и электронами диамагнитной оболочки молекулы соответствует независимому взаимодействию магнитного момента μ^+-мезона с внешним полем. Это разъясняет кажущиеся противоречия первых экспериментальных исследований, когда поиски прецессии триплетного мюония были безуспешны, но наблюдалась прецессия спина μ^+-мезона [8, 9].

Таким образом, вступление мюония в состав диамагнитной молекулы приводит к «замораживанию» процессов деполяризации на уровне, зависящем от скорости реакции мюония со средой. При достаточно малом характерном времени химической реакции (τ) в процесс вовлекается и пара-состояние мюония (Mu^s), что при $\tau \ll 1/\omega_0$. предотвращает деполяризацию; при этом прецессия на частоте свободного μ^+-мезона — мезонная компонента — имеет максимальную амплитуду. С ростом значения τ возможна частичная или полная деполяризация Mu^s; вероятность реакции триплетного мюония (Mu^T) и сохранившего поляризацию Mu^s отвечает наблюдению мезонной прецессии с амплитудой, зависящей от величины τ. Наконец, при больших значениях τ (например, $\tau > \tau_{\mu^+}$) отсутствие химических взаимодействий допускает возможность наблюдения прецессии с частотой триплетного мюония (мюониевая компонента). Следовательно, качественное рассмотрение дает связь скорости химической реакции мюония и экспериментально определяемой поляризации на соответствующей (мезонной или мюониевой) частоте.

Сформулируем особенности, присущие мюониевому методу исследования химических процессов. Во-первых, одним из характерных условий, связанным с методической спецификой эксперимента, является наличие во всем объеме изучаемого вещества лишь единичных атомов мюония. Таким образом, исследование кинетики реакций происходит в начальной стадии, когда отсутствуют осложнения, связанные с образованием и накоплением в объеме вторичных продуктов реакции. Во-вторых, использование в качестве независимых эталонов времени ядерно-физических констант позволяет определять значения абсолютных констант скорости широкого спектра быстрых реакций. В-третьих, наблюдение за поведением спина и магнитного момента μ^+-мезона дает возможность изучения факторов, определяющих спиновые взаимодействия, в кинетике процесса или в стационарных условиях, что является одной из уникальных особенностей метода. В-четвертых, типичная независимость методики регистрации от внешних параметров опыта существенно увеличивает возможности исследований; в частности, появляется универсальность использования мюониевого метода в различных агрегатных состояниях вещества.

С точки зрения методических особенностей эксперимента (наблюдение мезонной и мюониевой частот прецессии во внешнем магнитном поле) целесообразно соответствующим образом сгруппировать получающиеся в результате реакции продукты. Отнесем к первой группе молекулы, в состав которых входит мюоний, с диамагнитной электронной оболочкой; ко второй группе — продукты реакции, обладающие неспаренным электроном (радикалы). В отсутствие влияния магнитных моментов окружающих ядер продукты первой группы наблюдаются на мезонной частоте. Отметим, что при взаимодействии мюония с молекулой, имеющей различные заместители, возможны параллельные каналы реакции, но поскольку молекулярные продукты в смысле экспериментальной методики неразличимы (для определенности, взаимодействие мюония с $CHCl_3$ приводит к образованию MuH и MuCl, причем в обоих случаях прецессия осуществляется на мезонной частоте), определяется вероятность образования суммы молекулярных продуктов. При образовании радикальных продуктов, в состав которых входит мюоний (например, реакция присоединения по кратной связи $Mu + H_2C = CH_2 \rightarrow H_2MuC - \dot{C}H_2$), сохраняется взаимодействие магнитных моментов μ^+-мезона и неспаренного электрона, осложненное изменением средних эффективных расстояний и характером делокализации электронов в молекуле. В этом случае прецессия на мезонной частоте отсутствует, но «скрытая» поляризация может быть определена либо по ее восстановлению в продольных магнитных полях вследствие изменения H_0, либо по конкуренции реакций мюония в гомогенных смесях соединений (метод конкурирующих акцепторов).

Рассмотрим кинетическую схему реакций мюония с веществом. Время между отдельными актами поступления μ^+-мезона в объем исследуемого соединения значительно больше времени его жизни. Следовательно, число мезонов в системе равно единице (время между распадом μ^+-мезона и поступлением следующей частицы несущественно, поскольку в этом интервале не происходит никаких процессов), и выполняются статистические условия стационарного состояния, когда скорости появления и убыли промежуточных продуктов реакции равны. В общем случае необходим учет следующих конкурирующих процессов: реакции образования молекулярных и радикальных продуктов, реакции конверсионного спинового обмена с электронами молекул среды, необратимой деполяризации вследствие «опрокидывания» спинов, процесса распада μ^+-мезона. Однако для большинства исследованных реакций мюония с органическими соединениями константы скорости химиче-

ских взаимодействий существенно больше как постоянной распада мезона, так и константы скорости конверсионного обмена. Последнее обстоятельство понятно, если учесть, что процесс конверсии в отсутствие электронов проводимости требует затрат энергии масштаба, по-видимому, энергии триплетного возбуждения молекулы и для ковалентных соединений пренебрежимо мал. С ростом концентрации электронного газа деполяризация вследствие конверсии может играть решающую роль; в предельном случае (например, в металлах) реализуется любопытная ситуация, когда вследствие высокой частоты обменов, превышающей ω_0, мюоний как устойчивая атомная система вообще не образуется, и деполяризация отсутствует.

Рассмотрим вывод соотношений, связывающих константы скорости реакций мюония и экспериментально определяемой поляризации при μe-распаде, применимых для малых характерных времен вступления мюония в химическую реакцию. Отметим, что химические реакции деполяризованного атома мюония (Mu^D) дают, естественно, продукты с изотропным угловым распределением позитронов распада.

Схему реакций с условным веществом RH запишем в виде:

1. $Mu^T(Mu^s) + RH \xrightarrow{k_1} MuH + R^{\cdot}$,
2. $Mu^T(Mu^s) + RH \xrightarrow{k_2} RMuH^{\cdot}$,
3. $Mu^s \xrightarrow{\omega_0} Mu^D$.

В качестве исходной системы отсчета целесообразно выбрать первоначальное направление спина μ^+-мезона — ось z. Тогда мгновенное значение проекции спина мезона для триплетного мюония есть $\delta_z^T = 1$ (ориентация спина в этом случае не зависит от времени), а для Mu^s вследствие гармонических колебаний с частотой ω_0, $\sigma_z^s = \cos \omega_0 t$. Обозначив скорости реакции образования молекулярных продуктов через $\lambda_x = k_1 [RH]$ (k_1 = соответствующая константа скорости реакции, [RH] — концентрация вещества), скорость реакции образования радикальных продуктов через $\lambda_p = k_2 [RH]$, получаем выражения для вероятности соответствующих процессов

$$dW_x = \lambda_x e^{-(\lambda_x+\lambda_p)t} dt, \tag{1}$$

$$dW_p = \lambda_p e^{-(\lambda_x+\lambda_p)t} dt. \tag{2}$$

Усредненное во времени значение проекции спина μ^+-мезона на ось z (поляризация, определяемая в соответствующих условиях), равно

$$\bar{\sigma}_z^{s(x)} = \frac{1}{A}\int_0^\infty \sigma_z^s(t) W_x(t)\, dt = \frac{\lambda_x(\lambda_x+\lambda_p)}{(\lambda_x+\lambda_p)^2+\omega_0^2} \tag{3}$$

$$\bar{\sigma}_z^{s(p)} = \frac{1}{A}\int_0^\infty \sigma_z^s(t) W_p(t)\, dt = \frac{\lambda_p(\lambda_x+\lambda_p)}{(\lambda_x+\lambda_p)^2+\omega_0^2}, \tag{4}$$

$$\bar{\sigma}_z^{T(x)} = \frac{1}{A}\int_0^\infty \sigma_z^T W_x(t)\, dt = \frac{\lambda_x}{\lambda_x+\lambda_p}, \tag{5}$$

$$\bar{\sigma}_z^{T(p)} = \frac{1}{A}\int_0^\infty \sigma_z^T W_p(t)\, dt = \frac{\lambda_p}{\lambda_x+\lambda_p}, \tag{6}$$

где A — нормировочный множитель

$$A = \int_0^\infty [W_x(t) + W_p(t)]\, dt = \frac{\lambda_x}{\lambda_x + \lambda_p} + \frac{\lambda_p}{\lambda_x + \lambda_p} = 1,$$

имеющий физический смысл полной вероятности вступления мюония в химические реакции.

Суммарное значение

$$P_x = \frac{1}{2}\bar{\sigma}_z^{s(x)} + \frac{1}{2}\bar{\sigma}_z^{T(x)} = P_{\mu+} \tag{7}$$

есть поляризация μ^+-мезона, находящегося в составе диамагнитной молекулы (мезонная компонента). Вводя безразмерное отношение $\rho = (\lambda_x + \lambda_p)/\omega_0 = (k_1 + k_2)\,[\mathrm{RH}]/\omega_0$ и подставляя в (7) выражения (3) и (5), получаем искомую формулу

$$P_{\mu+} = \frac{1}{1 + \frac{k_2}{k_1}} \frac{\rho^2 + 1/2}{\rho^2 + 1}. \tag{8}$$

Аналогично для реакции образования радикальных продуктов реакции имеем

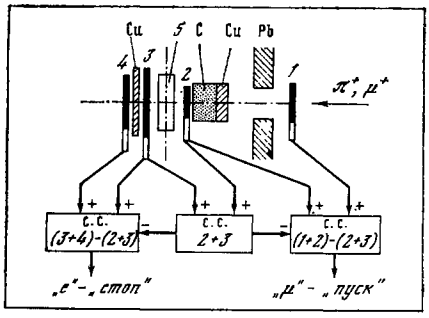
$$P_p = \frac{1}{1 + \frac{k_1}{k^2}} \frac{\rho^2 + 1/2}{\rho^2 + 1}. \tag{9}$$

Сумма выражений (8) и (9) соответствует общей поляризации, связанной с расходом поляризованного мюония на химические взаимодействия

$$P_\Sigma = \frac{\rho^2 + 1/2}{\rho^2 + 1} \quad \text{или} \quad \left(\frac{P - 1/2}{1 - P}\right)^{1/2} = \frac{(k_1 + k_2)\,[\mathrm{RH}]}{\omega_0}. \tag{10}$$

Статистическая точность определения абсолютных констант скорости реакций мюония зависит от величины и точности определения P. При существующих экспериментальных возможностях точность в определении констант скорости реакций для индивидуального соединения в благоприятных случаях достигает 10—20%, однако метод конкурирующих акцепторов при правильном выборе второго компонента раствора позволяет получать максимальную точность во всех необходимых случаях, а по результатам измерений на мезонной частоте выявлять процессы образования радикальных продуктов.

Экспериментальные данные для ряда соединений. Рассмотрим на конкретном примере [10, 11] определение абсолютных констант скорости реакций методом конкурирующих акцепторов. Типовая схема использованной аппаратуры показана на рис. 1. Методом наблюдения прецессии в поперечном магнитном поле на мезонной частоте измерялись коэффициенты асимметрии для индивидуальных веществ и их бинарных смесей по схеме рис. 2 (ДФПГ — свободный радикал дифенилпикрилгидразил). Часть полученных данных по зависимости коэффициента асимметрии от концентрации вещества в растворе показана на рис. 3. Отметим, что для гетерогенных смесей, где конкуренция параллельных реакций значительно подавлена, или при отсутствии химических взаимодействий зависимость коэффициента асимметрии от концентрации вещества должна иметь линейный характер, тогда как для конкурирующих акцепторов аналогичная зависимость определяется соотношением суммарных (по каналам образования как молекулярных, так и радикальных продуктов) реакционных способностей соединений. Характерна в этом смысле кривая C_6H_6 — $CHBr_3$ (рис. 3, *а*).



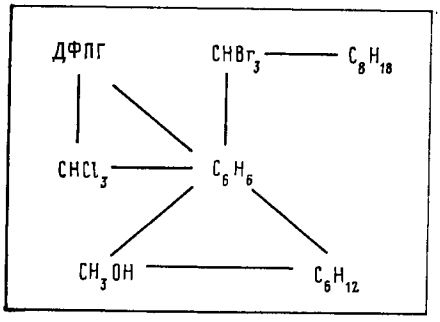


Рис. 1. Типовая схема установки для измерения коэффициентов асимметрии в угловом распределении позитронов μe-распада

1—4 — сцинтилляционные счетчики; *5* — мишень; С.С.— схемы совпадений. Магнитные катушки на схеме не показаны

Рис. 2. Схема веществ и их гомогенных смесей, использованных для определения констант скорости реакций с мюонием

Существенно важен ход кривой для смеси C_6H_6 — CH_3OH (рис. 3, *б*) — несмотря на меньший коэффициент асимметрии на мезонной частоте для бензола, суммарный расход мюония на взаимодействие с C_6H_6 выше, чем для CH_3OH, что приводит к отклонению кривой зависимости коэффициента асимметрии от концентрации в сторону меньших значений. Последнее указывает на преобладание «скрытой» поляризации, обусловленной радикальным каналом реакции мюония с бензолом с образованием C_6H_6Mu.

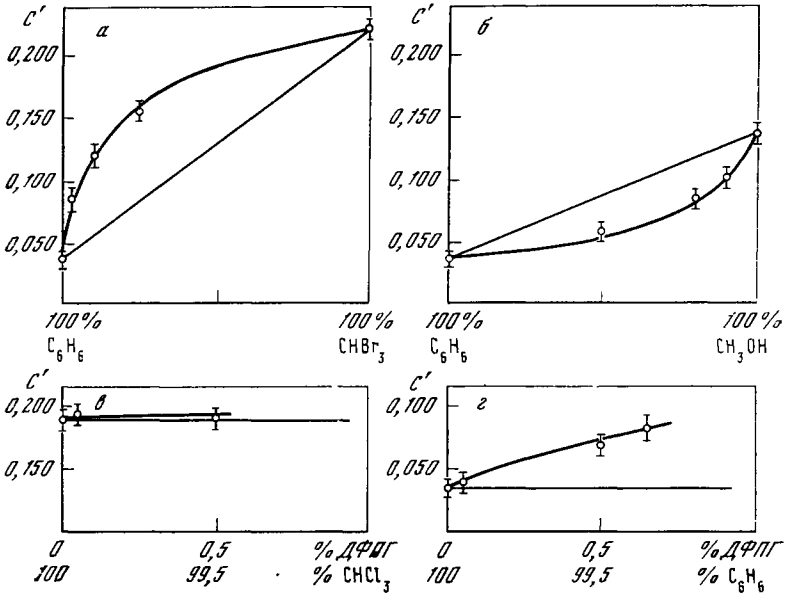


Рис. 3. Зависимость коэффициентов асимметрии (мезонная частота) от концентрации компонентов раствора (в молярных процентах)

а — C_6H_6—$CHBr_3$; *б*— C_6H_6—CH_3OH; *в* — $CHCl_3$—ДФПГ; *г* — C_6H_6—ДФПГ

Количественный расчет по формулам (8) — (10) для системы веществ в целом дал значения констант скорости реакций (*л/моль·сек*), приведенных в табл. 1. По этим данным возможен расчет констант скорости соответствующих реакций атомарного водорода, если известны энергии активации процессов (см. ниже).

Таблица 1

Соединение	k_1	k_2	Соединение	k_1	k_2
C_6H_{12}	$(2,4\pm0,2)10^9$	—	C_6H_6	$(3,0\pm1,1)10^8$	$(3,1\pm0,4)10^9$
CH_3OH	$(5,6\pm1,1)10^8$	—	$CHBr_3$	$(1,1\pm0,2)10^{10}$	—
C_8H_{18}	$(2,9\pm0,4)10^9$	—	ДФПГ	$(7,6\pm2,2)10^{10}$	
$CHCl_3$	$(4,2\pm1,4)10^9$	—			

Газофазные реакции мюония. Исследование реакций мюония в газовой фазе представляет значительный интерес, поскольку допускает непосредственное сопоставление с газовой кинетикой атомарного водорода. Наличие инертного наполнителя, необходимого для торможения μ^+-мезонов, позволяет использовать малые концентрации исследуемого вещества, т. е. существенно уменьшать скорость реакции и исследовать обычные кинетические кривые убыли мюония во времени при данной концентрации акцептора. Расчет констант скорости реакций в этом случае тривиален — характерное время деполяризации (эквивалентной уменьшению концентрации мюония) есть время химической реакции, которая обратно пропорциональна скорости реакции (V) с акцептором концентрации [Ac]

$$\tau = \frac{1}{V} = \frac{1}{k\,[\mathrm{Ac}]}. \qquad (11)$$

Приводимые ниже расчеты основаны на экспериментальных данных Хьюза и др. [12, 13]. В качестве инертного наполнителя применялся тщательно очищенный аргон под давлением ~ 50 *атм*, к которому добавлялись малые примеси исследуемых соединений (NO, O_2, NO_2, C_2H_4, H_2, N_2 и т. д.). Для примера на рис. 4 приведены зависимости фактора деполяризации мюония от времени при различных концентрациях этилена при комнатной температуре. Кинетически ясно, что линейная зависимость скорости деполяризации от концентрации C_2H_4 свидетельствует, что лимитирующей скорость процесса стадией является реакция образования радикального продукта $C_2H_4Mu^{\cdot}$, в котором деполяризация μ^+-мезона происходит за счет обменных взаимодействий неспаренного электрона.

Стандартная кинетическая обработка данных рис. 4 приводит к значениям времени затухания поляризации мюония $\tau = 2,7_5 \pm 0,7$ *мксек* (кривая *2*) и $\tau = 8,4 \pm 2,2$ *мксек* (кривая *1*). Соответственно константы скорости реакции $k = (1,75 \pm 0,45)\cdot10^9$ *л/моль·сек* и $k = (1,4 \pm 0,4)\cdot10^9$ *л/моль·сек* согласуются в пределах экспериментальных ошибок. Объединяя данные, имеем $k\,(\mathrm{Mu} + C_2H_4) = (1,6 \pm 0,3)\cdot10^9$ *л/моль·сек*.

Перерасчет к аналогичной реакции атомарного водорода (по теории соударений соотношение констант ~ 3; ввиду малости энергий активации реакций H и Mu с C_2H_4 учет этого фактора не является необходимым) дает значение

$$k\,(\mathrm{H} + C_2H_4) = (5,3 \pm 1,0)\cdot10^8 \text{ л/моль·сек},$$

что хорошо согласуется с данными работ [14, 15] по кинетике газофазной реакции H с C_2H_4 при 18° C, в которых получены величины

$$k\,(H + C_2H_4) = (5{,}1 \div 7{,}5)\cdot 10^8 \text{ л/моль·сек.}$$

Эксперименты в продольных магнитных полях [13] показали, что напряженность критического магнитного поля для NO и O_2 согласуется со значением H_0 для свободного атома мюония, подтверждая тем самым предположение о преимущественной роли конверсионных процессов при взаимодействиях с данными соединениями. В то же время для C_2H_4 величина критического поля существенно меньше (~ 100 *гс*), что свидетельствует об увеличении эффектив-

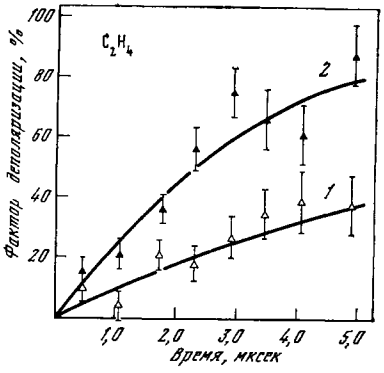


Рис. 4. Кинетические кривые уменьшения поляризации (увеличения фактора деполяризации) мюония во времени при взаимодействии с этиленом в газовой фазе

1 — $[C_2H_4] = 4{,}1\cdot 10^{16}$ молекул/см³; *2* — $[C_2H_4] = 15{,}8\cdot 10^{16}$ молекул/см³

ного расстояния между мезоном и неспаренным электроном в результате реакции образования этильного радикала $C_2H_4Mu^{\bullet}$.

Температурные зависимости скорости реакций мюония. Энергия активации процессов является одним из важнейших параметров реакционной способности соединений. Определив описанными выше методами константы скорости реакций при различных температурах, можно получить с достаточной статистической точностью (зависящей, в частности, от ширины температурного интервала) основные факторы химических реакций мюония — предэкспоненциальный множитель, стерический фактор и энергию активации.

Подобные измерения выполнены в работах [16, 17] для веществ, приведенных в табл. 2. Особое внимание уделено точке фазового перехода. Для органических соединений непрерывный ход коэффициента асимметрии при изменении агрегатного состояния позволил определить энергии активации соответствующих реакций мюония. Характерно, что для исследованных соединений энергии активации малы и не превышают 1,5 *ккал/моль*. Необходимо, по-видимому, учитывать возможное уменьшение энергии активации реакций замещения для атомов меньшей массы [18]. Сопоставление аналогичных реак-

Таблица 2

Соединение	Температурный интервал, °K	*E*, *кал/моль*	Соединение	Температурный интервал, °K	*E*, *кал/моль*
C_6H_{12}	303—77	1410±50	H_2O (ж)	363—273	135±320
C_6H_5Br	303—80	970±80	H_2O (тв.)	273—77	9±29
$CHBr_3$	303—77	⩾670±50			

ций для позитрония, мюония и атомарного водорода, по-видимому, позволит выяснить этот важный теоретический вопрос.

Для фазового перехода вода-лед (рис. 5) вызывает интерес скачкообразный характер изменения коэффициента асимметрии, отвечающий уменьшению константы скорости процесса на два порядка. Интерпретацию данного эффекта следует связать с наличием водородных связей в кристаллической структуре льда [19]. При понижении температуры в процессе кристаллизации льда происходит образование координационно замкнутой системы водородных связей, естественным следствием которого является резкое уменьшение скорости исследуемого процесса при переходе к кристаллической структуре.

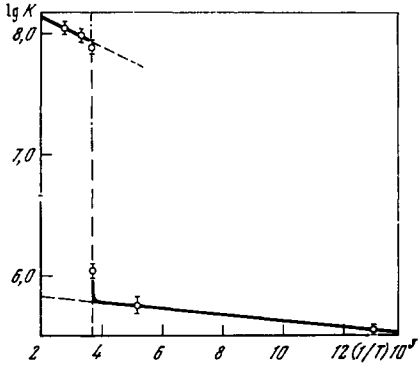


Рис. 5. Температурная зависимость константы скорости взаимодействия мюония с H_2O

Вертикальной линией показана точка фазового перехода вода — лед (0° С)

В этом случае свободный атом мюония в идеальной решетке льда ввиду отсутствия вакансий стабилизации присоединением по водородным связям мигрирует в кристалле. Очевидным выводом является возможность идентификации мюония во льду, что и было продемонстрировано в работе [20]. Практически нулевые (в пределах экспериментальных ошибок) значения энергии активации при взаимодействии мюония с водой и льдом также соответствуют специфическому характеру процесса присоединения по водородной связи.

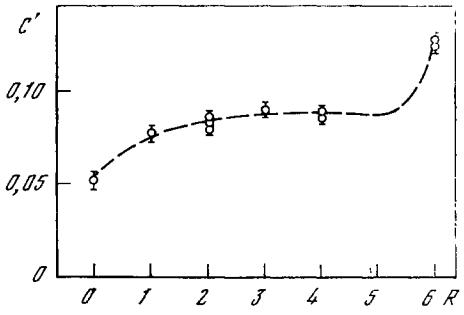
Следует ожидать, что и для других соединений, способных к ассоциативным взаимодействиям молекул по системе водородных связей, будут выполняться аналогичные зависимости. Небезынтересна в связи с этим возможность изучения мономеризации димера молекул H_2O при высоких концентрациях сольватирующихся ионов в растворе.

3. РЕАКЦИИ МЮОНИЯ С НЕПРЕДЕЛЬНЫМИ СОЕДИНЕНИЯМИ

Соотношение скоростей реакций образования молекулярных и радикальных продуктов. Взаимодействия мюония (или атомарного водорода) с ароматическими и другими непредельными соединениями могут протекать, как указывалось, по параллельным каналам — по реакции замещения с отрывом атома и образованием диамагнитной молекулы и по реакции присоединения по кратной связи с образованием радикала. Влияние функциональных групп и заместителей в молекуле, роль факторов сопряжения различных типов связи выявляется при исследовании закономерностей изменения констант скорости реакций при логически последовательном изменении структуры молекулы.

Рассмотрим, например, результаты [11] для двух гомологических рядов — при последовательном метилировании бензольного кольца и при последовательном введении метильных групп в боковую цепь. В первом случае (рис. 6)

происходит относительно слабый рост поляризации вплоть до введения четырех метильных групп (дурол — тетраметилбензол) и далее увеличение коэффициента асимметрии для гексаметилбензола, связанное с экранированием кольца группами CH_3. Эти данные свидетельствуют о преобладании реакции присоединения мюония по кратной связи и в условиях частичного экранирования бензольного кольца. Существенно, что для гексаметилбензола поляри-



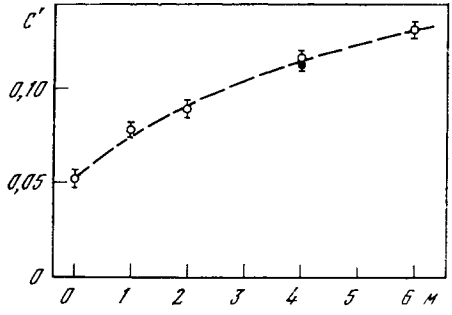


Рис. 6. Зависимость коэффициента асимметрии от числа метильных групп в бензольном кольце

Рис. 7. Зависимость коэффициента асимметрии от числа углеродных атомов в боковой цепи *н*-алкилбензолов

● — C_6H_5CH (C_2H_5) C_3H_7

зация все же заметно меньше, чем для насыщенных соединений (октан, циклогексан). По-видимому, этот факт обусловлен атакой мюония перпендикулярно плоскости бензольного кольца с образованием π-комплекса. Количественный расчет дает значения констант скорости реакций (в *л/моль·сек*), приведенные в табл. 3. Отметим, что суммарные константы скорости реакций в данном ряду остаются практически постоянными, но происходит перераспределение реакционной способности молекулы по параллельным каналам взаимодействия.

Таблица 3

Соединение	k_2/k_1	$k_1 \cdot 10^{-9}$	$k_3 \cdot 10^{-9}$
C_6H_6	10,5±4,2	0,30±0,11	3,1±0,4
$C_6H_5CH_3$	3,3±1,0	0,77±0,20	2,5±0,7
$C_6H_4(CH_3)_2$	2,7±0,8	0,82±0,23	2,5±0,8
$C_6H_3(CH_3)_3$	2,3±0,6	1,03±0,22	2,4±0,7
$C_6H_2(CH_3)_4$	2,2±0,6	1,08±0,24	2,3±0,7
$C_6(CH_3)_6$	0,84±0,26	1,85±0,34	1,5±0,5

Другой характер носят аналогичные зависимости для нормальных (неразветвленных) алкилбензолов (рис. 7, табл. 4). С ростом длины боковой цепи происходит монотонное увеличение коэффициента асимметрии и эквивалентный рост константы скорости образования молекулярных продуктов. Такое изменение соответствует отсутствию перераспределения скоростей параллельных каналов взаимодействия. Данный результат имеет весьма общее значе-

ние, поскольку свидетельствует о независимости взаимодействий мюония с ароматическим кольцом и боковой цепью при достаточной (более двух углеродных атомов) длине цепи. Представление, что в ряде случаев для сложных молекул взаимодействие происходит не с молекулой, как целым образованием, а с отдельными фрагментами, подтверждается экспериментом с 3-фенилгексаном, для которого константы скорости реакций совпадают с аналогичными значениями для *н*-бутилбензола (табл. 4).

Таблица 4

Соединение	$(k_1+k_2)\cdot 10^{-9}$	k_2/k_1	$k_1\ 10^{-9}$
C_6H_6	3,4±0,3	10,5±4,2	0,30±0,11
$C_6H_5CH_3$	3,3±0.4	3,3±0,4	0,77±0,20
$C_6H_5C_2H_5$	3,6±0,8	2,4±0,8	1,05±0,30
$C_6H_5C_4H_9$	4,3±0,9	1,4±0,3	1,8±0.6
$C_6H_5C_6H_{13}$	5,7±1,0	0,78±0,22	3,2±0,7
$C_6H_5CH(C_2H_5)C_3H_7$	4,3±0,9	1,4±0,3	1,8±0,6

Ряд других данных, подтверждающих перспективность использования мюониевого метода исследования для изучения связи реакционной способности молекулы и ее химического строения, приводится в работах [10, 11, 21].

Зависимость поляризации от напряженности продольного магнитного поля. Влияние внешних магнитных полей на поляризацию μe-распада при взаимодействии с непредельными соединениями показало [22—24] наличие, как правило, двух компонент поляризации. Первая компонента, не зависящая от напряженности поперечного поля, обусловлена протеканием реакции замещения с образованием диамагнитной молекулы, включающей мюоний. Вторая компонента возрастает с ростом напряженности продольного магнитного поля, однако как начальное (при $H \sim 0$) значение поляризации, так и величина критического магнитного поля не соответствуют предположению о простом эффекте Пашен — Бака — предотвращению деполяризации за счет разрыва связи магнитных моментов μ^+-мезона и электрона в свободном атоме мюония.

В данных случаях при реакции присоединения мюония по кратной связи с образованием радикала с неспаренным электроном осуществляется сложная система спиновых взаимодействий магнитных моментов делокализованного в общем случае электрона, μ^+-мезона и соседних ядер (протонов) в молекуле, приводящая к деполяризации. Последняя устраняется при напряженности продольного магнитного поля, соответствующей изменению среднего эффективного расстояния между мезоном и делокализованным электроном в молекуле, причем предельная асимптота поляризации соответствует суммарной скорости взаимодействия по молекулярному (компонента, не зависящая от напряженности поперечного поля) и радикальному каналам реакции.

В качестве примера рассмотрим данные [24] по зависимости поляризации от напряженности продольного магнитного поля в кристаллических образцах бензола C_6H_6 ($T = -196°$ С) и нафталина $C_{10}H_8$ ($T = +30°$ С). Смысл использования твердой фазы состоит в том, что вращение молекул за время наблюдения может приводить к усреднению взаимодействия магнитных моментов [6]. Естественно, при достаточно большом моменте инерции молекулы вращением за времена порядка времени жизни μ^+-мезона можно пренебречь.

Как видно из рис. 8, изменение поляризации происходит по кривым с различными параметрами, причем отличаются как асимптотические пределы, к которым стремится поляризация с ростом поля, так и критические магнитные поля. Используя значение суммарной реакционной способности для бензола, полученное методом конкурирующих акцепторов, находим, что при $T = -196°$ С $P = 0{,}79 \pm 0{,}03$ в удовлетворительном согласии с асимптотическим пределом (рис. 8). Оценки по разнице реакционных способностей бензола и нафталина к реакциям присоединения по кратной связи [5, 25] показывают, что для $C_{10}H_8$ асимптота поляризации в пределах ошибок должна равняться единице, что соответствует экспериментальным данным.

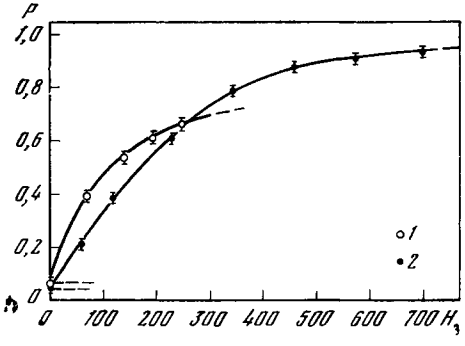


Рис. 8. Зависимость поляризации от напряженности продольного магнитного поля

Нижние пунктирные линии соответствуют поляризации в поперечном магнитном поле

1 — бензол (—196° С);
2 — нафталин (+30° С)

Разница в напряженности критического магнитного поля (86 ± 6 *гс* для C_6H_6 и 168 ± 11 *гс* для $C_{10}H_8$) качественно согласуется с представлением о меньших средних расстояниях миграции неспаренного электрона в молекуле нафталина ввиду наличия четвертичных атомов углерода. Количественный анализ данных результатов требует проведения детальных квантовохимических расчетов. Приняв весьма грубое приближение, что характер взаимодействия магнитных моментов μ^+-мезона и электрона в радикале остается таким же, что и в атоме мюония, и зависит лишь от среднего эффективного расстояния ($r_{эф}$), получаем для C_6H_6 $r_{эф} = 1{,}40 \pm 0{,}03$ Å и для $C_{10}H_8$ $r_{эф} = 1{,}12 \pm 0{,}02$ Å. Не проводя конкретной физической интерпретации этих значений, укажем лишь на высокую экспериментальную (но не расчетную) точность определения $r_{эф}$.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ μ^+-МЕЗОНОВ С КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

При исследовании описанных выше химических реакций с ковалентными органическими соединениями использовались естественные допущения, что мюоний сохраняет вакуумные характеристики в этих условиях, а также о малости вклада конверсионных взаимодействий в среде. Однако поведение μ^+-мезона (мюония) в кристаллической решетке имеет ряд особенностей, характерных для взаимодействий и явлений, изучаемых физикой твердого тела. Влияние периодического потенциала окружающей среды, наличие электронов проводимости или иных носителей заряда в решетке может приводить к изменению параметров атомарного мюония (например, к изменению частоты переходов между уровнями сверхтонкой структуры по сравнению с вакуумной величиной ω_0), а также к обменному взаимодействию со средой, характеризуемому параметром ν — частотой релаксации спина электрона в атоме мюония. Общая феноменологическая теория этих процессов развита в работах [6, 26—28].

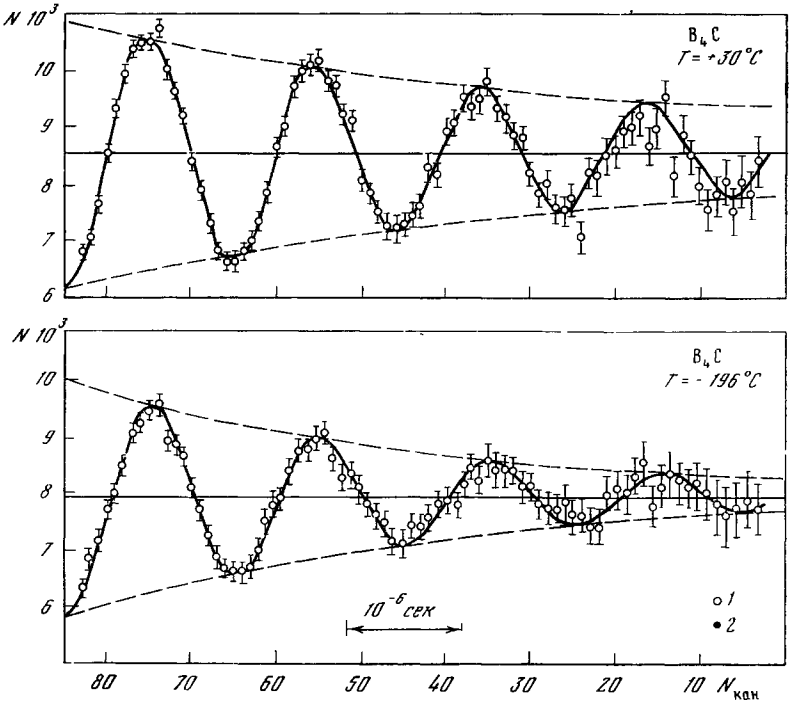


Рис. 9. Релаксация спина μ^+-мезона в карбиде бора при различных температурах в поперечном магнитном поле ($H_\perp = 50{,}8$ *гс*)

По оси абсцисс — время, по оси ординат — числа отсчетов, исправленные на фон случайных совпадений и экспоненциальный распад μ^+-мезонов

Как указывалось, конкурирующим процессом, который останавливает деполяризацию μ^+-мезона, является образование электронной структуры со скомпенсированными спинами электронов. Уровень деполяризации зависит от параметров среды и скорости взаимодействий и в случае достижения стационарного равновесия должен оставаться постоянным. Однако взаимодействие с кристаллической решеткой в ряде случаев приводит к «медленной» (масштаба микросекунд) деполяризации мезонной компоненты. При этом частота ларморовой прецессии в поперечном магнитном поле соответствует гиромагнитному отношению для свободного μ^+-мезона, но амплитуда прецессии уменьшается в течение времени наблюдения. Исследование этого эффекта, представляющего несомненный интерес для физики твердого тела, проводилось для карбида бора B_4C [9, 29, 30] (рис. 9), LiF и других ионных кристаллов [31, 32]. Специфична для этих взаимодействий зависимость константы скорости медленной деполяризации от температуры (рис. 9), когда понижение последней ускоряет процессы релаксации спина μ^+-мезона. Подобная закономерность позволяет исключить из рассмотрения взаимодействия, для которых характерно увеличение скорости процесса с ростом температуры. Далее, скорость медленной деполяризации зависит от напряженности продольного (но не поперечного!) магнитного поля. Релаксация спина μ^+-мезона замедляется с ростом $H_\parallel$ для каждого типа кристаллической решетки индивидуально, но характерным масштабом магнитного поля являются величины $H_\parallel$ в несколько десятков гаусс.

Возможные причины, вызывающие явление медленной деполяризации μ^+-мезонов в веществе, можно объединить в две группы. Первая группа реализуется, если после завершения мюониевой стадии еще не достигнуто химическое равновесие, т. е. не произошел процесс стабилизации μ^+-мезона в форме устойчивого образования. Пусть, например, соединение, в состав которого вошел мюоний, химически нестабильно и распадается за микросекундные интервалы времени, образуя парамагнитные комплексы (в частности, свободные радикалы). Тогда, если происходит изменение магнитных характеристик, при многостадийных процессах возможны каналы медленной деполяризации μ^+-мезона. Аналогичное воздействие могут оказывать также процессы перезарядки после окончания мюониевой стадии (медленные переходы типа $\mathrm{Mu} \rightarrow \mu^+ \rightarrow \mathrm{Mu}$ или при образовании отрицательного иона мюония), что возможно в средах с высоким значением диэлектрической постоянной. Указанные механизмы деполяризации рассматривались в работах [6, 28, 33].

Вторая группа причин медленной деполяризации связана с взаимодействием магнитного момента μ^+-мезона с локальными магнитными полями в среде, что также может приводить к уменьшению поляризации в течение времени наблюдения как в поперечных, так и в продольных магнитных полях [30, 34—36]. Возникновение локальных магнитных полей (ЛМП) в веществе может быть обусловлено наличием магнитных моментов ядер, включений парамагнитных ассоциаций, нарушениями кристаллической решетки и т. д. Ускоренное протекание процессов деполяризации при понижении температуры и влияние магнитных полей качественно согласуется с возможной ролью ЛМП.

Укажем на существенное различие поперечных и продольных магнитных полей при изучении их влияния на протекание процессов деполяризации μ^+-мезона в ЛМП. В поперечном магнитном поле влияние ЛМП сводится к изменению частот ларморовой прецессии. Статистический ансамбль локальных магнитных полей (даже при $H_{\text{лок}} < H_{\text{внешн}}$) вызывает «диффузию» спина мезона, что экспериментально соответствует (вследствие уменьшения проекции магнитного момента на ось квантования) деполяризации μ^+-мезона. В продольных магнитных полях с напряженностью $H_{\text{внешн}} \gg H_{\text{лок}}$ прецессия отсутствует, и делокализация за счет указанного механизма не имеет места. Таким образом, $P = f(H_{\parallel})$ дает указания о масштабах ЛМП в среде.

Изучение роли примесных атомов и дефектов кристаллической решетки показывает, что для щелочно-галоидных кристаллов [32] характер наблюдаемой картины, как правило, не меняется, хотя и происходит заметное (в зависимости от концентрации примесей) изменение параметров прецессии. Иная зависимость имеет место для полупроводниковых материалов, в которых тип и концентрация носителей заряда варьируются в широких пределах введением легирующих добавок или изменением температуры. Для полупроводников выявлен [30, 37] ряд любопытных эффектов — поляризация μ^+-мезонов меняется от минимального до максимального значений в зависимости от концентрации и типа примесных атомов, температуры и напряженности продольного магнитного поля; скорость деполяризации при изменении температуры варьирует в широком интервале значений, что указывает на необходимость совместного учета процессов быстрой и медленной деполяризации. Полученные экспериментальные результаты представляют значительный интерес, но детальная интерпретация сложной картины взаимодействий затруднена вследствие недостаточности имеющихся данных; укажем лишь на некоторые частные выводы.

Выбор механизма взаимодействия μ^+-мезона с кристаллической решеткой полупроводника связан с вопросом о состоянии мюония в среде. С этой точки зрения интересен факт существования [37] атомарного триплетного мюония в

монокристаллах германия при 77° К. Наличие мюониевой прецессии в этих условиях свидетельствует о малости процессов обменного взаимодействия мюония с электронами среды, но с ростом температуры увеличивается вклад конверсионных процессов и химических реакций стабилизации μ^+-мезона. В связи с этим существенны данные работ [38—40], где показано, что под влиянием кристаллической решетки полупроводниковых материалов (весьма чистые монокристаллы германия и кремния) происходит искажение волновых функций мюония, связанное с уменьшением энергии сверхтонкого расщепления в атоме. Значение электронной плотности $|\psi(0)|^2$ атома мюония в точке нахождения μ^+-мезона в этих средах уменьшается, что эквивалентно увеличению эффективного «радиуса» (r) атома мюония по сравнению с вакуумным значением в 1,2 раза (для Ge) и 1,35 $\pm$ 0,03 раза (для Si). Необходимо подчеркнуть [41, 42], что имеет место соотношение

$$r_0 < r < a, \tag{12}$$

где r_0 — радиус боровской орбиты атома мюония в вакууме; a — параметр кристаллической решетки полупроводника ($a_{Ge} = 5{,}657$ Å, $a_{Si} = 5{,}430$ Å). Левая часть неравенства свидетельствует о наличии взаимодействий электронной оболочки мюония с решеткой. Однако это взаимодействие не может быть описано на основе обычной макроскопической диэлектрической постоянной (ε), ибо тогда с учетом эффективной массы электрона в полупроводниках $r/r_0 \sim 30 \div 40$. Вместе с тем правая часть неравенства (12) показывает, что влияние кристаллической решетки на распределение электронной плотности мюония существенно слабее, чем, например, для водородоподобных примесных атомов, находящихся в узлах решетки [43]. В данных случаях необходим учет частотной дисперсии диэлектрической проницаемости среды [6, 44]. Изменение значения диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ для частоты поля, создаваемого электроном на кулоновском центре (в данном случае, на μ^+-мезоне), приводит к соответствующему изменению распределения электронной плотности атома мюония в среде.

Полученные данные позволяют считать, что мюоний, моделирующий атомарный водород, располагается в междуузлиях кристаллической решетки полупроводников и способен мигрировать по кристаллу [41]. Этот вывод, подтверждаемый фактом наблюдения ларморовой прецессии атомарного мюония в полупроводнике [37, 39], очевидно, справедлив и для поведения атома водорода в этих материалах. Последнее представляет несомненный интерес для физики твердого тела и, в частности, для теоретической разработки вопросов электронного спектра неметаллических кристаллов с примесными центрами. Подчеркнем, что в средах, где отсутствуют носители заряда, мюоний сохраняет вакуумные параметры, причем как при ковалентном (кварц, лед H_2O [45, 39]), так и при ионном (кубическая решетка хлористого калия [46]) типе химической связи.

5. ДРУГИЕ ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЮОНИЯ

Свободный атом мюония, как и атомарный водород, может также вступать с ионами переменной валентности в окислительно-восстановительные реакции с передачей электрона (например, $Mu + Fe^{+++} \rightarrow \mu^+ + Fe^{++}$). Эти реакции, однако, для мюония менее специфичны, поскольку, во-первых, сохраняется неопределенность дальнейшего поведения мезона (или системы, в которую он входит); во-вторых, существенное значение приобретает взаимодействие с неизбежно присутствующим растворителем; в-третьих, для парамагнетиков резко возрастает роль конверсионного обмена.

Некоторые эксперименты, выполненные с ионами Cu^{++}, Fe^{++}, Fe^{+++} [10], показали, что точность определения констант скорости реакций в данных случаях невысока, но наблюдается качественное согласие с аналогичными реакциями атомарного водорода, исследованными в радиационной химии водных растворов [47]. Изучение окислительно-восстановительных реакций с ионами в растворе наиболее перспективно по взаимодействиям позитрония [48, 49], поскольку для последнего специфична связь времени жизни с изменением электронного состояния.

Конверсионный обмен наиболее существен для соединений с неспаренными электронами (NO, O_2 и т. д.). Несмотря на высокие скорости химических ре-

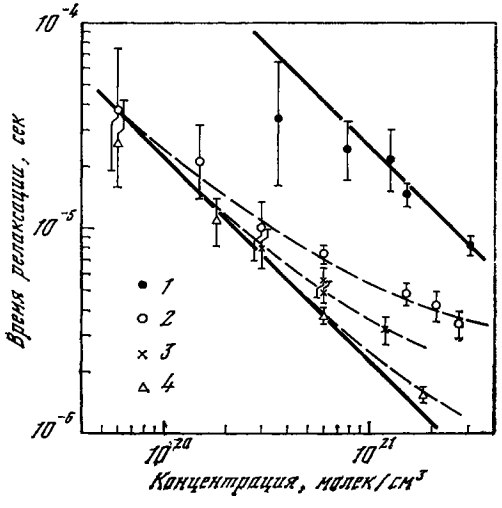


Рис. 10. Зависимость времени релаксации спина μ^+-мезона от концентрации солей парамагнитных ионов в водных растворах

1 — $Cu(NO_3)_2$; 2 — $MnCl_2$; 3 — $MnSO_4$; 4 — $Mn(NO_3)_2$

акций с данными соединениями, конверсионный обмен в них преобладает, и сечения процессов близки к газокинетическим факторам соударений [12]. Дополнительные возможности появляются при исследовании диамагнитных молекул, в состав которых входит мюоний, в условиях, когда осуществляется связь магнитных моментов μ^+-мезона и соседнего ядра. Прецессия в магнитном поле, недостаточном для разрыва связи магнитных моментов мезона и ядра, должна определяться суммарным магнитным моментом и спином системы. В частности, при выполнении определенных условий для состояний молекулы MuH частота прецессии в поперечном поле должна составлять 0,343, а коэффициент асимметрии $^1/_2$ от соответствующих значений для прецессии μ^+-мезона в составе молекулы. Здесь заложен один из возможных путей идентификации индивидуальных продуктов [50], образующихся при реакциях мюония с веществом.

Весьма интересны данные о магнитном взаимодействии μ^+-мезонов и парамагнитных ионов [51, 52], полученные при исследовании зависимости времени поперечной спиновой релаксации от концентрации ионов, по аналогии с протонным магнитным резонансом. Согласно теории ядерного магнитного резонанса [53], время поперечной релаксации спина протона молекулы воды (T_p) в гидратной оболочке парамагнитного иона связано с концентрацией иона в водном растворе прямолинейной зависимостью в координатах lg T — lg [Ac]; далее, при изменении магнитного момента (β) иона указанная зависимость смещается на величину, обратно пропорциональную квадрату отношения магнитных моментов взаимодействующих частиц. Следовательно,

для μ^+-мезона при замещении протона в молекуле воды должно выполняться соотношение $T_\mu/T_p = (\beta_p/\beta_\mu)^2 \simeq 0{,}1$. Прямые линии на рис. 10 получены экстраполяцией данных по измерениям методом ЯМР (с учетом разницы в магнитных моментах) для соответствующих катионов. При малых концентрациях солей наблюдается хорошее согласие времен релаксации протона и μ^+-мезона, но при повышении концентрации возникают явные отклонения от прямолинейной зависимости для некоторых анионов. Этот результат естественно трактовать как уменьшение степени диссоциации солей с ростом их концентрации, зависящее от природы аниона. Таким образом, появляется независимый метод проверки выводов теории сильных электролитов, изучения диссоциативных процессов в растворах высокой концентрации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность теоретических и экспериментальных данных подтверждает широкую применимость использования μ^+-мезона и мюония в различных областях исследований. Сюда следует отнести как вопросы атомной физики (вероятность образования мюония при замедлении μ^+-мезона в среде; параметры состояний сверхтонкой структуры мюония), физики твердого тела и полупроводников (спин-решеточная релаксация в кристаллах, спин-обменные взаимодействия в средах с различной концентрацией электронного газа; роль локальных магнитных полей; влияние кристаллической решетки на искажение волновых функций водородоподобных атомов; определение структуры кристаллов (глубокая аналогия с ядерным магнитным резонансом)), так и задачи химической кинетики (механизм и абсолютные константы скорости реакций модельного аналога атома водорода с соединениями различных классов; исследование энергий активации процессов с участием отличающихся по массе одноэлектронных атомов; изучение туннельного, подбарьерного взаимодействия мюония; влияние химической структуры молекул на их реакционную способность по различным каналам взаимодействий), структурной и квантовой химии (магнитные взаимодействия μ^+-мезона, ядер и неспаренных электронов в молекулах и радикалах; исследование делокализации электронной плотности; роль водородных связей при фазовых переходах). Несомненно, дальнейшее расширение исследований выявит новые перспективы использования мюониевого метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T. D. Lee, C. N. Yang.* Phys. Rev., 1957, **105**, 1671.
2. *Л. Д. Ландау.* ЖЭТФ, 1957, **32**, 405, 407.
3. *A. Salam.* Nuovo Cim., 1957, 5, 299.
4. *E. W. R. Steacie.* Atomic and Free Radical Reactions, Reinhold, N.—Y., 1954.
5. *В. Н. Кондратьев.* Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
6. *В. Г. Носов, И. В. Яковлева.* ЖЭТФ, 1962, **43**, 1750.
7. *В. Г. Фирсов, В. М. Бяков.* ЖЭТФ, 1964, **47**, 1074.
8. *J. M. Cassels, T. W. O'Keefee, M. Rigby, A. M. Wetherell, J. R. Wormald.* Proc. Phys. Soc., 1957, **A70**, 543.
9. *R. A. Swanson.* Phys. Rev., 1958, **112**, 580.
10. *А. И. Бабаев, М. Я. Балац, Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ЖЭТФ, 1966, **50**, 877.
11. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1969 **3**, 510.
12. *R. M. Mobley, J. M. Bailey, W. E. Cleland, V. W. Hughes, J. E. Rothberg.* J. Chem. Phys., 1966, **44**, 4354.
13. *R. M. Mobley, J. J. Amato, V. W. Hughes, J. E. Rothberg, P. A. Thompson.* J. Chem. Phys., 1967, **47**, 3074.

14. *H. W. Melville, J. C. Robb.* Proc. Roy. Soc., 1950, **A202**, 181.
15. *P. E. M. Allen, H. W. Melville, J. C. Robb.* Proc. Roy. Soc., 1953, **A218**, 311.
16. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1967, **1**, 387.
17. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1970, **4**, 447.
18. *А. М. Бродский, В. Г. Левич.* Докл. АН СССР, 1969, **186**, 1344.
19. *J. A. Pople.* Proc. Roy. Soc., 1951, **A205**, 163.
20. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ЖЭТФ, 1967, 53, 451.
21. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1967, **1**, 390.
22. *A. Buhler, T. Massam, Th. Muller, M. Schneegans, A. Zichichi.* Nuovo Cim., 1965, 39, 812.
23. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов.* ЖЭТФ, 1969, 56, 1199.
24. *Е. В. Минайчев, Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, Г. И. Савельев, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1971, 5, 74.
25. *M. Szwarc.* J. Chem. Phys., 1955, 23, 204.
26. *И. Г. Ивантер. В. П. Смилга.* ЖЭТФ, 1968, **54**, 559.
27. *И. Г. Ивантер, В. П. Смилга.* ЖЭТФ, 1968, 55, 1521.
28. *И. Г. Ивантер, В. П. Смилга.* ЖЭТФ, 1971, 60, 1985.
29. *Е. В. Минайчев, Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов. Г. И. Савельев, В. Г. Фирсов.* ЖЭТФ, 1969, 57, 421.
30. *B. Eisenstein, R. Prepost, A. M. Sachs.* Phys. Rev., 1966, **142**, 217.
31. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, Л. Я. Суворов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1967, **1**, 394.
32. *Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, Л. Я. Суворов, В. Г. Фирсов.* ХВЭ, 1969, **3**, 507.
33. *И. В. Яковлева.* ЖЭТФ, 1958, **35**, 970.
34. *R. A. Ferrell, F. Chaos.* Phys., Rev., 1957, **107**, 1322.
35. *R. A. Ferrell.* Phys. Rev., 1958, **110**, 1355.
36. *F. A. Ferrell, Y. Lee, M. Pal.* Phys. Rev., 1960, **118**, 317.
37. *Д. Г. Андрианов, Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов, В. И. Фистуль.* ЖЭТФ, 1969, 56, 1195.
38. *Д. Г. Андрианов, Е. В. Минайчев, Г. Г. Мясищева* и др. ЖЭТФ, 1970, 58, 1896.
39. *И. И. Гуревич, И. Г. Ивантер, Е. А. Мелешко* и др. ЖЭТФ, 1971, 60, 471.
40. *K. M. Crowe, R. F. Johnson, J. H. Brewer, F. N. Gygax, D. G. Fleming, A. Schenck.* Bull. Am. Phys. Soc., 1972, 17, 594.
41. *Д. Г. Андрианов, Ю. В. Обухов, В. Г. Фирсов, В. И. Фистуль.* Докл. АН СССР, 1971, **201**, № 4, 884.
42. *J. Shy-Yih Wang, C. Kittel.* Phys. Rev., B, 1973, **7**, № 2, 713.
43. *Р. Смит.* Полупроводники. ИЛ, 1962.
44. *G. Feher, R. Prepost, A. M. Sachs.* Phys. Rev. Lett., 1960, 5, 515.
45. *Е. В. Минайчев, Г. Г. Мясищева, Б. В. Обухов.* и др. ЖЭТФ, 1970, 58, 1586.
46. *И. Г. Ивантер, Е. М. Минайчев, Г. Г. Мясищева* и др. ЖЭТФ, 1972, 62, 14.
47. *P. Riesz, E. A. Hart.* J. Phys. Chem., 1959, **63**, 858.
48. *В. И. Гольданский.* Физическая химия позитрона и позитрония. «Наука», 1968.
49. *В. И. Гольданский, В. Г. Фирсов, В. П. Шантарович.* Докл. АН СССР, 1964, **155**, 636; Кинетика и катализ, 1965, VI, 564.
50. *В. Г. Фирсов.* ЖЭТФ, 1965, 48, 1179.
51. *A. Schenck.* Phys. Lett., 1970, 32A, 19.
52. *Е. В. Минайчев, Г. Г. Мясищева, Ю. В. Обухов* и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика высоких энергий и атомного ядра», вып. 2 (4). Харьков, ФТИ АН УССР, 1973.
53. *N. Bloembergen, E. M. Parcell, R. V. Pound.* Phys. Rev., 1948, **73**, 679.

V. РЕАКТОРЫ

А. Д. ГАЛАНИН

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

1. ВВЕДЕНИЕ

В первые годы после своего возникновения теория ядерных реакторов развивалась в СССР в полной изоляции от других стран. После первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, происходившей в Женеве в 1955 г., работы по теории ядерных реакторов стали публиковаться, и появилась возможность сравнить результаты, полученные в СССР, с результатами, полученными в других странах (главным образом в США). Такое сравнение показало большую общность идей и методов, разработанных независимо в СССР и США. Имелись, однако, и некоторые различия в подходах к решению ряда вопросов. Одним из таких вопросов явилась теория гетерогенных ядерных реакторов, которая развивалась главным образом в СССР [1—5]. Аналогичные работы в США проводились, но не получили значительного развития [6].

В последующие годы теория гетерогенного реактора, принципы которой были заложены в СССР в конце 40-х годов, получила заметное развитие и завоевывает все большую популярность. В значительной степени это связано с развитием вычислительной техники, которое позволило сильно расширить круг задач, рассматриваемых теорией (см., например, [7—10] и цитированную в этих работах библиографию).

В настоящем обзоре мы кратко рассмотрим работы по теории гетерогенных реакторов, выполненные в ИТЭФ при непосредственном участии автора.

Основная идея теории гетерогенного реактора принадлежала Л. Д. Ландау и состояла в следующем[1]. Каждый блок ядерного горючего можно, в известных условиях, характеризовать некоторым набором параметров, которые определяются только данным блоком, т. е. не зависят от свойств и расположения остальных. Эти параметры можно определять теоретически, изучая изолированный блок, помещенный в неограниченный замедлитель, либо считать эмпирическими постоянными.

Задачей теории гетерогенного реактора является определение свойств совокупности блоков при заданных свойствах каждого блока. Такое расчленение задачи на две части сильно упрощает теорию.

Для того чтобы описанное разделение теории было справедливо, необходимо выполнение неравенства

$$l_s \ll a, \tag{1}$$

где l_s — длина пробега рассеяния нейтрона в замедлителе; a — расстояние

[1] Первое систематическое изложение теории гетерогенного реактора содержится в работе А. И. Ахиезера и И. Я. Померанчука «Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем» (М., Отчет ИТЭФ, 1947).

между блоками. Влияние соседних блоков на свойства данного убывает экспоненциально с ростом расстояния. Поэтому вместо (1) можно записать

$$\exp\left(-\frac{a}{l_s}\right) \ll 1 \tag{2}$$

и достаточно, чтобы a было в 2—3 раза больше длины рассеяния. Условие (1) или (2) обычно выполняется в реакторах с графитовым или тяжеловодным замедлителем, которые мы только и будем иметь в виду в дальнейшем.

2. РЕАКТОР С МАЛЫМИ БЛОКАМИ

Первоначально теория гетерогенного реактора была сформулирована для достаточно малых блоков горючего. Имея в виду наиболее интересный с практической точки зрения случай, будем рассматривать в дальнейшем только цилиндрические блоки. Малыми блоками будем называть блоки, удовлетворяющие неравенству

$$c = \frac{\pi\rho^2}{S} \ll 1, \tag{3}$$

где ρ — радиус блока; S — площадь ячейки.

Рассмотрим идеализированный реактор на тепловых нейтронах, в котором поглощаются только тепловые нейтроны. В таком реакторе каждый блок характеризуется двумя постоянными: постоянной размножения η, которая равна числу быстрых нейтронов, возникших в данном блоке при поглощении им одного теплового нейтрона, и тепловой постоянной γ, равной отношению числа нейтронов, поглощенных блоком, к плотности на его поверхности.

Введем две функции Грина $G_f(r, r')$ и $G_s(r, r')$, равные числу тепловых нейтронов, возникших в точке r от единичного точечного источника соответственно быстрых и тепловых нейтронов, расположенного в точке r'. Если в точках r_k расположены блоки, свойства которых характеризуются параметрами η_k, γ_k, то в точке r под влиянием источников быстрых нейтронов и стоков тепловых образуется поле тепловых нейтронов

$$N(r) = \sum_k [\eta_k G_f(r, r_k) - G_s(r, r_k)]\, \gamma_k N(r_k), \tag{4}$$

где $N(r_k)$ — плотность нейтронов на поверхности блока, центр которого расположен в точке r_k и суммирование распространено на все блоки реактора. Пусть точка r стремится к точке на поверхности блока k. Тогда из (4) получим

$$N(r_k) = \sum_{k'} H(r_k, r_{k'})\, N(r_{k'}), \tag{5}$$

где

$$H(r_k, r_{k'}) = [\eta_{k'} G_f(r_k, r_{k'}) - G_s(r_k, r_{k'})]\, \gamma_{k'}. \tag{6}$$

Уравнение (5) есть система линейных однородных уравнений относительно неизвестных $N(r_k)$. Эта система имеет нетривиальное решение, если

$$\det(\hat{H} - 1) = 0; \qquad \hat{H}_{kk'} \equiv H(r_k, r_{k'}). \tag{7}$$

Очевидно, что (7) является условием критичности реактора.

При выполнении условия (1) в большей части объема ячейки справедливо уравнение диффузии. Если реактор имеет бесконечно большой отражатель тех же свойств, что и замедлитель в решетке реактора, то для случая

цилиндрических блоков функция G_s равна

$$G_s(r_k, r_{k'}) = \frac{1}{2\pi D_e} K_0\left(\frac{|r_k - r_{k'}|}{L_e}\right); \qquad G_s = (r_k, r_k) = \frac{1}{2\pi D_e} K_0\left(\frac{\rho_k}{L_e}\right), \tag{8}$$

где D_e, L_e — коэффициент и длина диффузии нейтронов в замедлителе; ρ_k — радиус блока k. Если для описания замедления нейтронов использовать возрастное приближение, то $G_f(r_k, r_{k'})$ имеет вид

$$G_f(r_k - r_{k'}) = \frac{\exp(\tau_e/L_e^2)}{4\pi D_e} \int\limits_{\tau_e/L_e^2}^{\infty} \exp\left[-\left(z + \frac{(r_k - r_{k'})^2}{4zL_e^2}\right)\right]\frac{dz}{z} \tag{9}$$

или при $\tau_e \ll L_e^2$

$$G_f(r) = \frac{\exp(\tau_e/L_e^2)}{2\pi D_e}\left\{K_0\left(\frac{r}{L_e}\right) - \frac{1}{2}E_1\left(\frac{r^2}{4\tau_e}\right) + \frac{\tau_e}{L_e^2}\left[e^{-\frac{r^2}{4\tau_e}} + \frac{r^2}{4\tau_e}E_1\left(\frac{r^2}{4\tau_e}\right)\right]\right\}, \tag{10}$$

где

$$E_1(x) = \int\limits_x^{\infty} e^{-t}\frac{dt}{t}.$$

Если используется диффузионное приближение для G_s, то под $N(r_k)$ надо понимать не истинную плотность нейтронов на поверхности блока k, а экстраполированное на поверхность блока значение диффузионного распределения, которое устанавливается вдали от блока.

Применив к уравнению (4) дифференциальный оператор $\Delta - L_e^{-2}$, получим

$$D_e\Delta N(r) - \frac{N(r)}{T} + \sum_k [\eta_k\gamma_k W(r, r_k) - \gamma_k\delta(r - r_k)]\, N(r_k) = 0, \tag{11}$$

где $W(r, r_k)$ — вероятность того, что рожденный в точке r_k быстрый нейтрон замедлится до тепловой энергии в точке r; T — время жизни теплового нейтрона в замедлителе. Уравнение (11) можно, конечно, написать и не обращаясь к (4). На первый взгляд кажется, что уравнение (4) имеет значительно большую область применения, чем (11), поскольку оно не предполагает обязательного использования диффузионного приближения для G_s. Это преимущество уравнения (4), однако, в значительной степени иллюзорно, поскольку, если выполнено условие (1), то недиффузионные поправки к $G_s(r_k, r_{k'})$ при $k \neq k'$ весьма малы. Что же касается величин γ и $G_s(r_k, r_k)$, то для их определения всегда надо учитывать отклонения от диффузионного приближения.

Если же условие (1) не выполнено, то формально можно написать уравнение (4), но параметры не могут считаться заданными величинами, т. е. они зависят от свойств и расположения соседних блоков.

Усреднив уравнение (11) по объему ячейки, получим уравнение гомогенизированного реактора (подробнее см. [11])

$$\Delta\bar{N}(r) - \frac{\bar{N}(r)}{L^2} + \frac{k}{L^2}\int W(r, r')\,\bar{N}(r')\,dr' = 0, \tag{12}$$

где $\bar{N}(r)$ — среднее значение нейтронной плотности; k — коэффициент размножения и L — длина диффузии—параметры гомогенного реактора, которые должны быть подобраны так, чтобы совпадали критические размеры, полу-

ченные из (11) и (12). Если блоки горючего достаточно малы, то нужно знать только одну величину — полный блок-эффект (или коэффициент проигрыша)

$$\zeta = \overline{N(r_k)}/\overline{N}_k \tag{13}$$

для того, чтобы получить эффективные коэффициенты уравнения (12). В уравнении (13) $\overline{N(r_k)}$ — среднее значение плотности по k-ой ячейке, $\overline{N}_k$ — среднее значение плотности по объему k-го блока.

Первым применением [5, 11] теории гетерогенного реактора было вычисление величины ζ и сравнение ее с результатом, который получается при использовании метода эквивалентной цилиндрической ячейки (ячейка Вигнера — Зейтца — прием, использовавшийся в теории твердого тела за много лет до создания ядерных реакторов).

Рассмотрим однородный реактор без отражателя. В этом случае можно считать, что все пространство вне реактора заполнено фиктивными источниками, так что суммирование в (4), (5) распространено на все пространство. Цель введения фиктивных источников — удовлетворить граничным условиям: плотность нейтронов (4) на границе реактора должна обращаться в нуль. Ядро $H(r_k, r_{k'})$ (6) при этом зависит только от разности $|r_k - r_{k'}|$.

Будем искать решение уравнения (5) в виде суперпозиции плоских волн

$$N(r_k) = \int c(\alpha) e^{i\alpha r_k} d\vartheta, \tag{14}$$

где ϑ — угол между α и r_k. Подставив (14) в (4) получим

$$N(r) = \int c(\alpha) e^{i\alpha r} \Phi(r, \alpha)\, d\vartheta, \tag{15}$$

где

$$\Phi(r, \alpha) = \sum_k H(r - r_k) e^{i\alpha(r - r_k)}, \tag{16}$$

причем суммирование распространено на все бесконечное пространство.

Как показывает более подробное исследование (см. [11]), величина $\Phi(r, \alpha)$ (16) при выполнении условий

$$\frac{S}{4\pi^2 L_e^2} \ll 1, \frac{S}{4\pi^2 \tau_e} \ll 1, \frac{\alpha^2 S}{4\pi^2} \ll 1 \tag{17}$$

не зависит от направления вектора α и поэтому может быть вынесена за знак интеграла в (15)

$$N(r) = \Phi(r, \alpha^2) \int c(\alpha) e^{i\alpha r} d\vartheta. \tag{18}$$

Поэтому $N(r)$ обращается в нуль, если равен нулю интеграл

$$I = \int c(\alpha) e^{i\alpha r} d\vartheta. \tag{19}$$

Для цилиндрического реактора $c = 1/2\pi$ и $I = J_0(\alpha r) = 0$ при $r = 2{,}405/\alpha$. В силу линейности уравнения (5) для определения α^2 достаточно рассмотреть одно слагаемое в (14). Тогда из (5) получим характеристическое уравнение реактора

$$\sum_k H(r_k) e^{i\alpha r_k} = 1. \tag{20}$$

Суммы, входящие в (20), можно вычислить (см. [11]) и получить

$$k = e^{\alpha^2\tau}(1 + \alpha^2 L^2), \tag{21}$$

что совпадает с характеристическим уравнением, полученным из (12). При этом величина ζ (13) выражается так

$$\zeta = Q + \frac{q_{10}}{q_0}; \qquad q_0 = \frac{\sum_e}{\sum_i}\frac{1}{c}, \tag{22}$$

где Q — коэффициент экранировки, т. е. отношение плотности нейтронов на внешней поверхности блока к средней по объему блока; а q_{10} равно

$$q_{10} = \frac{D_e S}{L_e^2}\sum_k G_s(r - r_k)\, e^{i\alpha(r-r_k)} - (1 + \alpha^2 L_e^2)^{-1}, \tag{23}$$

где точка r расположена на поверхности какого-либо блока. Сумма, входящая в (23), была вычислена для ряда ячеек [11]

$$q_0 = \frac{S}{4\pi L_e^2}\left[\ln\frac{1}{c} - \frac{3}{2} + \delta\right]; \; c \ll 1 \tag{24}$$

где для треугольной ячейки $\delta = 0{,}1464$, для квадратной $\delta = 0{,}0237$, для шестиугольной $\delta = 0{,}0025$, для прямоугольной ячейки δ зависит от отношения сторон; например, если оно равно 2, то $\delta = 0{,}370$. Для цилиндрической ячейки $\delta = 0$. Если не рассматривать сильно вытянутых ячеек, то зависимость коэффициента размножения от формы ячейки весьма мала. Так, например, если $S = 670$ *см*², $L_e^2 = 8000$ *см*² (что близко к параметрам тяжеловодного реактора атомной электростанции в ЧССР [12]), то замена шестиугольной ячейки на квадратную уменьшает коэффициент размножения на $1{,}4 \cdot 10^{-4}$.

Формула (24) получена не для истинной нейтронной плотности, а для экстраполированного диффузионного распределения. При переходе к истинным плотностям надо в (24) ввести поправку, которая, как правило, значительно больше, чем незначительные изменения δ, связанные с различием в форме ячейки. Поскольку недиффузионные поправки связаны с ходом плотности вблизи блока, а поправки на форму ячейки с далекими от блока областями, то можно считать, что эти две поправки независимы. Поэтому для вычисления недиффузионных поправок (если симметрия ячейки достаточно высокая) можно использовать цилиндрическую аппроксимацию ячейки.

Параметры гомогенизированного уравнения (12) следующим образом связаны с ζ:

$$k = \frac{\eta}{1 + q_0\zeta}; \qquad L^2 = \frac{q_0\zeta}{1 + q_0\zeta}L_e^2; \qquad \tau = \tau_e. \tag{25}$$

Если реактор имеет отражатель или если решетка реактора неоднородна, то определение критичности реактора путем решения уравнения (5) можно выполнить, привлекая только численные методы. Самый простой случай — это реактор с малым числом блоков и с большим (точнее бесконечным) отражателем. Такой расчет был произведен в 1957 г. при выполнении критического опыта на экспериментальном тяжеловодном реакторе ИТЭФ [13] (см. также более ранние работы [1—4]). При этом оказалось, что если количество каналов с горючим ~ 30, то различие в критических объемах активной зоны реактора, полученных по гомогенному и гетерогенному уравнениям при соблюдении идентичности физических констант, составляет $\sim 10\%$. Экспериментально определенный объем значительно лучше согласуется с расчетом, который учитывает гетерогенную поправку (отклонение $\sim 3\%$).

3. РЕАКТОР С БОЛЬШИМИ БЛОКАМИ

Необходимость распространить теорию на случай, когда размер блоков не мал, диктуется следующими соображениями: 1) в энергетических реакторах с охлаждением кипящей водой или газом размер блока достаточно велик (величина c может достигать 0,2—0,3); 2) если замедлителем вне блоков служит графит или тяжелая вода, а теплоносителем — простая вода, то заметная часть замедляющей способности среды сосредоточена внутри блоков, что нельзя адекватно отразить в модели с бесконечно малыми блоками; 3) нельзя построить теорию длины миграции, включая анизотропию миграции, если ограничиться малыми блоками.

Распространяя теорию на случай больших блоков, мы сталкиваемся с несколькими трудностями. Во-первых, трудно использовать возрастное приближение из-за того, что нет простых аналитических решений. Многогрупповое приближение весьма громоздко для общего анализа и поэтому надо, хотя бы в качестве первого приближения, воспользоваться двухгрупповой теорией. Во-вторых, необходимо учесть зависимость «собственного поля блока» от азимутального угла. В модели точечных блоков существует зависимость нейтронного поля в ячейке от азимутального угла, но эта зависимость исчезает по мере уменьшения расстояния до блока, т. е. зависимость нейтронного поля от угла возникает только из-за влияния других блоков. Для вычисления среднего коэффициента диффузии в ячейке надо выяснить, как деформируется блоком внешнее поле с постоянным градиентом. Эта деформация аналогична той, которая вызывается присутствием диэлектрика в постоянном внешнем электрическом поле — в диэлектрике индуцируется дипольный момент и поле этого диполя накладывается на внешнее поле.

Таким образом, решетку ядерного реактора надо рассматривать не только как совокупность источников и стоков нейтронов, но и как совокупность дипольных моментов [14]. Дипольное приближение является минимальным для построения теории длины миграции.

Третья трудность тесно связана со второй — возрастает число параметров, характеризующих блок, необходимо еще вычислить «коэффициенты поляризации» блока [15].

Прежде всего надо оправдать применение двухгрупповой теории. Сравним двухгрупповую функцию

$$G_f^{\mathrm{II}}(r) = \frac{1}{2\pi D_e}\left(1 - \frac{\tau_e}{L_e^2}\right)^{-1}\left[K_0\left(\frac{r}{L_e}\right) - K_0\left(\frac{r}{\sqrt{\tau_e}}\right)\right] \tag{26}$$

с G_f (9). Функции (26) и (9) имеют одинаковую нормировку и первый момент. Если $\tau_e \ll L_e^2$, что справедливо для графита и тем более для тяжелой воды, то эти функции совпадают при $r \to \infty$ и достаточно близки при $r = 0$. Таким образом, несмотря на сильное различие в описании пространственного распределения замедляющихся нейтронов в возрастном и двухгрупповом приближениях, распределения тепловых нейтронов, возникших от точечного источника быстрых нейтронов, в этих двух моделях близки. Поэтому можно предвидеть, что ряд результатов не будет зависеть от модели.

Построение теории происходит следующим образом. Записывается общее решение уравнения замедления и диффузии в виде разложения в ряд Фурье около каждого блока

$$N_k(r, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} N_k^n(r)\, e^{in\varphi_k}. \tag{27}$$

Нейтронное поле около некоторого произвольного, но фиксированного блока формируется под влиянием всех других блоков. Пользуясь теоремами сложения цилиндрических функций, можно переписать вклад всех блоков в поле около данного, как функцию угла около этого же блока.

Далее, используя граничные условия на поверхности каждого блока, можно исключить все постоянные, кроме амплитуд разложения (27) на поверхности блока. Результат можно записать в различных формах. Мы приведем здесь запись, которая использована в [11]. Эта запись близка к записи уравнений с точечными блоками (см. также [10]). Если N—вектор с компонентами N_k^n, то уравнение имеет вид

$$N = \hat{H}N, \tag{28}$$

где матрица $\hat{H}$ равна

$$\hat{H} = \hat{S}\hat{\lambda} + [(1 - \tau_e/L_e^2)^{-1}(\hat{\bar{S}} - \hat{S}) + \hat{S}\hat{\mu}'\hat{\bar{S}}](1 - \hat{\lambda}'\hat{\bar{S}})^{-1}\hat{\mu}, \tag{29}$$

причем

$$\hat{S} = \hat{F}(\rho\hat{F}')^{-1}; \qquad \hat{\bar{S}} = \hat{\bar{F}}(\rho\hat{\bar{F}}')^{-1}, \tag{30}$$

и если реактор имеет бесконечный отражатель из того же вещества, что и замедлитель в решетке, или, наоборот, вовсе не имеет отражателя и используется метод фиктивных источников, то

$$F_{nn'}^{kk'} = K_n\left(\frac{r}{L'}\right)\delta_{kk'}\delta_{nn'} + I_n\left(\frac{r}{L'}\right)(1 - \delta_{kk'})(-1)^{n'}K_{n'-n}\left(\frac{r_{kk'}}{L'}\right)e^{i(n'-n)\chi_{kk'}};$$

$$\bar{F}_{nn'}^{kk'} = F_{nn'}^{kk'}(L_e \to \sqrt{\tau_e}); \qquad L'^2 = \frac{L_e^2}{1 + \alpha_z^2 L_e^2}; \qquad r_{kk'} = |r_k - r_{k'}|, \tag{31}$$

где $\chi_{kk'}$ угол, образованный вектором $r_{kk'}$ с некоторым направлением, условно выбранным за начало отсчета углов.

Матрицы $\hat{\lambda}$, $\hat{\lambda}'$, $\hat{\mu}$, $\hat{\mu}'$ являются диагональными матрицами граничных коэффициентов и определяются с помощью равенств

$$\rho\frac{\partial N}{\partial \rho} = \hat{\lambda}N - \frac{\tau_e}{D_e}\hat{\mu}'n; \qquad \rho\frac{\partial n}{\partial \rho} = \hat{\lambda}'n - \frac{D_e}{\tau}\hat{\mu}N, \tag{32}$$

где n имеет компоненты n_k^n амплитуды разложения плотности замедления [аналогично (27)].

Уравнения (28)—(32) нетрудно обобщить на многогрупповое приближение [см. например, [10]] и учесть поглощение нейтронов при замедлении. Поглощение нейтронов резонансного характера (точнее одним резонансным уровнем) учитывалось в теории малых блоков в работах [5, 11, 13].

Значения граничных коэффициентов в диффузионном приближении нетрудно получить [11]. Здесь мы приведем только значение λ для первой гармоники

$$\lambda_1 = \frac{D_i}{D_e}(2Q - 1) = \frac{1 + \beta}{1 - \beta}, \tag{33}$$

где β — коэффициент поляризации. Для пояснения этого названия рассмотрим поле точечного диполя. Пусть два параллельных нитевидных источника мощностью j и $-j$ расположены в точках r_0, $-r_0$. Эти источники создают

поле

$$G_1(r) = \frac{j}{2\pi D_e}\left[K_0\left(\frac{|r-r_0|}{L_e}\right) - K_0\left(\frac{|r+r_0|}{L_e}\right)\right].$$

Пусть теперь $|r_0| \to 0$, а дипольный момент $P = -2j|r_0|$ остается конечным. Тогда

$$G_1(r) = -\frac{P}{2\pi D_e L_e} K_1\left(\frac{r}{L_e}\right)\cos\varphi.$$

Если вместо диполя имеется блок радиуса ρ, причем вдали от блока внешнее поле имеет постоянный градиент, то это внешнее поле индуцирует в блоке дипольный момент P, так что вне блока поле равно

$$N_e = \left[Cr - \frac{P}{2\pi D_e L_e} K_1\left(\frac{r}{L_e}\right)\right]\cos\varphi. \tag{34}$$

Вместо дипольного момента можно ввести коэффициент поляризации β, определив его равенством

$$P = 2\pi\rho^2 D_e \beta \frac{\partial \overline{N}}{\partial x}, \tag{35}$$

где $\overline{N}$ — внешнее поле, т. е. $\overline{N} = Cx$. Тогда при $r \ll L_e$, имеем

$$N_e(r) = C\left(r - \beta\frac{\rho}{r}\right)\cos\varphi.$$

Поле нейтронов внутри блока, точнее та его часть, которая пропорциональна $\cos\varphi$, равна

$$N_i(r) = AI_1\left(\frac{r}{L_i}\right)\cos\varphi.$$

Диффузионные граничные условия позволяют определить β, причем результат совпадает с (33). Способы более точного определения β мы обсудим несколько ниже.

Полученные общие уравнения можно применить к решению самой простой задачи — определению блок-эффекта ζ (13). Если не учитывать гармоник и если блок не замедляет (учет замедления не представляет трудностей, см. [11]), то вместо (22) получим [5, 11].

$$\zeta = Q + \frac{q_1}{q^0}, \tag{36}$$

где [условия (17) считаются выполненными]

$$q_1 = \varepsilon\left[\frac{\ln 1/c}{1-c} - \frac{3}{2} + \frac{c}{2} + \frac{\delta}{1-c}\right], \qquad \varepsilon = \frac{S}{4\pi L_e^2} \ll 1, \tag{37}$$

причем δ имеет прежнее значение.

Учет гармоник приводит к поправке в (37), которая тем меньше, чем больше симметрия ячейки и чем меньше свойства блока отличаются от свойств замедлителя вне блока. Так, для квадратной ячейки при слабом поглощении в блоке поправка равна [11]

$$\delta q_1 = \varepsilon\frac{5c^4}{\pi^4}\frac{D_e - D_i}{D_e + D_i}. \tag{38}$$

Эта поправка весьма мала даже в самом неблагоприятном случае, когда $D_i \gg D_e$ и ρ максимально ($\rho = a/2$; $c = \pi/4$).

Следующая задача — определение длины миграции в направлении, параллельном блокам. Для ее решения достаточно рассмотреть реактор бесконечный в радиальном направлении и конечный в осевом. Далее надо учесть, что в случае конечного реактора без отражателей на основаниях роль длины диффузии в замедлителе играет величина

$$L' = \frac{L_e}{\sqrt{1 + \alpha_z^2 L_e^2}}$$

(аналогично для τ), и коэффициент λ_0 зависит от α_z^2, поскольку утечка нейтронов вдоль блоков изменяет и радиальный ток нейтронов на блок. Результаты приведены в [11]

$$L_\parallel^2 = \frac{q + \frac{c}{1+q}\omega q_0}{1+q} L_e^2, \qquad q = \zeta q_0. \tag{39}$$

$$\tau_\parallel = \left(1 + \frac{c}{1-c}\bar{\omega}\right)\tau_e + \frac{\rho^2}{4}\frac{\bar{\omega}}{1-c}\frac{q_1}{\varepsilon}, \tag{40}$$

где ω, $\bar{\omega}$ — коэффициенты продольной поляризации для тепловых и замедляющихся нейтронов (см. ниже). Если записать $L_\parallel^2 = \bar{T}\bar{D}$ и определить среднее время жизни нейтрона $\bar{T}$ с учетом неравномерности потока, то (39) эквивалентно такому усреднению транспортных сечений:

$$\left(\frac{1}{\Sigma_{tr}}\right) = \frac{(1-c)\bar{N}_e\Sigma_{tre}^{-1} + c\bar{N}_i\omega\Sigma_{tri}^{-1}}{(1-c)\bar{N}_e + c\bar{N}_i}. \tag{41}$$

Прежде чем переходить к результатам для перпендикулярной длины миграции, приведем некоторые качественные соображения. Уже упоминалось выше, что имеется аналогия между диффузией нейтронов в неоднородной среде и электрическим полем в среде с диэлектриками. Эта аналогия превращается в точное соответствие, если справедливо диффузионное приближение и если можно пренебречь поглощением. Тогда воспользуемся известными результатами из теории диэлектриков (см. например, [16]), а именно: учтем отличие среднего поля в среде от «действующего» на блок (молекулу диэлектрика). Для цилиндрических блоков при этом получается (см. [11], а также [17—18])

$$D_\perp = D_e\frac{1 + c\beta}{1 - c\beta}; \qquad \beta = \frac{D_i - D_e}{D_i + D_e}. \tag{42}$$

Для получения более точных результатов надо использовать общее уравнение (28). Достаточно рассмотреть реактор, бесконечный в осевом направлении и конечный в радиальном. Если реактор не имеет отражателя, то так же, как это делалось в случае малых блоков, можно искать решение уравнения (28) в виде неограниченных плоских волн. Необходимо учесть в разложении (27) члены с $n = 0, \pm 1$. Получив в результате условие критичности в линейном приближении по α^2 : $k = 1 + \alpha^2\bar{M}_\perp^2$ назовем, по определению, величину $M_\perp$ длиной миграции в перпендикулярном направлении. Результаты (см. подробнее [11, 19]) можно записать следующим образом (здесь выписаны результаты для незамедляющего блока):

$$M_\perp^2 = L_\perp^2 + \tau_\perp + \Delta M_\perp^2, \tag{43}$$

где $L_\perp^2$ равно

$$L_\perp^2 = \frac{q}{1+q}\frac{v}{1-c}L_e^2; \qquad v = \frac{1+\beta c}{1-\beta c}, \tag{44}$$

чему соответствует коэффициент диффузии

$$D_\perp = D_e\frac{1+\beta c}{1-\beta c}(1-c+c\zeta^{-1})^{-1}; \tag{45}$$

далее $\tau_\perp$ равно ($\bar\beta$ — коэффициент поляризации для замедляющихся нейтронов)

$$\tau_\perp = \frac{\bar v\tau}{1-c}; \qquad \bar v = \frac{1+\bar\beta c}{1-\bar\beta c}. \tag{46}$$

В (43) появляется интерференционный член, зависящий как от β, так и от $\bar\beta$:

$$\Delta M_\perp^2 = \frac{\beta-\bar\beta}{(1-\beta c)(1-\bar\beta c)}\frac{p^2}{2}p - \frac{p^2}{4}\frac{(1-\beta)(1-\bar\beta)}{(1-\beta c)(1-\bar\beta c)}(\zeta+\bar\mu_1 p), \tag{47}$$

где

$$p = (1-c)\left[1-\frac{c(1+\bar\beta-2\bar\beta c)}{(1-\bar\beta c)(1-c)^2}\frac{q_1}{\varepsilon}\right]$$

и коэффициент $\bar\mu_1$ в диффузионном приближении равен

$$\bar\mu_1 = \frac{2D_i}{D_e}(Q-1). \tag{48}$$

Проведем некоторый анализ полученных результатов. Средний коэффициент диффузии (45) можно сравнить с двумя простыми способами усреднения: усреднение длин рассеяния

$$\langle D_1\rangle = \frac{(1-c)D_e + cD_i\zeta^{-1}}{1-c+c\zeta^{-1}} \tag{49}$$

и усреднение сечений

$$\langle D_2\rangle = \frac{1-c+c\zeta^{-1}}{(1-c)D_e^{-1}+c\zeta^{-1}D_i^{-1}}. \tag{50}$$

В качестве примера рассмотрим тяжеловодный реактор с газовым охлаждением для атомной электростанции в ЧССР [12], его характеристики приведены в [11]. Для этого реактора получим ($\beta = 0{,}498$)

$$\frac{\langle D_1\rangle}{D_\perp} = 0{,}89; \qquad \frac{\langle D_2\rangle}{D_\perp} = 0{,}82, \tag{51}$$

т. е. ошибка простых способов усреднения (49), (50) равна 11—18%, причем в данном конкретном случае усреднение длин рассеяния дает несколько меньшую погрешность, чем усреднение сечений.

Коэффициент диффузии для замедляющихся нейтронов равен (тот же пример реактора $\bar\beta = 0{,}336$)

$$\bar D_\perp = \bar D_e\frac{1+\bar\beta c}{1-\bar\beta c} = 1{,}14\bar D_e, \tag{52}$$

в то время как усреднение по (49), (50) дает

$$\frac{\langle \overline{D}_1 \rangle}{\overline{D}_\perp} = 1{,}06; \qquad \frac{\langle \overline{D}_2 \rangle}{\overline{D}_\perp} = 0{,}97, \tag{53}$$

т. е. в этом случае усреднение сечений приводит к меньшей погрешности, чем усреднение длин рассеяния.

Разность перпендикулярной и параллельной длин диффузии равна

$$L_\perp^2 - L_\parallel^2 = \frac{cq}{1+q} L_e^2 \frac{1}{1-c}\left[\frac{2\beta}{1-\beta c} - \left(\frac{\omega}{\zeta} - 1\right)\right]. \tag{54}$$

Для упомянутого выше реактора $\beta \cong 0{,}5$, $\omega \cong 2{,}3$ $\zeta \cong 1{,}7$ и $L_\perp^2 > L_\parallel^2$, однако если в (54) не учитывать блок-эффект, т. е. положить $\zeta = 1$, то знак анизотропии изменится.

Величина $\Delta M_\perp^2$ порядка $\rho^2 / 4$, что для рассматриваемого примера составит ~ 10 *см*^{2} или $\sim 3\%$ от $M_\perp^2$. Была сделана попытка уточнить возрастное приближение путем учета первого пробега [11, 20]. Вычисления показали, что соответствующая поправка состоит из двух членов разного знака и поэтому чувствительна к выбору констант для быстрых нейтронов. Результирующая поправка порядка $\rho^2/4$. Отсюда следует, что точность порядка $\rho^2/4$ может быть достигнута, если диффузия нейтронов с большими энергиями, которые испытали 1—2 столкновения, будет рассмотрена более детально. Это можно сделать, если разработать соответствующие численные методы решения кинетического уравнения.

Рассмотрим теперь возможные способы вычисления коэффициентов поляризации: продольной (ω) и поперечной (β). Диффузионное приближение

$$\omega = \frac{D_i}{D_e}; \qquad \beta = \frac{1-s}{1+s}; \qquad s = \frac{D_e}{D_i}(2Q-1)^{-1} \tag{55}$$

с теоретической точки зрения неудовлетворительно, поскольку оно не дает правильного предельного перехода к гомогенному случаю. Однако с практической точки зрения ошибки в L^2 за счет ошибок в ω, β часто не очень велики

$$\frac{\delta L_\perp^2}{L_\perp^2} = \frac{2c\delta\beta}{1-\beta^2c^2}; \qquad \frac{\delta L_\parallel^2}{L_\parallel^2} = \frac{c}{1-c}\zeta^{-1}\delta\omega. \tag{56}$$

Более точные расчеты показывают, что обычно ошибки диффузионного приближения порядка $\delta\beta \lesssim 0{,}05$, $\delta\omega \lesssim 0{,}3$. Если $c \sim 0{,}2$ и $\zeta \sim 1{,}5 - 2{,}0$, то $\delta L_\perp^2/L_\perp^2 \lesssim 0{,}02$ и $\delta L_\parallel^2/L_\parallel^2 \lesssim 0{,}05$. Часто такие точности являются достаточными [во всяком случае ошибки простых усреднений (49), (50) больше].

Более точное вычисление β, ω производилось в P_2 приближении (см. [11, 15]). В этом случае осуществляется правильный предельный переход к гомогенному случаю. Приближение P_2 можно использовать для описания диффузии в среде с пустыми или черными каналами. Коэффициент поперечной поляризации можно, кроме того, вычислить по методу баланса. Этот метод аналогичен методу баланса, применяемому для определения эффективного радиуса черного цилиндра [21], и основан на использовании некоторого закона сохранения, которым обладает кинетическое уравнение, кроме закона сохранения числа частиц [22, 11].

Сравнение с экспериментом [23] по измерению коэффициента диффузии в среде с пустыми каналами показывает, что метод баланса дает значения, совпадающие с экспериментальными в пределах ошибок опыта ($\sim 1\%$ [11]), вплоть до таких каналов, когда коэффициент диффузии среды с пустотами возрастает в 2 раза по сравнению с коэффициентом диффузии сплошной среды.

Приближение P_2 дает несколько большую погрешность. Простые интерполяционные формулы

$$\frac{1}{\omega} = (1-a)\left(\frac{1}{\omega}\right)_{P_1} + a\left(\frac{1}{\omega}\right)_{P_2}; \qquad \beta = (1-a')\beta_{P_1} + a'\beta_{P_2}, \tag{57}$$

где $a \cong 3/4$, $a' \cong 2/3$ дают превосходное согласие с экспериментом [11].

Аналитические результаты для коэффициентов поляризации были получены для однородного блока (β вычислено также для блока с пустым зазором [22]). Если блок имеет сложную структуру, то необходимо привлечь численные методы.

Таким образом, общая теория гетерогенного реактора с большими блоками позволила получить достаточно точные результаты для длины миграции. Напомним здесь, что мы все время имели в виду случай, когда выполнено условие (1). Если оно не выполнено, то для определения длины миграции следует обратиться к другим методам [24, 25].

4. ПОЛИЯЧЕЙКИ

Решетка ядерного реактора, как правило, состоит из различных блоков: блоки горючего могут содержать неодинаковое число делящихся ядер, например, в силу различного выгорания из-за разного времени пребывания в реакторе; некоторые каналы могут быть заняты органами регулирования, мишенями для производства изотопов и т. д. Если элементарная ячейка состоит из нескольких каналов, а активная зона — из периодически повторяющихся элементарных ячеек, то мы говорим о сложной решетке и о сложной ячейке или о полиячейке.

Теория полиячейки может быть построена исходя из общих уравнений: (5) — для малых блоков, (28) — для больших. Основным здесь является не столько вопрос ϱ критичности, сколько определение «взаимного блок-эффекта», т. е. отношения средних потоков по объему блоков.

Если реактор достаточно большой, то взаимный блок-эффект слабо зависит от утечки нейтронов и поэтому его можно вычислять для бесконечно большой решетки Если свойства блоков, входящих в состав полиячейки, очень сильно различаются, то пренебрежение гармониками при описании полиячейки незаконно. Однако во многих случаях достаточная точность достигается и без такого учета. На примере формулы (37) мы видели, что для достаточно симметричных ячеек можно достичь очень высокой точности без учета гармоник, но с учетом конечности величины c (3).

Чтобы не усложнять постановку задачи, рассмотрим двойную решетку, т. е. такую решетку, в каждой ячейке которой содержится только два неэквивалентных блока. Пусть блоки первого сорта расположены в точках r_{k_1}, а второго в точках r_{k_2}. Тогда уравнение (28) дает

$$N(r_{k_1}) = \sum_{k_1'} H(r_{k_1}, r_{k_1'}) N(r_{k_1'}) + \sum_{k_2'} H(r_{k_1}, r_{k_2'}) N(r_{k_2'}),$$

$$N(r_{k_2}) = \sum_{k_1'} H(r_{k_2}, r_{k_1'}) N(r_{k_1'}) + \sum_{k_2'} H(r_{k_2}, r_{k_2'}) N(r_{k_2'}). \tag{58}$$

Решение системы уравнений (58) ищем в виде плоских волн

$$N(r_{k_1}) = N_1 e^{i\alpha r_{k_1}}; \qquad N(r_{k_2}) = N_2 e^{i\alpha r_{k_2}}. \tag{59}$$

Из (58) необходимо определить α^2 и отношение N_2/N_1. Если блоки точечные, то матрица $\rho F'$ [см. (30)] превращается в единичную и задача упрощается. Ее решение приведено в [5]. Если блоки не точечные, но гармоники не учитываются, то решение также можно довести до конца (см. [11], где рассмотрено несколько вариантов двойных решеток).

Наиболее простым является случай, когда источники тепловых нейтронов распределены равномерно по объему полиячейки. Теоретически это выполняется, когда

$$\exp\left(-\frac{4\pi^2\tau_e}{S}\right) \ll 1, \tag{60}$$

где S — площадь полиячейки. Это условие для больших полиячеек может быть нарушено. Однако если $\tau_e \ll L_e^2$, то неоднородность источников слабо влияет на распределение тепловых нейтронов. Поэтому модель постоянных источников можно с известной осторожностью применять и в том случае, если условие (59) несколько нарушено. Если, кроме того, выполнено условие $S/4\pi^2 L_e^2 \ll 1$, то все суммы, возникающие при подстановке (59) в (58), удается вычислить аналитически. Также удается вычислить обратную матрицу $(\rho F')^{-1}$ (если не учитываются гармоники [26]). Тогда задача сводится только к решению системы линейных уравнений, которые возникают в силу граничных условий (32); число неизвестных равно числу неэквивалентных блоков в сложной ячейке [26].

Основная задача, которую приходится при этом решать,— это правильное введение недиффузионных поправок. Если условие (1) выполнено с большим запасом, то можно недиффузионные поправки определять для изолированного блока, помещенного в неограниченную среду. Практически, однако, соседние блоки все же оказывают некоторое влияние на свойства выбранного блока. Поэтому желателен более точный способ расчета. Один из возможных способов состоит в следующем. Около каждого блока полиячейки можно провести линию равного нулю градиента. Эта линия ограничивает некоторую площадь S_a. Поскольку недиффузионные поправки слабо зависят от формы ячейки, то рассмотрим цилиндрическую ячейку той же площади S_a. Такую ячейку будем называть аппроксимирующей ячейкой. Площадь аппроксимирующей ячейки пропорциональна количеству тепловых нейтронов, поглощенных данным блоком. Это количество пропорционально среднему значению потока тепловых нейтронов в данном блоке, которое неизвестно. Пользуясь тем, что результат слабо зависит от площади аппроксимирующей ячейки, можно для взаимного блок-эффекта принять приближенное значение, следующее из диффузионного расчета. Таким образом, определены приближенные значения площадей аппроксимирующих ячеек для всех блоков полиячейки (их сумма, очевидно, должна быть равна площади полиячейки). Теперь надо каким-либо численным методом решить кинетическое уравнение для каждой аппроксимирующей ячейки с цилиндрической симметрией.

Из этого решения прежде всего определим коэффициент экранировки Q, нужный для определения граничного условия λ_a (для простоты рассматривается блок без замедлителя, S_0 — площадь блока)

$$\lambda_0 = \frac{3S_0}{2\pi} \sum_{tre} \sum_{ai} Q^{-1}. \tag{61}$$

Вторая недиффузионная поправка — это отношение экстраполированного на поверхность блока значения диффузионного распределения к истинному значению плотности нейтронов, полученному при решении кинетическо-

го уравнения (так называемый недиффузионный скачок). Эта поправка может быть получена путем сравнения точного и диффузионного решения для плотности нейтронов в аппроксимирующей ячейке. Третья недиффузионная поправка менее существенна. Она возникает потому, что диффузионная плотность в замедлителе вблизи к блоку больше, чем истинная, что приводит к дополнительному поглощению нейтронов в замедлителе при диффузионном расчете. Пусть N, $N(R)$ и $\langle N\rangle$ — плотность нейтронов, полученная путем недиффузионного расчета на поверхности блока, на внешней границе ячейки и среднее значение плотности в замедлителе вне блока. Тогда недиффузионный скачок равен [26]

$$\frac{N^d}{N} = \frac{N(R)}{N} - \frac{\lambda_0}{2(1-c)}\left[\ln\frac{1}{c} - 1 + c\right], \tag{62}$$

а среднее значение превышения диффузионного распределения над точным

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{1}{S_a N}\int\limits_{\rho}^{R}(N^d(r) - N(r))\,dv = \frac{N^d}{N} + \frac{\lambda_0}{2(1-c)}\left[\frac{\ln 1/c}{1-c} - \right.$$
$$\left. - \frac{3}{2} + \frac{c}{2}\right] - \frac{\langle N\rangle}{N}, \tag{63}$$

где $c = (\rho/R)^2$, $S_a = \pi R^2$; R — радиус аппроксимирующей ячейки; λ_0 дано в формуле (61).

До сих пор речь шла о теории полиячейки, основанной на решении уравнения диффузии в замедлителе (28) с последующим введением недиффузионных поправок. Можно идти другим путем и применить идеи, заложенные в гетерогенном подходе, непосредственно к P_N-методу сферических гармоник. При этом мы избегаем не вполне последовательной и несколько громоздкой процедуры введения недиффузионных поправок, которая описана выше. Основное соображение здесь состоит в различном подходе к асимптотической (диффузионной) и переходной части решения. Асимптотическая часть решения рассматривается так же, как диффузионное решение, и производится аналитическое суммирование влияния всех блоков на данный. Для переходной части достаточно учесть только влияние ближайших соседей [если выполнено (1)]. Эта идея была реализована [27] для P_3-приближения и при постоянных источниках по объему полиячейки. При этом не учитывались азимутальные гармоники. Сравнение с другим численным методом решения уравнения P_3-приближения для сложной ячейки [28] показало, что пренебрежение азимутальными гармониками приводит к весьма малым погрешностям во взаимном блок-эффекте даже при большом различии в сечениях поглощения соседних блоков полиячейки [29].

Это метод рассмотрения полиячейки можно использовать и в том случае, если для решения кинетического уравнения применяются и другие приближенные методы (например, метод поверхностных псевдоисточников [30]).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре рассмотрено два этапа развития теории гетерогенного реактора: приближение точечных блоков и дипольное приближение. В ряде задач хороший результат получается, если, с одной стороны, не учитывать азимутальных гармоник, а с другой — не пренебрегать параметром c (3), который формально должен считаться малым, если не учитывать гармоник. Чем выше симметрия ячейки, тем большую точность имеет такое приближение.

Все рассмотренные здесь конкретные задачи относятся к реактору с однородной решеткой или с однородной сложной решеткой. Если в решетке нет достаточной симметрии, то задача сводится к численному решению уравнения (5) для малых блоков или (28) для больших. Вопросы численного решения основного уравнения для реактора с большим числом блоков здесь не рассматривались — это тема для отдельной статьи. Если реактор содержит несколько сотен различных блоков, то непосредственное численное решение гетерогенного уравнения является сложной задачей даже для больших вычислительных машин. Поэтому полезны дальнейшие усовершенствования теории. Наибольшего внимания заслуживают схемы, которые соединили бы в себе преимущества гетерогенного подхода с его учетом каждого блока, с преимуществами гомогенного подхода, которое с физической точки зрения заключаются в близкодействии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. М. Фейнберг.* Реакторостроение и теория реакторов. Доклады советской делегации на Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, т. 5. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 578.
2. *Г. А. Бать.* Там же, стр. 199.
3. *А. Д. Галанин.* Там же, стр. 236.
4. *А. Д. Галанин.* Там же, стр. 553.
5. *А. Д. Галанин.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Изд. 2. Атомиздат, 1959.
6. *E. Teller.* Influence of the Lattice Structure on the Exponential Experiment, Chicago Metallurgical Lab. Report, CP-165, 1942. (цитирована в кн.: *А. Вейнберг, Е. Вигнер.* Физическая теория ядерных реакторов. ИЛ, 1961); *W. A. Horning.* Small Source Model of a Thermal Pile, HW 24282; Hanford Works, 1952; *W. A. Horning.* A. Summary of Small Source Theory Applied to Thermal Reactors, HW 34021, Hanford Works, 1954 (цитировано в [7]).
7. *T. Auerbach.* Nucl. Sci. Eng., 1967, **29**, 317.
8. *Ph. Berna.* J. Nucl. Energy, 1972, **26**, 303, 319.
9. *R. Bonalumi.* Energia nucleare, 1971, **18**, 271.
10. *Б. П. Кочуров.* О расчетах реакторов численными гетерогенными методами. Доклад на советско-шведском симпозиуме по физике тепловых и быстрых реакторов. Дубна, 1972.
11. *А. Д. Галанин.* Теория гетерогенного реактора. Атомиздат, 1971.
12. *А. И. Алиханов, В. В. Владимирский, П. А. Петров, П. И. Христенко.* Атомная энергия, 1956, **1**, 5; *Б. Л. Иоффе* Настоящий сборник, стр. 345.
13. *А. Д. Галанин, С. А. Немировская, А. П. Рудик, Ю. Г. Абов, В. Ф. Белкин, П. А. Крупчицкий.* В кн. «Труды Второй междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии» (Женева, 1958, доклады советских ученых, т. 2). Атомиздат, 1959, стр. 570.
14. *D. Leslie.* J. Nucl. Energy, 1962, **16**, 1.
15. *А. Д. Галанин, Б. П. Кочуров.* Атомная энергия, 1963, **15**, 107.
16. *И. Е. Тамм.* Основы теории электричества. Изд. 5. Гостехиздат, 1954.
17. *С. М. Фейнберг* и др. В кн. «Труды Второй междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии» (Женева, 1958, доклады советских ученых, т. 2). Атомиздат, 1959, стр. 411.
18. *К. Д. Илиева, А. В. Степанов.* Краткие сообщения по физике, 1972, **4**, 65.
19. *Р. Беднаж, Б. Кочуров.* Nucleonika, 1964, **9**, 439.
20. *А. Д. Галанин, Б. П. Кочуров.* Влияние первого пробега на квадрат длины замедления в гетерогенном реакторе. Препринт ИТЭФ, № 562, 1967.
21. *Г. А. Бать, Д. Ф. Зарецкий.* Атомная энергия, 1958, **4**, 510.
22. *Б. П. Кочуров.* Атомная энергия, 1965, **19**, 530.
23. *V. Deniz, J. G. Le Ho, M. Sagot.* Nucl. Sci. Eng., 1968, **32**, 201.
24. *P. Benoist.* Nucl. Sci. Eng., 1968, **34**, 285.
25. *И. С. Григорьев, В. М. Новиков.* Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. Атомиздат, 1966.
26. *А. Д. Галанин.* К теории сложной решетки ядерного реактора. Препринт ИТЭФ, 1972, № 943.

27. *А. Д. Галанин, Б. З. Торлин.* Атомная энергия, 1974, 37, 125.
28. *В. В. Смелов.* Атомная энергия, 1972, 33, 915.
29. *А. Д. Галанин, В. В. Смелов, Б. З. Торлин.* Атомная энергия, 1974, 37, 76.
30. *Н. И. Лалетин.* В кн. «Вычислительные методы в теории переноса». Атомиздат, 1969, стр. 228.

Б. Л. ИОФФЕ

ТЯЖЕЛОВОДНЫЙ РЕАКТОР НА ЕСТЕСТВЕННОМ УРАНЕ С ГАЗОВЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ЧЕХОСЛОВАЦКОЙ АТОМНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ А-I

(ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПУСКА)

1. ВВЕДЕНИЕ

А. И. Алиханов являлся горячим сторонником тяжеловодного направления развития ядерных реакторов и неоднократно подчеркивал бесспорные физические и вытекающие из них технические преимущества этого направления. В частности, им и его сотрудниками были сформулированы основные преимущества использования тяжеловодного реактора с газовым охлаждением для атомной электростанции [1]. Поэтому в сборнике, посвященном памяти Абрама Исааковича, мне представляется уместным рассказать об основных физических характеристиках тяжеловодного реактора на естественном уране с газовым охлаждением атомной электростанции А-1, которая была пущена в Чехословакии в декабре 1972 г., а также обсудить перспективы тяжеловодного направления в ядерной энергетике.

Использование в реакторе атомной электростанции тяжеловодного замедлителя дает возможность применения в качестве горючего естественного урана и достижения больших глубин выгорания, что приводит к заметному снижению стоимости топливной составляющей электроэнергии. Газовое охлаждение позволяет резко уменьшить количество тяжелой воды вне реактора по сравнению с тяжеловодными реакторами, охлаждаемыми тяжелой водой. (Применение простой воды в качестве теплоносителя в тяжеловодном реакторе заметно ухудшает его физические характеристики.) Кроме того, в реакторе с газовым охлаждением можно добиться высоких теплонапряженностей, т. е. увеличить энергосъем с единицы объема. Это опять-таки приводит к экономии тяжелой воды и, поскольку размеры реактора ограничены по техническим причинам, дает возможность получить большую мощность с единичной установки, что должно обеспечить уменьшение капитальных затрат на сооружение электростанции данной мощности.

Существует еще одно обстоятельство, говорящее в пользу развития атомной энергетики с использованием тяжеловодных реакторов с естественным ураном. Оно связано с проблемой наработки горючего для работающих на плутонии реакторов размножителей на быстрых нейтронах [2].

Общепринято [2], что ввиду истощения других природных источников энергии в сравнительно недалеком будущем основным источником энергии на Земле должны стать ядерные реакторы-размножители. Однако темп прироста энергетических мощностей за счет самовоспроизводства таких реакторов сравнительно невелик: для реакторов, представляющихся в настоящее

время технически реальными, время удвоения (с учетом коэффициента нагрузки станции и времени химической и металлургической переработки горючего) не меньше 8—10 лет [2—4] (т. е. прирост 7—8% в год) и вряд ли можно ожидать в дальнейшем достижения времен удвоения, меньших 7 лет (т. е. прироста 10% в год). Если принять, что существующий в настоящее время темп прироста энергетических мощностей (7—8% в год) в ближайшие десятилетия не уменьшится, то из приведенных цифр с очевидностью будет следовать невозможность для ядерных реакторов-размножителей на плутонии внести преобладающий (или по крайней мере, 50%-ный) вклад в энергетику за счет самовоспроизводства (в наиболее благоприятном случае это было бы возможно не ранее, чем через 100 лет).

Поэтому необходим какой-то внешний источник горючего — плутония — для создания новых реакторов-размножителей. Одним из таких источников могли бы стать энергетические установки с тяжеловодными реакторами на естественном уране, которые помимо электроэнергии производили бы также и плутоний для реакторов на быстрых нейтронах. Преимущество тяжеловодных реакторов на естественном уране состоит в том, что из-за использования естественного урана и малого поглощения в замедлителе производство плутония в расчете на единицу производимой электроэнергии (а также на единицу затраченного урана) в таких реакторах оказывается значительно большим (примерно в 2 раза), чем в других реакторах на тепловых нейтронах (например, водо-водяных или кипящих).

Наконец, следует отметить интересную возможность создания тяжеловодных энергетических реакторов-размножителей с газовым охлаждением, работающих на цикле уран-233-торий [1]. Благодаря малому поглощению в замедлителе и теплоносителе и высокой теплонапряженности в таком реакторе можно рассчитывать получить сравнительно небольшие времена удвоения горючего.

Из сказанного выше вытекает вывод о перспективности создания атомных электростанций с тяжеловодными реакторами с газовым охлаждением как одного из путей развития атомной энергетики. Вместе с тем сооружение таких установок сопряжено с определенными техническими трудностями. Поэтому пуск первой опытно-промышленной атомной электростанции подобного типа в ЧССР представлял большой научный и технический интерес, в частности, с точки зрения того, насколько заложенные в проект физические предпосылки соответствуют реальной действительности.

Ниже будут рассмотрены физические характеристики реактора КС-150 атомной электростанции А-1 в ЧССР, которые легли в основу проекта, результаты их проверки во время физического пуска и вытекающие отсюда выводы для возможного проектирования и строительства других атомных электростанций с реакторами подобного типа. Особенности конструкции реактора и электростанции и технические аспекты ее пуска изложены в [5].

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКТОРА

Основные элементы конструкции реактора КС-150 таковы [5]. В алюминиевом баке для тяжелой воды радиуса $R = 200$ *см* располагаются 148 сборок тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) в виде квадратной решетки с шагом 26 *см*. Длина каждого ТВЭЛ по урану = 390 *см*. Бак помещен в стальной корпус, находящийся при работе реактора в номинальном режиме

[1] Исторически именно такой тип реактора рассматривался в первых проектных проработках реактора КС, проводившихся в ИТЭФ в конце 40 — начале 50-х годов.

под давлением 55 *атм*. Между наружной стенкой бака и корпусом располагаются стальные экраны толщиной 10 *см*. Каждый ТВЭЛ состоит из двух труб: наружной (кессонной) из алюминия и внутренней (экранной) из циркония. Внутри экранной трубы располагаются урановые прутки, покрытые магниевой оболочкой. В целях улучшения выравнивания плотности нейтронов по радиусу реактора и температур газа на выходе из канала в реакторе КС-150 используются два типа сборок ТВЭЛ: центрального типа с 75 урановыми прутками с общей площадью урана в ТВЭЛ 23,6 *см*^{2} и периферийного типа с 63 урановыми прутками с общей площадью урана в ТВЭЛ 19,8 *см*^{2}. Внешний радиус кессонной трубы ТВЭЛ центрального типа 6,4 *см*, периферийного типа 5,75 *см*, внутренний радиус экранной трубы соответственно 5,6 и 5,0 *см*. В реакторе 44 сборки ТВЭЛ центрального типа и 104 сборки ТВЭЛ периферийного типа. Эффективные радиусы центральной и периферийной зон равны соответственно $R_ц = 97$ *см*, $R_{пер} = 178$ *см*, за периферийной зоной находится тяжеловодный отражатель с эффективной толщиной 42 *см*.

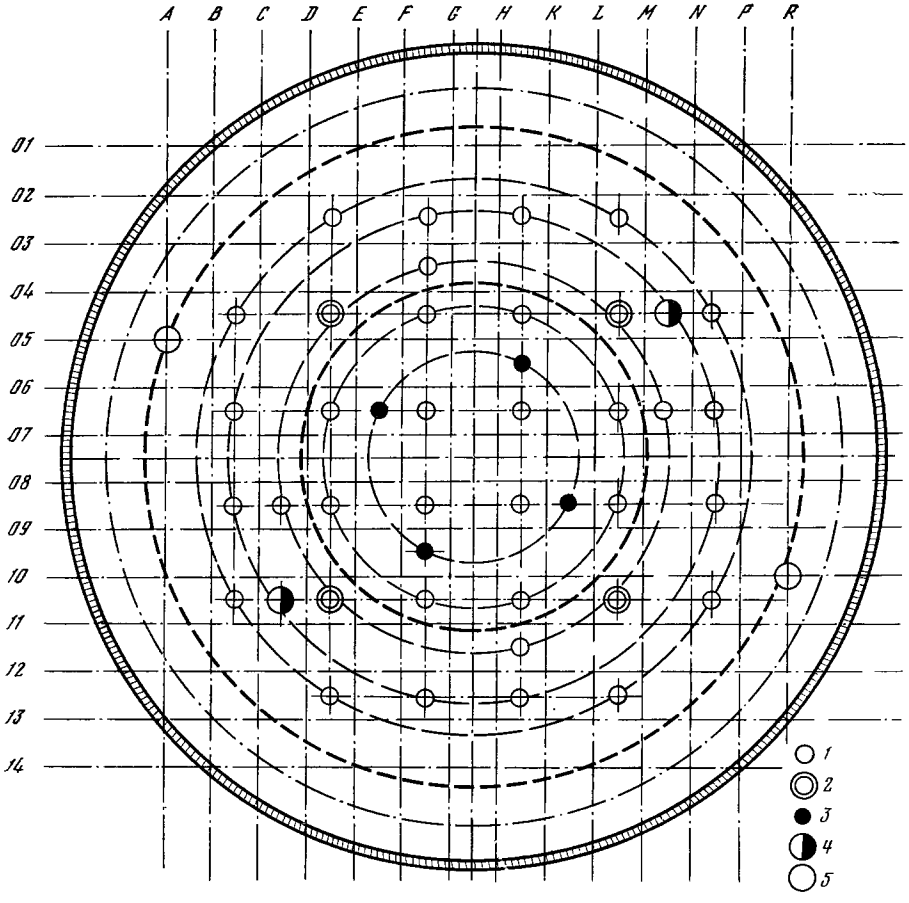


Схема активной зоны реактора КС-150

ТВЭЛ расположены в точках пересечений линий, обозначенных буквами и цифрами, например *F* —01, *A* — 06 и т. д. ТВЭЛ центральной зоны — внутри внутренней жирной пунктирной окружности, ТВЭЛ периферийной зоны — внутри наружной. *1* — запирающие стержни; *2* — автоматические регуляторы; *3* — аварийные стержни; *4* — ионизационные камеры; *5* — каналы для испытания алюминиевых образцов

Система запирающих (ЗС) и регулирующих (АР) стержней в реакторе представляет собой правильную решетку с шагом, в 2 раза большим шага решетки каналов ТВЭЛ. Вне этой решетки располагаются 4 стержня аварийной защиты и 4 дополнительных запирающих стержня. Все стержни кадмиевые с диаметром по кадмию 5,7 *см*. Расположение поглощающих стержней по реактору представлено на рисунке. Охлаждение реактора производится углекислым газом, тепловая мощность реактора по газу 550 *Мгвт*, средняя температура замедлителя — 70° С, урана — 420° С.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА

Критические размеры. Основные трудности при расчете критических размеров реактора КС-150 связаны с наличием в реакторе блоков большого диаметра с сравнительно большим количеством урана в каждом из них. Это приводит к тому, что распределение плотности тепловых нейтронов по блоку и ячейке сильно отличается от вычисленного по диффузионной теории, а в распределении плотности быстрых нейтронов (с энергиями, большими 100 *кэв*) по ячейке появляется «горб» в области блока.

Кроме того, из-за большой пористости блока коэффициенты диффузии в блоке и в замедлителе сильно отличаются (в 3—4 раза), что обусловливает появление эффекта анизотропной диффузии в реакторе. (Впрочем, для критического реактора с полной высотой замедлителя роль эффекта анизотропии оказывается сравнительна невелика.) Расчет критических размеров и распределений плотности нейтронов по реактору проводился по принятой в ИТЭФ методике, изложенной в книгах А. Д. Галанина [6, 7].

Результаты расчета критических размеров были скорректированы по экспериментальным данным, полученным в опытах на критическом стенде [8], где для решеток каналов ТВЭЛ, близких к используемым в реакторе КС-150 (хотя и несколько отличающихся от них), были определены величины критических лапласианов при различных шагах решетки. Кроме того, в отдельных опытах были измерены распределения плотности тепловых нейтронов по каналу ТВЭЛ и замедлителю [9].

Для вычисления коэффициента размножения на быстрых нейтронах ε проводился расчет по многогрупповой программе. Распределение плотности тепловых нейтронов по ячейке и каналу ТВЭЛ рассчитывалось путем решения кинетического уравнения. Полученное распределение оказалось в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Ниже (табл. 1) приводятся основные физические характеристики активной зоны холодного ($t_{зам}$ = 20° С) и горячего, отравленного и зашлакованного самарием и родием реактора КС-150. Молярное содержание простой воды в тяжелой принято равным: в холодном реакторе 0,1%, в горячем 0,4%.

Критический коэффициент размножения, соответствующий геометрии реактора КС-150 в горячем состоянии (с погруженной для достижения критичности решеткой регуляторов), таков: в центральной зоне $k_{кр}$ = 1,050, в периферийной зоне $k_{кр}$ = 1,070. Таким образом, согласно расчету реактор обладает в горячем, отравленном и зашлакованном самарием и родием состоянии запасом реактивности $\Delta k/k$ = 0,035.

Система поглощающих стержней. Расчет эффективностей одиночных запирающих, аварийных и регулирующих стержней проводился по диффузионно-возрастной теории в приближении теории возмущений. При вычислении реактивности решетки регуляторов учитывалась их интерференция, которая оказалась положительной и довольно большой (около 20%). Расчет велся двумя методами: 1) с помощью рассмотрения решетки регуляторов, находя-

Таблица 1

	Холодный реактор		Горячий реактор	
	центральная зона	периферийная зона	центральная зона	периферийная зона
Вероятность избежать резонансного поглощения в уране-238	0,891	0,910	0,886	0,906
Вероятность избежать резонансного поглощения в цирконии	0,9974	0,9980	0,9974	0,9980
Коэффициент размножения на быстрых нейтронах	1,039	1,035	1,039	1,035
Средняя плотность тепловых нейтронов в уране	0,803	0,816	0,800	0,813
Средняя плотность тепловых нейтронов на экранной трубе	1,005	1,005	1,005	1,005
Средняя плотность тепловых нейтронов на кессонной трубе	1,05	1,05	1,06	1,06
Средняя плотность тепловых нейтронов в замедлителе	1,59	1,60	1,53	1,54
Тепловое поглощение в магнии	$0{,}41\cdot10^{-2}$	$0{,}41\cdot10^{-2}$	$0{,}41\cdot10^{-2}$	$0{,}41\cdot10^{-2}$
Тепловое поглощение в цирконии	$0{,}77\cdot10^{-2}$	$0{,}76\cdot10^{-2}$	$0{,}78\cdot10^{-2}$	$0{,}77\cdot10^{-2}$
Тепловое поглощение в алюминии	$3{,}47\cdot10^{-2}$	$3{,}28\cdot10^{-2}$	$3{,}50\cdot10^{-2}$	$3{,}30\cdot10^{-2}$
Тепловое поглощение в замедлителе	$0{,}79\cdot10^{-2}$	$0{,}98\cdot10^{-2}$	$1{,}58\cdot10^{-2}$	$1{,}95\cdot10^{-2}$
Отравление	—	—	$3{,}2\cdot10^{-2}$	$3{,}2\cdot10^{-2}$
Заплаковывание	—	—	$0{,}8\cdot10^{-2}$	$0{,}8\cdot10^{-2}$
Коэффициент размножения	1,146	1,168	1,085	1,107
Средний квадрат длины диффузии $\overline{L^2} = (L_z^2 + 2L_\perp^2)/3$, ($см^2$)	161,5	185	167	192
Средний квадрат длины замедления $\tau = (\tau_z + 2\tau_\perp)/3$, ($см^2$)	173	163	179	168

Примечание. 1 Значения плотности тепловых нейтронов в ячейке нормированы на 1 на внутреннем радиусе экранной трубы. 2. Тепловые поглощения отнесены к тепловому поглощению в уране.

щейся в гомогенной размножающей среде; 2) по гетерогенной методике. Согласно совпавшим результатам обоих методов расчета холодный реактор с погруженной решеткой ЗС и АР обладает отрицательной реактивностью $\rho = -0{,}08$, т. е. запирание реактора надежно. Реактивность одиночных стержней АЗ и АР при полном погружении оказалась равной соответственно $5{,}9\cdot10^{-3}$ и $2{,}9\cdot10^{-3}$.

Поток быстрых нейтронов в корпусе реактора. Для расчета на прочность корпуса реактора КС-150 и определения срока службы корпуса необходимо знание плотности потока быстрых нейтронов с энергиями, большими или порядка 1 *Мэв*, в корпусе реактора. В реакторе КС-150 корпус реактора отделен от активной зоны толстым (около 40 *см*) тяжеловодным отражателем и стальным экраном толщиной 10 *см*. Быстрые нейтроны при прохождении тяжеловодного отражателя испытывают 5—10 столкновений, поэтому для достаточно точного вычисления потока быстрых нейтронов на корпус реактора нельзя ограничиться возрастным приближением (или учетом прямых прострелов), а необходимо решать кинетическое уравнение. Задача решалась следующим образом [34]. Проводилось численное решение кинетического уравнения для прохождения быстрых нейтронов через слой тяжелой воды разной

толщины в плоской геометрии. По известной функции влияния от плоского источника находилась функция влияния от нитевидного источника и с помощью последней определялся поток быстрых нейтронов, выходящих из отражателя, для каждого ТВЭЛ. При этом выходящий из отражателя поток нейтронов с энергией свыше 1 *Мэв* от одного ТВЭЛ оказался равным

$$j' = 0{,}9\, A\, \frac{1}{2} jR \sqrt{\frac{2\pi l}{\Delta}}\, \frac{1}{\Delta} e^{-\frac{\Delta}{l}} \left(1 - \frac{9}{8}\frac{l}{\Delta}\right),$$

где j — поток с единицы внешней поверхности блока; R — внешний радиус кессонной трубы; Δ — расстояние от крайней точки блока до края отражателя; $l = 8$ *см*, $A = 1{,}87$. Как видно из этой формулы, поток быстрых нейтронов за отражателем резко падает с увеличением толщины отражателя, так что величина потока в корпусе в основном определяется самыми крайними каналами ТВЭЛ и максимум потока находится против наиболее близкого к корпусу ТВЭЛ. Прохождение быстрых нейтронов через стальной экран рассчитывалось на основе многогрупповых уравнений с поправками на отклонения от теории диффузии. В результате расчета для потока быстрых нейтронов с энергией свыше 1 *Мэв* на внутренней поверхности корпуса в том месте, где поток максимален при работе на номинальной мощности (мощность крайнего канала 2,15 *Мвт*), было получено значение $\Phi = 4{,}5 \cdot 10^9$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Был рассчитан также спектр быстрых нейтронов в корпусе.

Если принять [10] в качестве допустимой величины интегрального потока нейтронов с энергией свыше 1 *Мэв* в корпусе реактора КС-150 значение $\Phi t = 3 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-2}$, то для срока службы корпуса (при коэффициенте загрузки станции 0,7) получится $t = 26$ лет. Другой способ определения допустимого срока службы корпуса основывается на предположении, что степень изменения упругих свойств стали пропорциональна $\int \Phi(E)\, E\, dE$. Срок службы корпуса, подсчитанный на основе этого предположения, известного спектра нейтронов и максимально допустимого интегрального эффективного потока нейтронов $(1/\bar{E}) \int \Phi(E)\, E dE\ t = 5{,}6 \cdot 10^{18}$ *см*^{2}, $\bar{E} = 2$ *Мэв*, равен 21 году.

Выгорание горючего в реакторе. Расчет выгорания горючего в реакторе проводился по методу, развитому в работе [11]. Если принять, что для пуска реактора после кратковременной остановки без попадания в иодную яму необходимо иметь запас реактивности $\Delta k/k = 0{,}016$ (что отвечает получасовой остановке на нулевой мощности), то, согласно сказанному на стр. 348), запас реактивности на выгорание составит $\Delta k/k = 0{,}019$. Этому запасу реактивности соответствует среднее выгорание в режиме непрерывной выгрузки 3400 *Мвт·сут/т* и концентрации U^{235}, Pu^{239}, Pu^{240} и Pu^{241} в выгружаемом топливе соответственно 4000, 1800, 340 и 60 *г* на 1 *т* урана. Режим с одновременной выгрузкой всех ТВЭЛ из реактора приводит к заметно меньшему выгоранию — 1900 *Мвт·сут/т*[1]. Если окажется возможным работать, не имея запаса реактивности на кратковременную остановку, то величина выгорания в режиме непрерывной выгрузки возрастет до 5200 *Мвт·сут/т*.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПУСКА

Основной целью физического пуска реактора КС-150 являлось определение главных физических характеристик реактора, заложенных в его проект на основании теоретических расчетов и стендовых экспериментов. Выясне-

[1] Насколько известно автору, на то, что режим с непрерывной выгрузкой ТВЭЛ из реактора позволяет иметь значительно большие выгорания горючего, чем режим с одновременной выгрузкой, впервые указал А. И. Алиханов.

ние физических характеристик реактора было необходимо с двух точек зрения: 1) для обеспечения условий нормальной эксплуатации реактора при его работе на мощности; 2) для проверки и уточнения методов физического расчета с тем, чтобы в дальнейшем можно было бы уверенно проводить такие расчеты для других тяжеловодных газовых реакторов.

Критический эксперимент. Ожидаемое теоретическое значение критического уровня в реакторе КС-150 (для температуры замедлителя $t = 35°$ С и концентрации H_2O в D_2O в молярных долях $1{,}3 \cdot 10^{-3}$) оказалось равным [12]

$$H_{кр}^{теор} = 155{,}7 \pm 3{,}5 \text{ см}. \tag{1}$$

В значении $H_{кр}^{теор}$ (1) учтена эффективная добавка по высоте $\Delta_{эф}$, которая была взята из измерений плотности нейтронов по высоте [13]

$$\Delta_{эф}^{эксп} = 25{,}3 \pm 1 \text{ см}. \tag{2}$$

Ожидаемое теоретическое значение этой добавки $\Delta_{эф}^{теор} = 22 \pm 3$ *см* [12]. (Большая ошибка в теоретическом значении $\Delta_{эф}$ обусловлена сложной структурой нижнего торцевого отражателя.) В критических экспериментах на реакторе КС-150 было получено [14]

$$H_{кр}^{эксп} = 153{,}3 \pm 0{,}5 \text{ см}. \tag{3}$$

Сопоставление экспериментального и теоретического значений критического уровня показывает, что в пределах ошибок (т. е. с точностью $\sim 2\%$) эти значения согласуются друг с другом. Если, однако, брать точное теоретическое значение без учета ошибок (соответствующее параметрам, заложенным в проект), то различие между теоретической и экспериментальной величиной критического уровня составит

$$\delta H_{кр} = H_{кр}^{эксп} - H_{кр}^{теор} = -2{,}5 \pm 0{,}5 \text{ см}, \tag{4}$$

Значения δH могут быть пересчитаны на реактивность с помощью соотношения [см. формулы (12), (8)]

$$\rho = 3{,}39 \cdot 10^2\, \delta\alpha_z^2 \approx -1{,}18 \cdot 10^{-3}\, \delta H \left(1 - \frac{3}{2}\frac{\delta H}{H_{эф}}\right), \tag{5}$$

где α_z — аксиальный лапласиан; $H_{эф} = 178{,}5$ *см* и δH в *см*. Из (4), (5) следует, что по сравнению с расчетом в холодном неотравленном реакторе КС-150 с низким уровнем замедлителя имеется избыток реактивности

$$\rho = 3 \cdot 10^{-3}. \tag{6}$$

При переходе к реактору с высоким уровнем замедлителя отсюда вытекает вывод [12], что запас реактивности холодного неотравленного реактора КС-150 больше предусмотренного проектом на величину

$$\delta k/k = (1 \div 3)\ 10^{-3}. \tag{7}$$

(Неопределенность в величине $\delta k/k$ (7) обусловлена тем, что неизвестна причина ошибки в реактивности (6): ошибка в M_z^2 дает в пересчете на полный уровень $\delta k/k = 1 \cdot 10^{-3}$ ошибки в k_∞ или $M_\perp^2$ дают $\delta k/k = 3 \cdot 10^{-3}$.) Дополнительный запас реактивности (7) позволяет увеличить выгорание горючего в реакторе КС-150 на 150—400 *Мгвт·сут/т* [11].

Эффективность одиночных запирающих стержней. Расчет эффективности одиночных запирающих стержней проводился по теории возмущений в возрастном приближении [15]. Поскольку измерение реактивности, вносимой

стержнем в реактор, проводилось по изменению критического уровня замедлителя δH, сравнение теории с опытом целесообразно проводить, непосредственно сопоставляя теоретические и экспериментальные значения δH.

Теоретическое значение δH подсчитывалось по формулам [6, 15].

$$\frac{\delta H}{H_{эф}} = -\frac{1}{2}\frac{\delta\alpha_z^2}{\alpha_z^2}\left(1+\frac{3}{2}\frac{\delta H}{H_{эф}}\right), \quad \alpha_z^2 = \left(\frac{\pi}{H_{эф}}\right)^2, \tag{8}$$

$$\delta\alpha_z^2 = -\frac{D_\perp(r_0)\,N(r_0)\,N^+(r_0)\,\gamma}{P(\rho_{эф})\int D_z^{эф}(r)\,N(r)\,N^+(r)\,r\,dr}, \tag{9}$$

где $N(r)$ и $N^+(r)$ — прямая и сопряженная функции распределения потока тепловых нейтронов; r_0 — расстояние СУЗа до центра реактора; γ — поправка на неполное погружение стержня

$$P(\rho_{эф}) = \ln\frac{1{,}12\,\tilde{L}_\perp}{\rho_{эф}} - \frac{\tilde{L}_\perp^2}{2(\tilde{L}_\perp^2+\tau_\perp)}\ln(1{,}78\,\tau_\perp\alpha_r^2) - \\ -\frac{1}{2}\ln\frac{\tau_\perp+\tilde{L}_\perp^2}{1{,}78\,\tau_\perp} - \frac{1}{4}\left(\frac{\tau_\perp}{\tau_\perp+\tilde{L}_\perp^2}\right)^2, \quad \tilde{L}_\perp^2 = \frac{L_\perp^2}{1+\alpha^2L^2}. \tag{10}$$

Здесь $\rho_{эф}$ — эффективный радиус стержня; $D_\perp$, $L_\perp$, D_z, L_z, $\tau_\perp$, τ_z — коэффициенты и длины диффузии и замедления в радиальном ($\perp$) и аксиальном (z) направлениях

$$D_z^{эф} = D_z\left(1+\frac{k\tau_z}{L_z^2}e^{-\alpha^2\tau}\right). \tag{11}$$

Изменению критического уровня δH соответствует изменение реактивности

$$\frac{\delta k}{k} = \delta\alpha_z^2\frac{\int D_z^{эф}(r)\,N(r)\,N^+(r)\,r\,dr}{\int\frac{1}{T}N^+(r)\,N(r)\,(1+\alpha^2L^2)\,r\,dr}, \tag{12}$$

В табл. 2 приведены экспериментальные [16, 17] и теоретические [13] значения δH и $\delta k/k$ при погружении различных стержней на низком уровне замедлителя, приведенные к температуре замедлителя 36° С ($H_{эф}$ = 178 *см*). Теоретические значения были подсчитаны, пренебрегая анизотропией диффузии и замедления, функции N и N^+ рассчитывались по теории двух групп. Поправка на неполное погружение стержней составляла 4,5% для стержней АЗ и 9% для ЗС.

Как следует из табл. 2, теоретические значения эффективностей стержней АЗ и ЗС близки к экспериментальным — отличие между ними составляет 5—10%, причем, как правило, теоретические значения лежат выше экспериментальных. Такое согласие теории с экспериментом является вполне удовлетворительным и показывает, что теория с хорошей точностью (~5%) предсказывает значения плотности и ценности нейтронов. (Такой же вывод следует из сравнения с расчетом экспериментальных данных по распределению плотности нейтронов по радиусу реактора [13].) Поскольку отличие теории от эксперимента сравнительно невелико, можно (с точностью ~10%) теоретическим расчетом воспользоваться для определения реактивности различных одиночных стержней при их реальном предусмотренном

Таблица 2

Тип стержня	Наименование стержня по картограмме	Расстояние до центра реактора r_0, *см*	$\delta H^{теор}$, *см*	$\delta H^{эксп}$, *см*	$\frac{\delta H^{т}-\delta H^{э}}{\delta H^{т}}$,%	$\left(\frac{\delta\kappa}{\kappa}\right)_{теор}\cdot 10^3$	$\left(\frac{\delta\kappa}{\kappa}\right)_{эксп}\cdot 10^3$
ЗС	К-07	36,7	5,10	4,76	7,0	5,80	5,44
ЗС	G-07	36,7	5,10	4,76	7,0	5,80	5,44
АЗ	G-10	58	4,88	4,95	—1,4	5,55	5,62
АЗ	G-10	58	4,88	4,83	1,0	5,55	5,50
ЗС	Е-07	82	3,86	3,58	7,2	4,41	4,13
ЗС	Е-09	82	3,86	3,44	11,1	4,41	3,98
ЗС	С-07	132	2,01	1,71	15	2,36	2,00
ЗС	С-11	151	1,24	1,18	4,8	1,52	1,45
ЗС	Р-11	151	1,24	1,11	10,5	1,52	1,36
ЗС	Е-13	151	1,24	1,17	5,6	1,52	1,43
ЗС	М-03	151	1.24	1,17	5,6	1,52	1,43

Таблица 3

r_0, *см*	$N+N$	γ	$\frac{\delta\kappa}{\kappa}\cdot 10^3$	r_0, *см*	$N+N$	γ	$\frac{\delta\kappa}{\kappa}\cdot 10^3$
36,7	0,940	0,98	6,45	110 (АР)	0,585	0,75	2,86
58 (АЗ)	0,855	0,99	5,90	132	0,414	0,98	2,64
82	0,720	0,98	4,94	151	0,266	0,98	1,82
107	0,610	0,75	2,95				

конструкцией полном погружении (в холодном реакторе). Результаты расчета даны в табл. 3.

С ростом температуры замедлителя эффективность регулирующих стержней растет, причем температурный коэффициент реактивности равен

$$\frac{d}{dT}\left(\frac{\delta k}{k}\right)\Big/\left(\frac{\delta k}{k}\right)=0{,}88\cdot 10^{-3}\ \textit{град}^{-1}. \tag{13}$$

Приведенные в таблице значения эффективностей можно использовать также и для горячего, отравленного и заплакованного реактора.

Импульсные эксперименты. Весьма ценная информация при физическом пуске реактора КС-150 была получена в ходе экспериментов по изучению подкритических состояний реактора с помощью импульсного источника нейтрона [18]. В этих экспериментах измерялась частота спада импульса мгновенных нейтронов в следующих условиях: 1) при изменении уровня активной зоны (на низком уровне замедлителя); 2) при введении в активную зону запирающего стержня; 3) для холодного неотравленного реактора с полностью погруженной решеткой ЗС и АР при полном уровне замедлителя.

Теоретический расчет частот спада импульса мгновенных нейтронов для первых двух типов экспериментов производился по теории возмущений в возрастном приближении [19].

Частота спада импульса мгновенных нейтронов при изменении уровня замедлителя определялась по формуле

$$\omega=\frac{1}{\int N^{+}\,NdV}\int N^{+}NdV\,\{D_z^{эф}\delta\alpha_z^2+\frac{\beta}{T}(1+\alpha^2L^2)\}, \tag{14}$$

где $\delta\alpha_z^2 = \alpha_z^2 - \alpha_{z\,\text{крит}}^2$, $D_z^{\text{эф}}$ определено (11); β — сумма выходов запаздывающих нейтронов. Из (12), (14) легко получить связь между частотой спада импульса мгновенных нейтронов и величиной внесенной в реактор отрицательной реактивности

$$\frac{\delta k}{k} = -(\omega - \omega_k)\frac{\int N^+ N dV}{\int \frac{1}{T} N^+ N (1 + \alpha^2 L^2)\, dV}, \tag{15}$$

где ω_κ — частота спада мгновенных нейтронов в критическом состоянии.

В табл. 4 приведены теоретические [19] и экспериментальные [18] значения ω и $\delta k/k$ для различных значений уровня замедлителя вблизи критического состояния реактора при низком уровне замедлителя ($H_{\text{эф}} = 178$ *см*, $\beta = 7{,}40 \cdot 10^{-3}$ [20]).

Таблица 4

H, *см*	$\Delta H = H_{\text{кр}} - H$	$\delta\alpha_z^2\ 10^4$, *см*$^{-2}$	$\omega_{\text{теор}}$, *сек*$^{-1}$	$\omega_{\text{эксп}}$, *сек*$^{-1}$	$\frac{\omega_{\text{теор}} - \omega_{\text{эксп}}}{\omega_{\text{теор}}}$, %	$\frac{\delta\kappa}{\kappa} \cdot 10^2$ (по $\delta\alpha_z^2$)	$\frac{\delta\kappa}{\kappa} \cdot 10^{2*}$ (по $\omega_{\text{эксп}}$)
155,27			10,9	11,25±0,28	−0,3±0,3	—	—
145,53	9,74	0,369	29,1	29,25±0,1	−0,5±0,3	1,248	1,22±0,02
139,31	15,96	0,641	42,7	42,01±0,15	1,4±0,4	2,15	2,08±0,03
133,28	22,0	0,938	57,3	56,53±0,3	1,4±0,4	3,16	3,06±0,04
127,98	27,3	1,227	71,6	70,9 ±0,4	1,0±0,6	4,13	4,03±0,03
122,67	32,6	1,548	87,5	86,0 ±0,5	1,7±0,6	5,20	5,05±0,04

* Приведены только ошибки за счет $\omega_{\text{эксп}}$.

Превосходное согласие теории с экспериментом указывает, что используемые в расчете диффузионные константы весьма близки к истинным.

В импульсном эксперименте проводилось измерение частоты спада мгновенных нейтронов и по методу Гозани — реактивности при погружении в активную зону стержня G-0,9.

Определение реактивности стержня G-09 по методу Гозани дало результат [18]

$$\left(\frac{\delta k}{k}\right)_{\text{эксп}}^{\text{гоз}} = (0{,}729 \pm 0{,}01)\,\beta = (5{,}39 \pm 0{,}07)\,10^{-3} \tag{16}$$

по сравнению с теоретической величиной реактивности канала G-09 $(\delta k/k)_{\text{теор}} = 5{,}80 \cdot 10^{-3}$ и результатом измерения реактивности по изменению уровня $(\delta k/k)_{\text{ур}} = 5{,}44 \cdot 10^{-3}$ (табл. 2). Так же как и в случае определения эффективностей стержней по изменению уровня замедлителя, теоретическое значение $\delta k/k$ несколько превышает экспериментальное.

В импульсном эксперименте была также измерена величина отрицательной реактивности холодного неотравленного реактора КС-150 с полностью погруженной решеткой ЗС и АР при высоком уровне замедлителя. Теоретический расчет этой величины был проведен двумя методами [21]: 1) с помощью рассмотрения решетки регуляторов, находящейся в гомогенной размножающей среде; 2) по гетерогенной методике А. Д. Галанина [7]. Оба метода приводят к совпадающим (с точностью ~5%) результатам и дают [21] $\rho_{\text{теор}} = -0{,}077$. Точность теоретического значения ρ, по-видимому, порядка

15—20%. Экспериментальное значение ρ, полученное в импульсном эксперименте [18], $\rho_{эксп} = -0{,}059$.

Большое (~30%) расхождение между теорией и экспериментом в этом случае, возможно, объясняется худшей точностью импульсных экспериментов при высоких подкритичностях.

Измерения резонансного поглощения в уране-238 и начального плутониевого коэффициента. Точное знание величины резонансного поглощения в уране-238 и начального плутониевого коэффициента имеет важное значение как для определения критических размеров реактора, так и для расчета кинетики выгорания горючего. В эксперименте, проводившемся при физическом пуске реактора КС-150, измерялась [22] величина δ_8 — отношение поглощения ураном-238 замедляющихся нейтронов к поглощению им тепловых нейтронов. Эта величина следующим образом выражается через вероятность резонансного захвата в уране-238 $1 - \varphi$:

$$\delta_8 = (1 - \varphi)\frac{\Sigma^f_{5т}}{\Sigma_{8т}}\varepsilon\nu^т_5\left[1 + \frac{\bar{\nu}_{5быстр}}{\nu_{5т}}\delta_5\right], \tag{17}$$

где

$$\delta_5 = \frac{\int \Sigma^f_5(E)\,\Phi(E)\,dE}{\Sigma^f_{5т}\Phi_т}, \tag{18}$$

определяемая в независимом эксперименте величина отношения числа делений урана-235 на эпитепловых (закадмиевых) и быстрых нейтронах. Теоретический расчет $1 - \varphi$ был проведен двумя методами [23]: 1) путем использования непосредственных экспериментальных данных по $1 - \varphi$, полученных Хеллстрандом и др. [24] и Егиазаровым и др. [25]; 2) по гетерогенной методике с учетом неравномерности распределения по ячейке нейтронов с энергиями от 10 *кэв* до 2 *Мэв*. (Эффект неравномерности приводит к увеличению резонансного поглощения в области энергий от 10 *кэв* до 2 *Мэв* в 1,8 раза, т. е. к увеличению резонансного интеграла на 1,2 *барна*. Для компенсации этого эффекта (а также для согласования с теорией критических экспериментов, проведенных на критстенде [8]) резонансный интеграл Хеллстранда [24] был уменьшен на 10%.) Результаты расчета по обоим методам оказались весьма близкими. При сравнении теории с экспериментом в расчетные значения $1 - \varphi$ были введены поправки на захват, пропорциональный $1/v$, на захват в уране-238 в области деления его на быстрых нейтронах и на утечку нейтронов в процессе замедления.

Результаты экспериментов по определению δ_8, $1 - \varphi$, начального плутониевого коэффициента (Н.П.К.)

$$\text{Н.П.К.} = \frac{\Sigma^8_т}{\Sigma^5_т}\,\frac{1 + \delta_8}{1 + \dfrac{\sigma^f_{5т}}{\sigma_{5т}}\,\dfrac{I_5}{I^f_5}\,\delta_5} \tag{19}$$

и теоретических расчетов этих величин приведены в табл. 5.

Таблица 5

Тип канала	δ_8		$1-\varphi$		Начальный плутониевый коэффициент	
	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория
Периферийный	0,418±0,024	0,385	0,109±0,007	0,100	0,785±0,019	0,765
Центральный	0,504±0,048	0,475	0,131±0,013	0,121	0,821±0,031	0,804

Для обоих каналов теоретические значения δ_8, $1 - \varphi$ и начального плутониевого коэффициента лежат несколько ниже экспериментальных (хотя практически и не выходят за пределы ошибок), что, возможно, указывает на 5—10%-ное занижение резонансного поглощения в теоретическом расчете. Для оценки влияния такой ошибки следует иметь в виду, что при прочих равных условиях 10%-ное увеличение резонансного поглощения в реакторе КС приводит к ~15%-ному увеличению выгорания [11].

Температурный коэффициент реактивности по изменению температуры замедлителя. Измерения температурного коэффициента реактивности по замедлителю проводились на тяжеловодном реакторе малой мощности TR-0 в Институте ядерных исследований в Ржеже (ЧССР) [26], а также во время энергетического пуска реактора КС-150 [27].

Теоретические значения $\partial\rho/\partial t$ для реактора TR-0 [28] оказались в хорошем согласии с экспериментом. Это позволило на основе тех же методов расчета вычислить температурный коэффициент реактивности по замедлителю для реактора КС-150. Для низкого уровня замедлителя (т. е. для условий критического опыта)

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{зам}} = -2{,}7\cdot10^{-4}\ \textit{град}^{-1}. \tag{20}$$

Это значение использовалось для внесения поправок на изменение температуры замедлителя для экспериментов на низком уровне замедлителя при физическом пуске. (Для температурного коэффициента реактивности по урану принималось $(d\rho/dt)_u = -1{,}5\cdot10^{-5}\ \textit{град}^{-1}$.)

При энергетическом пуске реактора КС-150 измерения температурного коэффициента реактивности по замедлителю были сделаны на мощности при таком состоянии реактора, когда в активной зоне находилась решетка запирающих стержней с суммарной отрицательной реактивностью $\rho_{\text{рег}} \approx 5{,}5\%$ и отрицательная реактивность за счет отравления ксеноном составляла $\rho_{xe} \approx \approx 1{,}5\%$. В этих условиях температурный коэффициент реактивности по замедлителю складывается из трех слагаемых

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{зам}} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{акт. зоны}} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{рег}} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{хе}}. \tag{21}$$

Согласно расчету [29], значения этих слагаемых для реактора КС-150 таковы

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{акт. зоны}} = -1{,}84\cdot10^{-4}\ \textit{град}^{-1},\ \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{рег}} = -8{,}6\cdot10^{-4}\rho_{\text{рег}},\ \textit{град}^{-1},$$
$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{xe} = 9{,}0\cdot10^{-4}\rho_{xe},\ \textit{град}^{-1}. \tag{22}$$

и полный температурный коэффициент реактивности по замедлителю равен

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)^{\text{теор}}_{\text{зам}} = -(2{,}2\pm0{,}2)\,10^{-4},\ \textit{град}^{-1} \tag{23}$$

в сравнении с экспериментальным значением [27]

$$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)^{\text{эксп}}_{\text{зам}} = -(2{,}46\pm0{,}02)\,10^{-4},\ \textit{град}^{-1}. \tag{24}$$

Измерения потока быстрых нейтронов в корпусе реактора. При физическом пуске реактора КС-150 было выполнено измерение потока быстрых нейтронов в корпусе реактора. Измерения проводились в той точке корпуса, где поток максимален, т. е. на внутренней поверхности корпуса в максимуме нейтронной плотности по высоте и в точке корпуса, наиболее близкой к крайнему по радиусу ТВЭЛ (в канале для стальных образцов L — 14; см. рису-

нок). Быстрые нейтроны регистрировались с помощью различных камер деления и активационных детекторов. В результате были получены экспериментальные значения интегралов $\int \sigma(E)\,\Phi(E)\,dE$, где $\sigma(E)$ — сечение деления или активации; $\Phi(E)$ — поток быстрых нейтронов на поверхности корпуса в условиях эксперимента.

Ожидаемые теоретические значения этих интегралов при работе реактора в номинальном режиме вычислены исходя из рассчитанного ранее спектра быстрых нейтронов в корпусе [34, 35]. Для пересчета их на условия эксперимента необходимо знание потока тепловых нейтронов в крайнем, наиболее близком к корпусу канале ТВЭЛ, который главным образом (на 80%) определяет поток быстрых нейтронов в той точке корпуса, где проводились измерения. Экспериментально поток тепловых нейтронов в этом канале ТВЭЛ не измерялся, поэтому величина этого потока была рассчитана теоретически, исходя из имевшихся данных о потоке тепловых нейтронов в другом канале и о величине полной мощности реактора во время эксперимента. (Из-за несимметричной расстановки поглощающих стержней во время эксперимента по определению потока быстрых нейтронов в корпусе распределение плотности тепловых нейтронов по реактору резко отличалось от такового при работе в номинальном режиме, так что непосредственный пересчет был невозможен.)

В табл. 6 приведены экспериментальные и ожидаемые теоретические значения интегралов $10^{19}\int \Phi(E)\,\sigma(E)\,dE$ в канале для стальных образцов (L — 14) для различных камер деления. (Измерения с активационными детекторами имели худшую точность и поэтому их результаты не приводятся.)

Таблица 6

Реакция	Np^{237} (n, f)	U^{238} (n, f)	Th^{232} (n, f)
Эксперимент [30]	4,86±0,73	0,504±0,12	0,127±0,25
Теория *	4,6 ±0,7	0,48 ±0,07	0,11 ±0,02

* Указаны только ошибки, возникающие за счет неточности знания потока тепловых нейтронов на крайнем канале ТВЭЛ во время эксперимента.

Как следует из табл. 6, экспериментальные результаты в пределах ошибок хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями. Поскольку точность эксперимента (включая нормировку потока тепловых нейтронов в крайнем канале ТВЭЛ) порядка 25%, отсюда следует вывод, что заложенные в расчет прочности корпуса реактора теоретические значения величин потока быстрых нейтронов в корпусе правильны с точностью ~25%.

Выводы из результатов физического пуска. 1. Критические опыты, проведенные во время физического пуска реактора КС-150, показали, что теоретический расчет с хорошей точностью предсказывает критический объем реактора и, следовательно, разработанные методы расчета могут быть перенесены на случаи других газовых тяжеловодных реакторов.

2. Измерения критического объема и начального плутониевого коэффициента позволили уточнить величину выгорания горючего в реакторе и существенно уменьшить ошибки, возникшие за счет неточного знания параметров холодного неотравленного реактора. Среднее выгорание горючего в режиме непрерывной выгрузки при запасе реактивности на получасовую остановку составляет, согласно уточненным данным, 4000 *Мгвт·сут/т* (без

запаса на остановку 6000 *Мгвт·сут/т*) с ошибкой ~15%, обусловленной неточным знанием кинетики выгорания).

3. Из измерений эффективностей регулирующих и запирающих стержней, импульсных экспериментов, а также измерений распределения плотности нейтронов по радиусу реактора следует, что используемые в расчете диффузионные постоянные близки к истинным, а теоретический расчет с достаточной точностью предсказывает распределение плотности нейтронов по реактору и эффективности регуляторов. Это дает возможность использовать разработанную методику для расчета распределений потоков нейтронов при работе на мощности.

4. Измерения потоков быстрых нейтронов в корпусе реактора подтвердили (хотя и с недостаточной точностью ~25%) заложенные в проект теоретические значения этих потоков. Поскольку полученные из теоретических расчетов потоков быстрых нейтронов в корпусе сроки службы корпуса не содержат больших резервов, при проектировании других тяжеловодных реакторов с давлением в стальном корпусе целесообразно несколько увеличить толщину тяжеловодного отражателя.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЯЖЕЛОВОДНЫХ ГАЗОВЫХ РЕАКТОРОВ

В настоящем разделе будут рассмотрены физические аспекты дальнейшего развития тяжеловодных газовых реакторов.

Параметры реактора КС-150 опытно-промышленной атомной электростанции А-1 в Чехословакии в настоящее время не являются оптимальными и допускают значительное улучшение. В первую очередь это относится к размерам и мощности реактора и коэффициенту полезного действия электростанции.

Размеры реактора КС-150 и его мощность по теперешним масштабам весьма невелики. Помимо очевидного ухудшения экономических характеристик установки это обстоятельство приводит к заметному ухудшению физических параметров реактора из-за наличия значительной утечки нейтронов. (В реакторе КС-150 величина утечки — отношение числа нейтронов, вылетающих из активной зоны к числу нейтронов, захваченных ураном-235, составляет около 12%.)

Коэффициент полезного действия — отношение электрической мощности, отдаваемой в сеть, к полной тепловой мощности реактора — у электростанции А-1 равняется 20% и значительно уступает к.п.д. других атомных электростанций, где он составляет 30—33%.

Оба эти показателя — мощность и к.п.д. могут быть, однако, значительно повышены. Проект соответствующей электростанции (А-2) был разработан на заводах Шкода в ЧССР [31]. Согласно этому проекту, основные параметры станции и реактора таковы: электрическая мощность — 600 *Мгвт*, тепловая мощность — 1900 *Мгвт*, к.п.д.— 32%, диаметр водяного бака — 5,8 *м*, высота — 6 *м*. Возможно также сооружение реактора с большей мощностью $W_{эл} \approx 1000$ *Мгвт*, пропорционально бóльшими размерами и лучшими физическими характеристиками. Возрастание к.п.д. электростанции А-2 по сравнению с электростанцией А-1 достигнуто за счет увеличения температуры газа на входе в каналы и давления газа в реакторе (с одновременной заменой алюминиевых кессонных труб на циркониевые). Из-за бóльших размеров реактора утечка нейтронов из него оказывается вдвое меньшей, чем в реакторе КС-150, а запас реактивности значительно (почти на 3%) возрастает. Если этот запас реактивности целиком использовать на

выгорание, то в таком реакторе можно будет достичь выгораний в режиме непрерывной перегрузки $Wt \approx 9000$ *Мвт·сут/т*[3] (разумеется, при условии достаточной стойкости ТВЭЛ). Возможно также другое использование возникающего запаса реактивности — на увеличение производства плутония в реакторе путем изменения сборок ТВЭЛ (за счет возрастания резонансного поглощения в уране-238). Для удобства сравнения с другими реакторами основные характеристики реакторов КС-150 (А-1) и КС-600 (А-2) в двух режимах работы: в режиме I с достижением максимального выгорания и в режиме II с увеличенным производством плутония приведены в табл. 7.

Таблица 7

Характеристика реактора	КС-150	КС-600	
		режим I	режим II
Полезная электрическая мощность, *Мвт*	121	600	600
К.п.д., %	20	32	32
Выгорание, *Мвт·сут/т*	6000	9000	6600
Расход естественного урана, *т/Гвт·год электр.*	250	100	140
Накопление плутония-239 и 241, *кг/Гвт·год электр.*	650	300	400
Накопление плутония на единицу расходуемого естественного урана, *кг/т*	2,6	3,0	2,85

В этой таблице расход естественного урана и накопление плутония даны в расчете на 1 *Гвт·год* электрической энергии, отдаваемой станцией потребителю (коэффициент нагрузки станции принят равным 0,8). Параметры реакторов КС-150 и КС-600 целесообразно сравнить с характеристиками других предполагаемых и работающих реакторов АЭС, легководных реакторов (ЛВР), обсуждавшихся в работах [4, 32], и реакторов ВВЭР и РБМК [3, 33]. Данные[4] по реактору ЛВР приведены ниже:

Расход естественного урана, *т/Гвт·год* 160
Накопление плутония-239 и 241, *кг/Гвт·год* 200
Накопление плутония на единицу расхода естественного урана, *кг/т* 1,25

Характеристики реакторов ВВЭР и РБМК приведены в табл. 8. Расход естественного урана приведен в предположении регенерации выгоревшего топлива (потери при регенерации на учитываются). В соответствии с [33] отвал при диффузионном обогащении принят равным 2,5 *кг* урана-235 на тонну естественного урана. Для реакторов РБМК концентрация урана-235 в выгружаемом из реактора горючем и расход естественного урана подсчитывались по формулам (1), (6) из [33]. (Поправка на учет регенерации топлива составляет для этих реакторов около 25%)

Из сравнения реакторов КС-600 с ЛВР и ВВЭР видно, что КС-600 лучше этих реакторов по рассматриваемым параметрам: расходу урана на

[3] Предполагается, что реактор сможет работать, не имея заметного запаса реактивности на прохождение иодной ямы при кратковременной остановке. На возможность такого режима указывает опыт эксплуатации реактора КС-150. Требование запаса реактивности на получасовую остановку приведет к уменьшению выгорания до 7500 *Мвт·сут/т*.

[4] Для реакторов ЛВР, ВЭР и РБМК коэффициент нагрузки всюду принят равным 0,8.

Таблица 8

Характеристика реактора	ВВЭР—440	ВВЭР—1000	РБМК—1000	РБМКП—2000
Обогащение	3,5	4,4	1,8	2,5
Выгорание, *Мвт·сут/т*	28 600	40 000	18 000	24 000
Электрическая мощность, *Мвт*	440	1000	1000	2000
К.п.д., %	32	33	31	35,6
Расход естественного урана, *т/Гвт·год*	155	146	130	125
Накопление плутония-239 и 241 *кг/Гвт·год*	197	141	—	—
Накопление плутония на единицу расходуемого урана, *кг/т*	1,27	0,96	—	—

Гвт·год и накоплению плутония на единицу производимой электрической энергии и на единицу расхода урана. Аналогичное положение имеет место и при сопоставлении реакторов КС и РБМК: реакторы РБМК расходуют для производства единицы электрической энергии в 1,3—1,25 раза большее количество урана, чем реактор КС-600. (Данные по производству плутония в реакторах РБМК отсутствуют, но можно полагать, что благодаря значительному обогащению в этих реакторах накопление плутония в них будет заметно меньшим, чем в реакторах КС.)

Конечно, для окончательного суждения о целесообразности сооружения тех или иных типов реакторов необходимо проведение экономического расчета с учетом таких, не рассматривавшихся здесь факторов, как стоимость сооружения установки (включая стоимость тяжелой воды), стоимость изготовления и переработки ТВЭЛ и т. д. Тем не менее в силу существенного преимущества, которым обладают газовые тяжеловодные реакторы на естественном уране по сравнению с другими по расходу урана (включая стоимость обогащения) и производству плутония и обсуждавшейся во введении необходимости в будущем строительстве реакторов-производителей плутония, использование тяжеловодных реакторов на естественном уране с газовым охлаждением в ядерной энергетике будущего представляется перспективным.

Кратко остановимся еще на одной возможности использования тяжеловодных реакторов с газовым охлаждением: их работе как энергетических реакторов-размножителей в цикле уран-233-торий. Расчеты показывают, что в реакторе КС-600 (с измененной конструкцией каналов ТВЭЛ), работающем в этом режиме, можно достичь коэффициента воспроизводства горючего 1,08—1,10 при загрузке урана-233 — 750—1000 кг и прежней мощности реактора (если удается выделять уран-233 из тория с малыми потерями $\lesssim 1\%$). При этом в силу высокой теплонапряженности в реакторе время удвоения горючего без учета времени химической и металлургической переработки оказывается сравнительно небольшим — 10—12 лет. Учет времени переработки горючего увеличивает эффективное время удвоения в отношении $1 + \tau/T_к$, где τ — время химической и металлургической переработки; $T_к$ — продолжительность кампании, которая в таких реакторах может составлять около 0,75—1 года. Возможно, что реакторы подобного типа также могут оказаться перспективными.

Благодарю Б. И. Ильичева за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. И. Алиханов, В. В. Владимирский, П. А. Петров, П. И. Христенко.* Атомная энергия, 1956, **1**, 5.
2. *А. П. Александров.* Атомная энергия, 1968, **25**, 356.
3. *А. М. Петросьянц, А. П. Александров, Н. А. Доллежаль, А. И. Лейпунский.* Атомная энергия, 1971, **31**, 315.
4. *А. И. Лейпунский, В. В. Орлов, В. Б. Лыткин, М. Ф. Троянов, Л. Н. Юрова.* Атомная энергия, 1971, **31**, 383.
5. *В. М. Абрамов* и др. Атомная энергия, 1974, **36**, 113, 163.
6. *А. Д. Галанин.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Атомиздат, 1959.
7. *А. Д. Галанин.* Теория гетерогенного реактора. Атомиздат, 1971.
8. *Ю. Г. Абов* и др. Атомная энергия, 1962, **12**, 156.
9. *V. F. Belkin, O. V. Schvedov.* Jaderna Energie, 1962, 8, 343; *В. Ф. Белкин, О. В. Шведов, Б. П. Кочуров.* Атомная энергия, 1963, **14**, 281.
10. *А. Д. Амаев, Н. Ф. Правдюк.* Сб. «Исследование напряжений и прочности корпуса реактора». Атомиздат, 1968; *M. Brumovsky.* «Radiation stability of steels for pressure vessels of Czechoclovak nuclear reactors», Škoda-Concern preprints, ZYE 89, 90, 1970.
11. *Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь.* Атомная энергия, 1956, **1**, № 4, 80.
12. *Б. Л. Иоффе, Б. И. Ильичев.* Критический опыт при физическом пуске реактора КС-150. Отчет электростанции Богунице (ЭБО), ЧССР, 1972.
13. *J. Bardoš.* Prostorove rozloženi toku neutronu v aktivne zóne reaktoru KS-150. Sprava UJV, Řež, 1973.
14. *Н. А. Бургов* и др. Определение критического уровня тяжелой воды в реакторе КС-150. Отчет ЭБО, 1972.
15. *Б. Л. Иоффе.* Расчет эффективностей одиночных запирающих стержней. Отчет ЭБО, 1972.
16. *S. Kačmary, Š. Rohár, F. Kružik.* Vyhodnotenie kalibracie kompenzačnych tyči reaktora KS-150. Sprava EBO, 1973.
17. *Š. Kačmary, Š. Rohár, I. Sarvaic.* Vysledky kalibracie havarijných tyči a etalónovych tyči kompenzačných. Sprava EBO, 1973.
18. *S. Kohár, S. Kačmary,* V. Petényi. Vyhodnotenie experimentov s pulzújucim zdrojom neutronov. Sprava EBO, 1973.
19. *Б. И. Ильичев, Б. Л. Иоффе.* Расчет частот спада мгновенных нейтронов в импульсных экспериментах. Отчет ЭБО, 1972.
20. *V. Rýpar.* Výpočet parametru zpoždených neutronu pro reactor KS-150. Sprava UJV, 1796.
21. *Б. Л. Иоффе.* Расчет отрицательной реактивности реактора КС-150 с полностью погруженной решеткой запирающих и регулирующих стержней. Отчет ЭБО, 1972.
22. *О. В. Шведов* и др. Препринт ИТЭФ, № 88, 1973.
23. *Б. И. Ильичев, Б. Л. Иоффе.* О величине резонансного поглощения в ТВЭЛ реактора КС-150. Отчет ЭБО, 1972.
24. *E. Hellstrand, G. Lundgren.* Nucl. Sci. Eng., 1962, **12**, 435.
25. *М. Б. Егиазаров, В. С. Дикарев, В. Г. Мадеев.* Доклад на сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955.
26. *M. Voříšek* et al. Meranie teplotneho koeficientu moderatora reaktora TR-0. Sprava UJV, Řež, 1972.
27. *S. Kačmary, V. Petényi.* Meranie suhrnneho teplotneho koeficienta moderatora a absorbenych tyči. Sprava EBO, 1973.
28. *Б. Л. Иоффе. Б. И. Ильичев.* Температурный коэффициент реактивности по замедлителю на реакторе TR-0. Отчет ЭБО, 1972.
29. *Б. Л. Иоффе, Б. И. Ильичев.* Энергетический пуск реактора КС-150. Температурный коэффициент реактивности по замедлителю. Отчет ЭБО, 1972.
30. *В. Ф. Белкин, В. В. Бойко, Б. Л. Иоффе.* Препринт ИТЭФ-13, 1975.
31. Škoda review 6/1968, Plzen, ČSSR.
32. *С. М. Фейнберг.* Атомная энергия, 1968, **25**, 363.
33. *C. A. Skvorzov.* Kernenergie, 1942, 15 Jahrgang, Heft 8, 249.
34. *Б. Р. Бергельсон, Б. Л. Иоффе. И. Ю. Кобзарев.* Препринт ИТЭФ-65, 1974. Jaderna Energie, 1975, **21**, 151.
35. *А. Я. Бурмистров, Б. Л. Иоффе.* Препринт ИТЭФ-84, 1974.

А. П. РУДИК

ОПТИМИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

1. ВВЕДЕНИЕ

С А. И. Алихановым мне посчастливилось работать в течение двадцати лет, выполняя расчеты, непосредственно связанные с проводимыми им экспериментами по физике ядерных реакторов, вопросам нарушения пространственной и временной четности в β-распаде и физике элементарных частиц.

Темой настоящего обзора выбран один из вопросов физики ядерных реакторов. Этот обзор основывается на работах, выполненных в последние годы в Институте теоретической и экспериментальной физики.

В инженерном деле и в науке вопросы оптимизации играют очень большую роль. Очевидно, что любая инженерная задача—это поиск оптимального решения. То же самое справедливо и относительно теоретической физики — любая задача в конечном счете сводится к минимизации действия: зачастую мы просто забываем об этом, поглощенные техническими трудностями решения уравнений, возникающих из такой постановки задачи. И в физике ядерных реакторов роль оптимизации велика. Связано это с двумя обстоятельствами. Во-первых, всегда желательно спроектировать ядерный реактор с предельно хорошими показателями. Во-вторых, необходимо иметь уверенность, что выбранное решение задачи оптимально и, следовательно, нет возможности дальнейшего улучшения характеристик реактора путем каких-либо реконструкций.

Раньше реакторные оптимизационные задачи решались методом «вариантных расчетов», попросту говоря, рассчитывалось много вариантов и из них выбирался наилучший. И лишь в последние годы была разработана законченная методика решения реакторных оптимизационных задач. Обусловлено это тем, что только в конце пятидесятых годов была создана математическая теория оптимальных процессов, позволяющая решать задачи при наличии различного типа ограничений,— так называемое неклассическое вариационное исчисление.

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Существуют две примерно эквивалентные формы неклассического вариационного исчисления: принцип максимума Понтрягина [1] и динамическое программирование Беллмана [2]. Нами будет использоваться принцип максимума. В предельно упрощенном виде идея принципа максимума сводится к следующему [3].

Задана система уравнений для фазовых переменных $x^{(i)}(t)$, $i = 1, \ldots, \ldots, n$, аргумент t — обычно время

$$\frac{dx^{(i)}}{dt} = f^{(i)}[x^{(i)}, \ldots, x^{(n)}; U(t)]. \tag{1}$$

Функция $f^{(i)}$ зависит от $x^{(i)}, \ldots, x^{(n)}$ и от $U(t)$, где $U(t)$, именуемое «управлением», неизвестная функция, которую следует подобрать так, чтобы

добиться минимума функционала J

$$J = \int_0^T f^{(0)}[x^{(i)},\ldots, x^{(n)}; U(t)]\,dt. \tag{2}$$

Верхний предел T в интеграле (2), как правило, не задан.

Если функционал J имеет минимум, то его первая вариация δJ, обусловленная вариаций δU, должна равняться нулю. Из (2) находим

$$\delta J = \int_0^T \left\{ \frac{\partial f^{(0)}}{\partial U}\,\delta U + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial x^{(i)}}\,\delta x^{(i)} \right\} dt. \tag{3}$$

Вариации $\delta x^{(i)}$ определяются из варьирования уравнения (1). Оказывается при этом, что если ввести дополнительные функции $\psi_i(t)$, обычно называемые сопряженными, то вариацию δJ можно представить в виде

$$\delta J = -\int_0^T \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial U}\,\delta U dt + \sum_{i=0}^{i=n} \psi_i \delta x^{(i)} \Bigg|_0^T . \tag{4}$$

Функция $\mathcal{H}$ определяется как

$$\mathcal{H} = \sum_{i=0}^{i=n} \psi_i f^{(i)} \tag{5}$$

и называется гамильтонианом, ибо с ее помощью система уравнений (1) для $x^{(i)}$ и система уравнений для ψ_i записываются следующим образом:

$$\frac{dx^{(i)}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \psi_i}; \qquad \frac{d\psi_i}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{dx^{(i)}}. \tag{6}$$

Равенство нулю δJ требует независимого равенства нулю каждого из членов в правой части выражения (4). Равенство

$$\partial \mathcal{H}/\partial U = 0 \tag{7}$$

с учетом того, что минимум J требует положительности второй вариации по U, приводит к принципу максимума, формулируемого следующим образом: чтобы J достигало минимума, должно найтись такое $\tilde{U}$, чтобы гамильтониан $\mathcal{H}$ как функция U, достигал максимума, а в случае ограничений на U — супремума, и тогда будет иметь место не (7), а более общее условие

$$\mathcal{H}[x^{(1)},\ldots, x^{(n)}; \psi_0,\ldots \psi_n; \tilde{U}] = \operatorname{Sup} \mathcal{H}[x^{(1)},\ldots, x^{(n)}; \psi_0,\ldots, \psi_n; U]. \tag{8}$$

При этом хотя бы одно $\psi_i(t)$, $i = 0, 1, \ldots, n$ должно отличаться от нуля. Значение максимума $\mathcal{H}$ равно нулю; сопряженная функция ψ_0 — неположительно определенная постоянная.

Равенство нулю второго члена выражения (4)

$$\sum_{i=0}^{i=n} \psi_i \delta x^{(i)} = 0 \tag{9}$$

является так называемым условием трансверсальности и дает дополнительные начальные условия при $t = 0$ и $t = T$ для ψ_i, если $x^{(i)}$ не для всех $i = 1, \ldots, n$ заданы в начале и конце процесса оптимизации.

Изложенные выше соображения о принципе максимума носят, конечно, сугубо иллюстративный характер. В частности, важно подчеркнуть, что при наличии ограничений одновременно на $x^{(i)}$ и U уравнения для ψ_i имеют от-

личающуюся от (6) форму. Не имея возможности останавливаться на всех тонкостях постановки оптимизационной задачи в различных случаях, подчеркнем лишь наглядный смысл ψ-функций. Для этого представим первый член в (4) в следующем виде:

$$-\int_0^T \frac{\partial \mathscr{H}}{\partial U} \delta U dt = -\int_0^T \psi_i \frac{\partial}{\partial U} \frac{dx^{(i)}}{dt} \delta U dt, \tag{10}$$

из которого следует, что ψ_i — суть веса, с которыми входят в вариацию δJ производные по U от $dx^{(i)}/dt$.

Поясним, как практически пользоваться принципом максимума. Почти во все рассматриваемые ниже реакторные оптимизационные задачи управление U входит линейным образом и поэтому гамильтониан $\mathscr{H}$ также линеен по U

$$\mathscr{H} = \chi + U\varphi, \tag{11}$$

где χ и φ — функции только $x^{(i)}$ и ψ_i. Управление, как правило, оказывается ограниченным

$$0 \leqslant U(t) \leqslant U_{\max};\ 0 \leqslant t \leqslant T, \tag{12}$$

и часто наложены дополнительные условия типа

$$p[x^{(1)}, \ldots, x^{(n)}; U] \leqslant 0, \tag{13}$$

причем вид функции p задан. Тогда первое, что можно сделать, это установить допустимые типы управления. Допустимыми будут управления, приводящие к супремуму гамильтониана $\mathscr{H}$ из (11), т. е. $U(t) = U_{\max}$, если $\varphi > 0$ и $U(t) = 0$, если $\varphi < 0$. Кроме того, в ряде задач допустимым может оказаться классическое управление $U(t) = U_{\text{кл}}(t)$, получаемое из условия (7), сводящегося с учетом (11) к $\varphi = 0$. (Для определения конкретного вида $U_{\text{кл}}(t)$ используются также равенства нулю первой и второй производных по времени от φ.)

Для того чтобы классическое управление осуществлялось, необходимо, чтобы хотя одно ψ_i, $i = 0, \ldots, n$ было отлично от нуля. И, наконец, может реализоваться граничное управление $U(t) = U_{\text{гр}}(t)$, где $U_{\text{гр}}(t)$ определяется из равенства $p = 0$.

Однако алгоритма, как скомпоновать полное оптимальное управление на всем участке $0 \leqslant t \leqslant T$, не существует — в принципе оптимальной может оказаться любая компоновка из участков с этими четырьмя типами управления. Поэтому, используя граничные условия, из принципа максимума пытаются определить управления на границах оптимизации при $t \to 0$ и $t \to T$. После этого и начинается наиболее творческая часть работы: исходя из физических, порой интуитивных соображений, выбирают [1] некоторое управление на всем интервале $0 \leqslant t \leqslant T$ и проверяют, что уже может представлять лишь вычислительные трудности, выполняется ли для этого управления принцип максимума.

В следующих разделах приводятся решения конкретных реакторных оптимизационных задач. В разделе 3 рассматриваются задачи, в которых управлением является концентрация ядерного горючего в единице объема реакторов [2] и фазовыми переменными — плотности и градиенты плотности

---

[1] Этот «выбор» в ряде задач сводится лишь к указанию последовательности чередования типов управления, а границы зон в дальнейшем получаются автоматически.

[2] В одной из приводимых в разделе III задач управлением является концентрация поглотителя в единице объема реактора.

нейтронов. Под аргументом t понимается пространственная координата, обозначаемая обычно через z. В разделе 4 управлением является мощность реактора, а фазовыми переменными являются концентрации различных изотопов. Под аргументом t понимается время.

Каждая из рассмотренных задач характеризуется одним имеющим физический интерес оптимизируемым функционалом типа (2). В связи с выбором этого функционала подчеркнем следующее: функция $f^{(0)}$, входящая в подынтегральное выражение (2), может быть сколь угодно сложной и, в частности, может состоять из ряда слагаемых, каждый из которых имеет свой физический смысл. Важно лишь, чтобы не было требований решить задачу типа: «максимум продукции при минимуме расхода сырья». Подобная задача лишена смысла, а вместо нее провомочны следующие две постановки задачи: либо «максимум продукции при заданном расходе сырья», либо «минимум расхода сырья при заданном количестве продукции».

3. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ ЗАДАЧИ

1. Задача о минимуме критической массы. Это первая из двух реакторных оптимизационных задач, которая в предположении отсутствия ограничений сверху на концентрацию ядерного горючего была в свое время рассмотрена в рамках обычного вариационного исчисления в работе [4]. Причем в этой же работе имеется ссылка на то, что впервые эта задача была сформулирована и решена Р. Фейнманом. При ограничениях на управление задача решена в [5].

Формулируется задача следующим образом: задана зависимость замедляющих и размножающих свойств среды от концентрации ядерного горючего; размеры реактора не заданы и требуется так расположить ядерное горючее в пространстве, чтобы реактор был критичен при минимальной массе горючего; концентрация ядерного горючего ограничена сверху.

Математическая модель, соответствующая этой постановке задачи, принималась такой: двухгрупповое приближение без учета резонансного захвата и захвата нейтронов при замедлении; независимость свойств замедлителя от концентрации ядерного горючего. Задача решалась в плоской, цилиндрической и сферической геометриях. Опишем полученные результаты для случая плоской геометрии (для других геометрий принципиальных усложнений нет — есть лишь некоторые вычислительные усложнения).

Обозначим через $U(z)$ соответствующим образом нормированную концентрацию ядерного горючего и примем ее в качестве управления. На управление $U(z)$ наложено ограничение (12). Если $N(z)$ и $n(z)$ — плотности тепловых и замедляющихся [3] нейтронов, то исходные уравнения имеют стандартный вид [6].

$$\frac{d^2N}{dz^2} - \frac{1+U}{L_0^2} N = -n; \qquad \frac{d^2n}{dz^2} - \frac{n}{\tau} = -\frac{\eta U}{\tau L_0^2} N, \tag{14}$$

где L_0^2 и τ — квадраты длин диффузии и замедления без учета ядерного горючего; η — постоянная размножения.

Система уравнений (14) легко сводится к форме (1) путем введения фазовых переменных следующим образом: $x^{(1)} \equiv N$; $x^{(2)} \equiv dN/dz$; $x^{(3)} \equiv n$; $x^{(4)} \equiv dn/dz$. Минимизируемый функционал J, соответствующий массе

[3] При соответствующим образом выбранной нормировки плотности замедляющихся нейтронов.

ядерного горючего, имеет вид

$$J = \int_0^H U(z)\,dz. \tag{15}$$

Размер реактора H не задан; для удобства считается, что $z = 0$ — центр реактора.

Гамильтониан, соответствующий системе уравнений (14), записанных в форме (1), имеет строение, аналогичное (11),

$$\begin{aligned} &\mathscr{H} = \chi + U\varphi; \\ &\chi = \psi_1 x^{(2)} - \psi_2 x^{(3)} + \psi_3 x^{(4)} + \frac{1}{\tau}\psi_4 x^{(3)} + \frac{1}{L_0^2}\psi_2 x^{(1)}; \\ &\varphi = \psi_0 + \frac{1}{L_0^2} x^{(1)} \left[\psi_2 - \frac{\eta}{\tau}\psi_4\right] . \end{aligned} \tag{16}$$

Граничные условия для фазовых переменных $x^{(i)}(z)$ имеют вид $x^{(2)}(0) = x^{(4)}(0) = x^{(1)}(H) = x^{(3)}(H) = 0$. Из условий трансверсальности (9) получаем граничные условия для сопряженных функций $\psi_i(z)$: $\psi_1(0) = \psi_3(0) = \psi_2(H) = \psi_4(H) = 0$.

Легко можно показать, что уравнение для комбинации $\left(\psi_2 - \frac{\eta}{\tau}\psi_4\right)$ в рассматриваемой задаче тождественно с уравнением для $x^{(1)}$ и граничные условия для этих величин также совпадают. Тогда функция переключения φ может быть представлена с точностью до несущественного множителя в виде

$$\varphi = [x^{(1)}]^2 - 1. \tag{16'}$$

Отсюда видно, что $\varphi > 0$ при $x^{(1)} > 1$, $\varphi < 0$ при $x^{(1)} < 1$; $\varphi = 0$ при $x^{(1)} = 1$ (последний случай соответствует классическому управлению в смысле выполнения равенства (7)).

Используя граничное условие $x^{(1)}(H) = 0$, получаем, что в области, примыкающей к границе реактора, $\varphi < 0$ и поэтому должно быть $U(z \to H) = 0$.

Общий характер оптимального решения зависит от значения верхнего предела $U_{\max}$, входящего в ограничение (12).

Если значение $U_{\max}$ достаточно велико, то оптимальной компоновкой является д в у х з о н н а я: центральная зона $0 \leqslant z \leqslant h$,

$$U(z) = U_{\text{кл}}(z) = \frac{\sqrt{\eta}}{\eta - 1}\sqrt{\frac{(\eta-1)L_0^2}{\tau} + 1}\cos\sqrt{\frac{\eta-1}{\tau}}\,z + \frac{1}{\eta-1}$$

периферийная зона (отражатель) $h \leqslant z \leqslant H \to \infty$, $U(z) = 0$. Для того чтобы двухзонная компоновка была бы оптимальной, требуется выполнение условия

$$U_{\max} > \frac{\sqrt{\eta}}{\eta-1}\sqrt{\frac{(\eta-1)L_0^2}{\tau} + 1} + \frac{1}{\eta-1}\cdot \tag{17}$$

Если условие (17) нарушено, то оптимальной является трехзонная компоновка: центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h_1$; $U(z) = U_{\max}$; промежуточная зона $h_1 \leqslant z \leqslant h_2$; $U(z) = U_{\text{кл}}(z)$ [но конкретный вид $U_{\text{кл}}(z)$ более сложный, чем приведенный выше для двухзонной компоновки], периферийная зона (отражатель): $h_2 \leqslant z \leqslant H \to \infty$; $U(z) = 0$.

Порядок получаемых эффектов демонстрирует следующий пример: $\eta = 1{,}04$, $\tau/L_0^2 = 1$, $U_{\max} = 35$ (выбранные физические постоянные примерно

соответствуют реактору на тяжелой воде). Если нормировать критическую массу на случай без ограничения на $U(z)$, то получается: случай без ограничения на $U(z)$: $M = 1{,}000$; $[U_{кл}(0) = 51]$, случай с ограничением $U(z) \leqslant 35 : M = 1{,}088$, случай равномерного распределения $U(z) = 35 : M = 1{,}182$.

2. Задача об оптимальном расположении регуляторов. Это вторая из двух реакторных оптимизационных задач, которая в предположении отсутствия ограничений сверху на концентрацию ядерного горючего была в свое время решена в рамках обычного вариационного исчисления [7]. При ограничениях на управление задача решена в [8].

Формулируется задача следующим образом: имеется реактор заданных размеров, равномерно заполненный тепловыделяющими элементами. В отсутствии регуляторов эта система подкритична. Требуется так расположить в реакторе регуляторы, чтобы реактор был критичен, а число регуляторов — минимально.

Математическая модель, соответствующая этой постановке задачи, принималась такой: двухгрупповое приближение без учета резонансного захвата и захвата нейтронов при замедлении в веществе регуляторов. Задача решалась в плоской геометрии. Исходные уравнения имеют вид, аналогичный (14), но теперь под $U(z)$ понимается соответствующим образом нормированная концентрация поглотителя — вместо гетерогенных регуляторов рассматривается гомогенизированная модель

$$\frac{d^2N}{dz^2} - \frac{1+U}{L^2}N = -n, \qquad \frac{d^2n}{dz^2} - \frac{n}{\tau} = -\frac{kN}{L^2\tau}. \tag{18}$$

Величины k, L^2, τ, характеризующие систему в отсутствии регуляторов, могут определяться с учетом резонансного захвата и захвата нейтронов при замедлении. На управление $U(t)$ наложены ограничения (12).

Минимизируемый функционал J, соответствующий в гомогенизированной модели числу регуляторов, есть

$$J = \int_0^H U(z)\,dz. \tag{19}$$

После введения фазовых переменных, определенных так же, как в предыдущей задаче, можно построить гамильтониан $\mathscr{H}$, причем функция переключений $\varphi(z)$ теперь будет равна

$$\varphi(z) = \psi_0 + \frac{\psi_2 x^{(1)}}{L^2}. \tag{20}$$

Проанализировав уравнения для сопряженных функций ψ_i, нетрудно убедиться, что сопряженные функции полностью совпадают с соответствующим образом сопоставленными им фазовыми переменными и, в частности, $\psi_2(z) = x^{(1)}(z)$. Тогда вместо (20), приняв $\psi_0 = -1/L^2$, получим

$$\varphi(z) = \frac{1}{L^2}\{[x^{(1)}]^2 - 1\}. \tag{20'}$$

Дальше установление допустимых типов управления и утверждение, что при $z \to H$, $U(z \to H) = 0$, проводятся так же, как в предыдущей задаче, ибо очевидно, что граничные условия на $x^{(i)}$ и ψ_i в этих задачах одинаковы. Качественно одинаковы и получающиеся оптимальные компоновки. Для иллюстрации приведем результаты расчета при следующих значениях исходных постоянных: $k = 1{,}4778$; $L^2 = 2{,}487$ *см*^{2}; $\tau = 33{,}0$ *см*^{2}, $H = 35$ *см*.

Равномерное распределение $U(z) = 0{,}34$; $J = 1$.

Случай без верхнего ограничения на $U(z)$: оптимальна двухзонная компоновка: центральная зона $0 \leqslant z \leqslant h = 24{,}86$ *см*, $U(z) = U_{кл}(z)$; $U(0) = 0{,}4685$; $U(h) = 0{,}124$; периферийная зона: $h \leqslant z \leqslant H = 35$ *см*; $U(z) = 0$; $J = 0.83$.

Случай с ограничением на $U(z)$: $U_{max} = 0.40$; оптимальна трехзонная компоновка: центральная зона $0 \leqslant z \leqslant h_1 = 18$ см, $U(z) = U_{max} = 0{,}40$; промежуточная зона; $h_1 \leqslant z \leqslant h_2 = 24{,}5$ *см*, $U(z) = U_{кл}(z)$, $U(h_1) = 0{,}38$; $U(h_2) = 0{,}176$; периферийная зона: $h_2 \leqslant z \leqslant H = 35$ *см*; $U(z) = 0$; $J = 0{,}87$.

В заключение рассмотрения этих двух простейших реакторных оптимизационных задач подчеркнем, что полученные результаты допускают наглядную физическую интерпретацию. Так, например, для последней задачи получилась в случае с ограничением на управление трехзонная система, с такими свойствами, что любое перемещение регуляторов в ней приводит к увеличению реактивности, т. е. к возрастанию числа регуляторов, необходимых для запирания реактора. Это очевидно из следующих соображений: в центральной зоне $x^{(1)}(z) > 1$; в промежуточной зоне $x^{(1)}(z) = 1$; в периферийной зоне $x^{(1)}(z) < 1$. Для увеличения эффективности регулятора его выгодно перемещать в область более высокой плотности нейтронов: этого можно было бы добиться, переставляя регулятор из промежуточной зоны в центральную, но в центральной зоне нет свободных мест, ибо $U(z) = U_{max}$. Прочие же перестановки только уменьшают эффективность регулятора.

3. Задача о минимуме критических размеров. Задача о минимуме критических размеров [9] формулируется следующим образом: известна зависимость размножающих свойств среды от концентрации ядерного горючего U. Требуется выбрать такое пространственное распределение U, чтобы критические размеры реактора были бы минимальны и при этом с реактора снималась заданная мощность. Последнее требование крайне существенно — без него задача имела бы тривиальное решение: среда с наилучшими размножающими свойствами.

Математическая модель, соответствующая этой постановке задачи, принималась такой: двухгрупповое приближение без резонансного захвата и захвата нейтронов при замедлении. Задача решалась для плоской геометрии. Исходные уравнения имели вид (14), а минимизируемый функционал

$$J = \int_0^H dz. \tag{21}$$

Считалась заданной мощность реактора W

$$W = \int_0^H U(z) N(z) dz \tag{22}$$

и требовалось выполнение теплотехнического ограничения

$$p(z) = U(z) N(z) - D \leqslant 0, \tag{23}$$

где D — заданная постоянная.

После введения канонических фазовых переменных $x^{(i)}(z)$, $i = 1, 2, 3, 4$ система уравнений (15) преобразовывалась к виду (1), а ограничение (22) учитывалось введением дополнительной фазовой переменной $x^{(5)}(z)$, подчиняющейся уравнению

$$dx^{(5)}/dz = U(z) x^{(1)}(z) \tag{24}$$

и граничным условиям $x^{(5)}(0) = 0$; $x^{(5)}(H) = W$. Гамильтониан задачи имел вид (11), причем функция переключений $\varphi(z)$ оказалась равной

$$\varphi(z) = x^{(1)}\left[\frac{1}{L_0^2}\left(\psi_2 - \frac{\eta}{\tau}\psi_4\right) + \psi_5\right]. \tag{25}$$

Функция переключений (25) имеет принципиально другой вид, чем получаемые в ранее рассмотренных задачах функции (16) или (20): она есть произведение функции, зависящей только от $x^{(i)}$, на функцию, зависящую только от ψ_i. Это приводит к тому, что классическое управление оказывается нереализуемым в данной задаче: условие $\varphi = 0$ автоматически приводит к $\psi_i = 0$, $i = 0, \ldots, 5$. Поэтому допустимыми оказываются только $U_{\max}$ при $\varphi > 0$, $U(z) = 0$ при $\varphi < 0$ и $U_{\text{гр}}$, получаемое из условия $p = 0$. Непосредственный расчет показывает, что оптимальной оказывается двухзонная компоновка: центральная зона $0 \leqslant z \leqslant h$, $p = 0$; периферийная зона: $h \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$. Получаемый эффект от оптимизации достигает большой величины, но его численное значение зависит от входных данных задачи. В заключение заметим, что задача о минимуме критических размеров была решена только после использования неклассического вариационного исчисления.

4. Задачи по оптимизации мощности реактора. Имеется много различных постановок задач по оптимизации мощности реактора [10—15]. Обусловлено это тем, что, вообще говоря, с физической точки зрения если реактор критичен, то с него можно снять любую мощность. Дело упирается в теплотехнические ограничения — и поскольку эти теплотехнические ограничения имеют самый разнообразный характер, постольку возникают разнообразные оптимизационные задачи. Причем речь может идти об отыскании как максимума мощности реактора, так и минимума (в последнем случае при заданной плотности нейтронов в некоторой точке реактора). Предельно кратко остановимся на этих задачах, рассмотрев сначала задачи, сделанные в одногрупповом приближении, а затем — в двухгрупповом.

Одногрупповые задачи. *Задачи с нормировкой плотности нейтронов в центре реактора.* В одногрупповом приближении используется следующее исходное уравнение [6] (рассматривается плоский реактор)

$$\frac{d^2N}{dz^2} + \alpha^2 N = 0, \tag{26}$$

где лапласиан α^2 есть линейная функция управления $U(z)$, под которым понимается соответствующим образом нормированная концентрация ядерного горючего

$$\alpha^2 = a + bU, \tag{27}$$

где a и b — постоянные. То, что лапласиан есть линейная функция $U(z)$, конечно, является упрощающим предположением.

Характер решения в значительной степени обусловлен знаком постоянной b. Если постоянная $b > 0$, что имеет место для реакторов на тепловых нейтронах и естественном уране при малых концентрациях ядерного горючего или для реакторов на быстрых нейтронах, величина α^2 есть растущая с увеличением $U(z)$ функция; если $b < 0$, что соответствует большим концентрациям ядерного горючего в случае использования естественного урана, то α^2 падает с увеличением U. Рассмотрим эти случаи отдельно для следующей задачи: одномерный реактор без отражателя, плотность нейтронов задана в центре реактора $N(0) = 1$[4], требуется найти такое распределение

[4] Предполагается, что при всех допустимых значениях $U(z)$ из (12) $\alpha^2 > 0$.

$U(z)$, чтобы оптимизировать мощность реактора W

$$W = \int_0^H U(z) N(z)\, dz. \tag{28}$$

Будут рассмотрены минимизация и максимизация мощности W: для первого случая $\psi_0 \leqslant 0$, для второго случая $\psi_0 \geqslant 0$. Для уравнения (26) и оптимизируемой величины (28) после введения фазовых переменных $x^{(1)} = N$; $x^{(2)} = dN/dz$ и сопряженных функций ψ_1 и ψ_2 в соответствии с правилом (5) можно построить гамильтониан задачи $\mathscr{H}$, который будет иметь вид (11), причем функция переключений φ оказывается равной

$$\varphi(z) = x^{(1)} [\psi_0 - b\psi_2]. \tag{29}$$

Вид функции переключений $\varphi(z)$ (29) позволяет определить ряд характеристик оптимального управления до полного решения задачи. Во-первых, можно показать, что классическое управление $\varphi = 0$ не реализуется, ибо при выполнении условия (7) все $\psi_i = 0$, $i = 0, 1, 2$. Во-вторых, граничные условия для фазовых переменных имеют вид: $x^{(1)}(0) = 1$, $x^{(1)}(H) = 0$, $x^{(2)}(0) = 0$ и из условий трансверсальности (9) получаем для сопряженной функции ψ_2: $\psi_2(H) = 0$. Используя последнее условие из (29), видим, что знак $\varphi(z \to H)$ определяется знаком ψ_0. Таким образом, оказывается, что при минимизации мощности в периферийной зоне $U(z \to H) = U_{\min} = 0$, а при максимизации мощности в периферийной зоне $U(z \to H) = U_{\max}$. Количество же зон определяется знаком b.

Случай растущего лапласиана $b > 0$. В этом случае оказывается, что оптимальная компоновка двухзонная.

Для задачи на максимум мощности реактора ($\psi_0 > 0$) центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h$, $U(z) = 0$; периферийная зона: $h \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$. На границе зон при $z = h$ функция переключений равна нулю, $\varphi(h) = 0$, что обеспечивает непрерывность гамильтониана, несмотря на разрыв в управлении.

Для задачи на минимум мощности реактора ($\psi_0 < 0$): центральная зона $0 \leqslant z \leqslant h$, $U(z) = U_{\max}$; периферийная зона: $h \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = 0$.

Случай падающего лапласиана, $b < 0$. В этом случае оказывается, что оптимальная компоновка трехзонная.

Для задачи на максимум мощности реактора ($\psi_0 > 0$) центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h_1$, $U(z) = U_{\max}$; промежуточная зона: $h_1 \leqslant z \leqslant h_2$, $U(z) = 0$; периферийная зона: $h_2 \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$.

Для задачи на минимум мощности реактора ($\psi_0 < 0$) центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h_1$, $U(z) = 0$; промежуточная зона $h_1 \leqslant z \leqslant h_2$, $U(z) = U_{\max}$; периферийная зона: $h_2 \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = 0$.

Заканчивая рассмотрение одногрупповых задач этого типа на оптимум мощности реактора, подчеркнем следующие два обстоятельства: во-первых, то, что в случае падающего лапласиана оптимальной компоновкой является трехзонная, а не двухзонная, явилось полностью оригинальным и имеющим существенное практическое значение; во-вторых, определенный методический интерес представляет результат, показывающий, что при переходе от задачи на минимум мощности реактора к задаче на максимум количество зон остается прежним, и лишь минимальное управление заменяется на максимальное и наоборот. (Но, конечно, размеры зон, т. е. величины h, h_1 и h_2, при этом изменяются.)

Задача с отсутствием кипения теплоносителя в канале. В предыдущих одногрупповых задачах на оптимум мощности реактора теплотехническое ограничение реализовывалось в условии $N(0) = 1$ при выполнении требо-

вания $\alpha^2(U) \geqslant 0$, $0 \leqslant U(z) \leqslant U_{\max}$. Сейчас мы рассмотрим задачу с теплотехническим ограничением другого вида. Исходная система уравнений прежняя [формула (26)]; так же, как и раньше, вводятся фазовые переменные $x^{(1)}$ и $x^{(2)}$, кроме того, вводится фазовая переменная $x^{(3)}(z)$, удовлетворяющая граничным условиям $x^{(3)}(0)=0$ и $x^{(3)}(H) = H$ и обусловленная тем, что размер реактора задан [5]. Теплотехническое ограничение имеет вид

$$p = Ux^{(1)} + \zeta x^{(4)} - D(x^{(3)}) \leqslant 0, \tag{30}$$

где ζ — постоянная; D — известная функция $x^{(3)}$; фазовая координата $x^{(4)}$ удовлетворяет уравнению

$$dx^4/dz = U x^{(1)} \tag{31}$$

и граничному условию $x^{(4)}(0) = 0$. Значение $x^{(4)}(H)$ не определено. Граничные условия для $x^{(1)}(z)$ и $x^{(2)}(z)$: $x^{(1)}(H) = 0$, $x^{(1)}(0) = 0$. Из условий трансверсальности (9) получаем $\psi_2(0) = \psi_2(H) = \psi_4(0) = 0$. Задача заключается в отыскании максимума мощности, представляемой в виде функционала (28).

После введения ортодоксальным образом гамильтониана задачи получаем, что функция переключений φ имеет вид

$$\varphi = x^{(1)}[-\psi_0 + \psi_4 - b\psi_2] \tag{32}$$

(ψ_0 определено как $\psi_0 \leqslant 0$).

Анализ функции переключений φ из (32) показывает, что классическое управление в оптимальной компоновке не реализуется. При наличии ограничений (12) на управление решение оказывается трехзонным: первая зона — $0 \leqslant z \leqslant h_1$, $U(z) = U_{\max}$; вторая зона — $h_1 \leqslant z \leqslant h_2$, $p = 0$; третья зона — $h_2 \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$.

Следующий численный пример при $b > 0$ показывает порядок эффекта оптимизации: при $Ha^{1/2} = 12$; $ba = 1{,}25$; $U_{\max} = 1$, $\zeta = 0{,}08$; $D = \mathrm{const}$ получено: $h_1 = 2{,}532$; $h_2 - h_1 = 7{,}570$; $H - h_2 = 1{,}898$, а $W = 1{,}188$, если мощность для случая равномерного распределения горючего нормировать на единицу.

Двухгрупповые задачи. *Задача на максимум мощности реактора.* Эта задача рассмотрена в [9] и является обратной к задаче о минимуме критических размеров ядерного реактора. Действительно, выше в пункте 3 раздела 3 решалась задача о минимуме критического размера при заданной мощности реактора. Очевидно, что задачу можно обратить — искать оптимум мощности при заданных размерах реактора. Единственно тонким моментом при этом является определение характера оптимума — будет ли это максимум или минимум? Все зависит от знака постоянной сопряженной функции ψ_5, входящей в функцию переключения (25). В рассматриваемой задаче $\psi_5 > 0$ и результаты решения оптимизационной задачи о минимуме критических размеров реактора при заданной мощности совпадают с решением оптимизационной задачи о максимуме мощности реактора при заданных размерах.

Задача на минимум мощности исследовательского реактора [12—14]. Постановка этой задачи обусловлена следующими соображениями. Рассматривается исследовательский реактор, в котором поток тепловых нейтронов в отражателе используется для физических исследований. Поэтому желательно, чтобы этот поток был бы по возможности большим. С другой стороны, выгодно, чтобы на образование этого потока нейтронов в отражателе сжига-

[5] В данной задаче $z = 0$ отвечает низу реактора, а $z = H$ — верху. Центр реактора не является центром симметрии, так как теплотехническое ограничение (30) подобной симметрией не обладает.

лось бы по возможности меньше ядерного горючего, или, что то же самое, мощность реактора была бы поменьше. Оказывается на основании экономических соображений, что определяющей величиной является отношение мощности к потоку. Конечно, можно было бы оптимизировать прямо это отношение — как поступать для этого описано в работе [16], но проще зафиксировать одну из величин и искать оптимум другой: либо искать минимум мощности при заданном потоке тепловых нейтронов в отражателе [12, 13], либо искать максимум потока тепловых нейтронов в отражателе при фиксированной мощности реактора [14]. Ниже мы опишем результаты, получаемые при первом методе решения.

Исходная система двухгрупповых уравнений имеет вид (14), а минимизируемый функционал, соответствующий мощности такой:

$$J = \int_0^H U(z) N(z)\, dz. \tag{33}$$

Захват нейтронов при замедлении не учитывается. Рассматривается плоский реактор с отражателем. Толщина отражателя задана; размер реактора не задан. Предполагается заданным значение максимума нейтронной плотности в отражателе, но место, где этот максимум достигается, считается неизвестным. Возникающие при этом из условий трансверсальности (9) соотношения, куда входят граничные условия для сопряженных функций, весьма и весьма запутаны. Теплотехническое ограничение имеет вид (23).

Анализ функции переключений, которая имеет вид ($\psi_0 < 0$)

$$\varphi = x^{(1)}\left[-\psi_0 + \psi_2 - \frac{\eta}{\tau}\psi_4\right], \tag{34}$$

показывает, что классическое управление $\varphi = 0$ в оптимальном случае не реализуется.

Характер оптимального решения кардинальным образом зависит от значения максимума плотности тепловых нейтронов в отражателе $N_{\max}$ (нормировка N связана с постоянной D, входящей в теплотехническое ограничение (23)).

При малых значениях $N_{\max}$ оптимальным является однозонный реактор $0 \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$ ($z = 0$ — центр реактора: $z = H$ — граница реактора и отражателя).

По мере роста $N_{\max}$ растет плотность нейтронов в реакторе и, наконец, либо вблизи $z = 0$, либо вблизи $z = H$ нарушается теплотехническое ограничение (23). Если это нарушение происходит вблизи $z = 0$ (а где это происходит, определяется конкретными свойствами отражателя и мультиплицирующей зоны), то оптимальной является следующая двухзонная компоновка: центральная зона — $0 \leqslant z \leqslant h$, $p = 0$; периферийная зона — $h \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{\max}$.

Дальнейшее увеличение значения $N_{\max}$ приводит к тому, что теплотехническое условие (23) нарушается и с другого края реактора. Оптимальной компоновкой становится трехзонная центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h$, $p = 0$; промежуточная зона: $h_1 \leqslant z \leqslant h_2$, $U(z) = U_{\max}$; периферийная зона: $h_2 \leqslant z \leqslant H$, $p = 0$.

Если продолжать увеличивать $N_{\max}$, то толщина промежуточной зоны, т. е. разность $h_2 - h_1$, начинает уменьшаться, и в конце концов реактор становится опять однозонным: $0 \leqslant z \leqslant H$, $p = 0$.

Учет захвата нейтронов при замедлении в линейном по управлению приближении [15] в некоторых случаях (при достаточно больших значениях

U_{max}) качественно меняет вид оптимальной компоновки: появляется зона с $\varphi = 0$, соответствующая классическому вариационному исчислению. С формальной точки зрения это обусловлено тем, что в этом случае функция переключения $\varphi(z)$ уже не является мультипликативной, как в (34), а имеет вид

$$\varphi = \varphi_1 x^{(1)} + \varphi_2 x^{(3)}, \tag{35}$$

где функции φ_1 и φ_2 зависят только от ψ_i. Физические основы появления зоны классического управления пока не ясны и требуют дальнейшей разработки.

Порядок эффекта от оптимизации 10—15% в мощности для типичного исследовательского реактора на тяжелой воде.

5. Задача о минимуме квадратичного отклонения удельного тепловыделения [17]. С теплотехнической точки зрения желательно по возможности иметь выравненное тепловыделение по объему реактора. В качестве оптимизируемой характеристики J удобно выбрать среднеквадратичное отклонение удельного тепловыделения. Подобная задача решалась в одногрупповом приближении для плоского реактора. Исходное уравнение имело вид (26) с лапласианом (27) и ограничением на управление $U(z)$ (12). Кроме фазовых переменных $x^{(1)} = N$ и $x^{(2)} = dN/dz$ вводятся еще следующие фазовые переменные в связи со следующими соображениями: во-первых, задан размер реактора $H = \int_0^H dz$ ($z = 0$ — центр реактора), что учитывается введением $x^{(3)}$, удовлетворяющего уравнению

$$dx^{(3)}/dz = 1; \tag{36}$$

во-вторых, задана мощность реактора $W = \int_0^H U x^{(1)} dz$, что приводит к введению $x^{(4)}$

$$dx^{(4)}/dz = U x^{(1)}. \tag{37}$$

Минимизируемый функционал J имеет вид

$$J = \int_0^H \left[U x^{(1)} - \frac{W}{H}\right]^2 dz. \tag{38}$$

Граничные условия для фазовых переменных $x^{(i)}$ и получаемые из условий трансверсальности (9) для сопряженных функций имеют вид: $\psi_1(0) = 0$; $x^{(2)}(0) = 0$; $x^{(3)}(0) = 0$; $x^{(4)}(0) = 0$; $x^{(1)}(H) = 0$; $\psi_2(H) = 0$; $x^{(3)}(H) = H$; $x^{(4)}(H) = W$.

Специфической особенностью данной задачи является то, что управление $U(z)$ входит нелинейным образом. Поэтому получающийся гамильтониан имеет вид

$$\mathcal{H} = \chi + U x^{(1)} [\psi_4 - \psi_2] + \psi_0 U^2 [x^{(1)}]^2, \tag{39}$$

где χ — есть функция только $x^{(i)}$ и ψ_i, а $\psi_0 \leqslant 0$. Такой вид гамильтониана (39) делает возможным реализацию в оптимальном случае классического управления, получаемого из условия (7). Однако при наличии ограничений (12) из-за граничного условия $x^{(1)}(H) = 0$ зона классического вариационного исчисления не может занимать весь реактор и оптимальной компоновкой оказывается двухзонная центральная зона: $0 \leqslant z \leqslant h$, $\partial\mathcal{H}/\partial U = 0$; периферийная зона: $h \leqslant z \leqslant H$, $U(z) = U_{max}$. Проведенные численные расчеты для случая $U_{max}^{1/2} H = 2{,}32$ (в выражении (27) принято $a = 0$, $b = 1$) показывают, что величина J уменьшается для выбранной оптимальной компоновки в 4 раза по сравнению со случаем, когда ядерное горючее распределено равномерно по реактору.

4. ВРЕМЕННЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ ЗАДАЧИ

Из временных реакторных оптимизационных задач мы остановимся только на тех, которые связаны с образованием и выжиганием различных изотопов в ядерных реакторах. Эти задачи бывают двух типов: задачи, связанные с изотопами, образующимися в процессе деления ядер горючего, и задачи, связанные с облучением специально помещаемых в реактор изотопов.

1. Обзор предшествующих работ. Примерно в те же годы, когда нами был применен принцип максимума Л. С. Понтрягина для решения пространственных оптимизационных реакторных задач, появился ряд работ [18—20], в которых этот же метод использовался для оптимизации ксеноновых переходных процессов в ядерных реакторах. Общая идея в постановке подобных задач весьма естественна: при снижении мощности реактора из-за распада йода-135 образуется ксенон-135, который снижает реактивность. Надо так выбрать процесс снижения мощности реактора, чтобы образовалось поменьше ксенона-135 и имелась возможность потом реактор опять запустить. Причем этот процесс должен быть оптимальным по определенным критериям.

Исходная система уравнений, описывающая изменение концентраций изотопов йода-135 $x^{(1)}$ и ксенона-135 $x^{(2)}$, имеет известный вид [6]

$$\frac{dx^{(1)}}{dt} = \gamma_1 \Sigma_f U - \lambda_1 x^{(1)}, \qquad \frac{dx^{(2)}}{dt} = \gamma_2 \Sigma_f U + \lambda_1 x^{(1)} - [\sigma_2 U + \lambda_2]\, x^{(2)}. \quad (40)$$

В уравнениях (40) введены общепринятые обозначения из [6], за исключением величины U, которая соответствует потоку нейтронов и рассматривается в следующих ниже задачах как управление. Уравнения (40), вообще говоря, различны для каждой точки реактора, так как от местоположения может зависеть и Σ_f и U. Но во всех упомянутых работах [18—20] рассматривалась так называемая точечная модель, в которой Σ_f и U принимались не зависящими от координаты и соответствующими неким средним по объему реактора. В этом случае под управлением U с точностью до правильно определенной нормировки можно понимать полную мощность реактора $W(t)$ в данный момент времени t.

Типичная ксеноновая оптимизационная задача ставится следующим образом: в начальный момент времени при $t = 0$ определены $x^{(1)}(0)$ и $x^{(2)}(0)$; в конечный момент времени T, как правило, задана зависимость $f[x^{(1)}(T), x^{(2)}(T)] = 0$. Требуется перевести реактор из состояния $x^{(1)}(0)$, $x^{(2)}(0)$ в состояние f путем выбора $U(t)$, $0 \leqslant t \leqslant T$. Управление $U(t)$ подчиняется ограничению (12). В качестве минимизируемого функционала в некоторых задачах выбиралось время переходного процесса, в других — выделяемая в переходном процессе энергия. Как в течение переходного процесса, так и после него концентрация ксенона-135 не должна была превосходить заданной величины $x^{(2)}(t) \leqslant R$, $0 \leqslant t \leqslant \infty$. Предполагалось, что изменение мощности реактора можно производить скачками.

Основной качественный результат, который был получен в работах [18—20], сводится к следующему.

В задачах на минимум времени переходного процесса T оптимальным оказался трехступенчатый процесс: первая ступень — $0 \leqslant t \leqslant t_1$, $U(t) = 0$; вторая ступень — $t_1 \leqslant t \leqslant t_2$, $x^{(2)}(t) = R$; третья ступень — $t_2 \leqslant t \leqslant T$, $U(t) = U_{\max}$.

В задаче на минимум, выделяемой в переходном процессе энергии, оптимальным остается трехступенчатый процесс, но при определенных начальных условиях третьей ступени соответствует не $U(t) = U_{\max}$, а классическое управление $U_{\text{кл}}(t)$, получаемое из условия (7).

В ИТЭФ дальнейшее продвижение в решении оптимизационных реакторных задач сводится к следующему.

2. Оптимизация конкретных ксеноновых переходных процессов [21]. Рассматривался случай тяжеловодного энергетического ядерного реактора с газовым охлаждением, работающего на АЭС в ЧССР. Определялись характеристики оптимального снижения мощности на различные уровни (а не обязательно до нулевой мощности, как это делалось в работах [18—20]). Качественно оптимальный процесс получался таким же, как и в работах [18—20], количественно — характеристики зависели от значения того уровня мощности, на который переводился реактор.

3. Оптимальный процесс с максимальным выделением энергии [22]. В практике эксплуатации ядерных энергетических реакторов может возникнуть ситуация, когда по техническим требованиям необходимо остановить реактор, но экономически это не выгодно, ибо не отдается на сторону электроэнергия. Поэтому может возникнуть потребность проводить переходный процесс так, чтобы при этом выделялась максимальная энергия. Переходный же процесс необходим для того, чтобы в течение него выжечь ксенон-135 и иметь возможность запустить реактор в нужный момент.

Результаты решения этой задачи в принципиальном плане не очень отличаются от решения предыдущих задач и поэтому мы их описывать не станем. Заметим лишь, что в процессе решения наиболее тонким моментом является выбор той области в фазовом пространстве $x^{(1)}$ —$x^{(2)}$, в которую должен быть переведен реактор к концу процесса оптимизации.

4. Оптимизация ксеноновых переходных процессов при ограничениях на скорость изменения мощности реактора [23]. Во всех предыдущих оптимизационных задачах, связанных с ксеноновыми переходными процессами, предполагалось, что можно скачком менять мощность реактора. Реально же из-за условий ядерной безопасности всегда накладываются ограничения на скорость изменения мощности реактора. Причем эти ограничения таковы, что времена полного изменения мощности реактора становятся сравнимыми с временами работы реактора на максимальной и нулевой мощности, полученными в описанном в пункте 1 этого раздела оптимальном трехступенчатом процессе.

Если учитывать ограничение на скорость изменения мощности реактора, но в рамках «точечной модели» вместо системы уравнений (40) имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{dx^{(1)}}{dt} = \gamma_1 \Sigma_f x^{(3)} - \lambda_1 x^{(1)}, \qquad \frac{dx^{(2)}}{dt} = \gamma_2 \Sigma_f x^{(3)} + \lambda_1 x^{(1)} - [\sigma_2 x^{(3)} + \lambda_2]\, x^{(2)},$$
$$\frac{dx^{(3)}}{dt} = \omega. \tag{41}$$

В уравнениях (41) $x^{(1)}$ и $x^{(2)}$ обозначают по-прежнему концентрации йода-135 и ксенона-135 соответственно, а фазовая переменная $x^{(3)}$ соответствует мощности реактора. Управлением является скорость изменения мощности реактора. На управление $\omega(t)$ наложены ограничения вида

$$-\beta_{\min} \leqslant \omega(t) \leqslant \beta_{\max}, \tag{42}$$

где $\beta_{\min}$ и $\beta_{\max}$ — заданные положительные постоянные. Кроме того, имеется ограничение на концентрацию ксенона-135: $x^{(2)}(t) \leqslant R$, $0 \leqslant t \leqslant \infty$. Минимизируемым функционалом J являлось время переходного процесса

$$J = \int_0^T dt. \tag{43}$$

Качественный характер получающего оптимального процесса следующий. Как было указано выше, при отсутствии ограничений (42) оптимальный процесс является трехступенчатым: первая ступень — $0 \leqslant t \leqslant t_1$, $U(t) = 0$; вторая ступень — $t_1 \leqslant t \leqslant t_2$, $x^{(2)}(t) = R$; третья ступень — $t_2 \leqslant t \leqslant T$, $U(t) = U_{\max}$. На границах в точках $t = 0$; t_1; t_2; T при этом имеется разрыв в мощности реактора. При наличии ограничений (42) подобные разрывы недопустимы и поэтому вблизи упомянутых значений времени возникают области с $dU/dt = \omega$, равным либо $\beta_{\max}$, либо $-\beta_{\min}$. Так что, вообще говоря, вместо трехступенчатого возникает семиступенчатый оптимальный переходный режим. Однако существенную роль при этом играют начальные значения и численные значения постоянных $\beta_{\max}$ и $\beta_{\min}$ — в ряде случаев оказывается, что ситуация такова, что какие-то из ступеней не могут быть реализованы в оптимальном процессе.

5. Оптимизация самариевых переходных процессов [24]. Среди продуктов деления ядерного горючего имеется изотоп прометий-149, обладающий выходом $\sim 1\%$, который при β^--распаде превращается в самарий-149. Самарий-149 стабильный изотоп, сильно поглощающий нейтроны. Уравнения, описывающие в точечной модели накапливание прометия-149 и самария-149 в ядерном реакторе, имеют вид, аналогичный уравнениям (40), но только теперь под $x^{(1)}$ следует понимать концентрацию прометия-149, а под $x^{(2)}$ — самария-149

$$\frac{dx^{(1)}}{dt} = \gamma\Sigma_f U - \lambda x^{(1)}; \qquad \frac{dx^{(2)}}{dt} = \gamma x^{(1)} - \sigma U x^{(2)}. \tag{44}$$

В уравнениях (44) γ и λ — выход и постоянная распада прометия-149, σ — сечение захвата нейтронов самарием-149.

Считается, что мощность реактора U подчиняется ограничениям (12) и концентрация самария-149 также ограничена $x^{(2)}(t) \leqslant R$. При стационарной работе реактора равновесная концентрация прометия-149, определенная из (44),

$$x^{(1)}_{\text{равн}} = \gamma \frac{\Sigma_f U_{\text{равн}}}{\lambda}. \tag{45}$$

При остановке реактора весь этот прометий распадется в самарии-149, что приведет к снижению реактивности системы. Для высокопоточного реактора, когда величина $U_{\text{равн}}$ велика, а запас реактивности на остановку мал, $x^{(1)}_{\text{равн}}$ достигает таких значений, что остановить реактор на длительное время и потом его вновь пустить невозможно. Поэтому возникает потребность в создании переходного процесса, предшествующего остановке реактора, для выжигания самария, образовавшегося из-за распада прометия. Очевидно, что подобный переходный процесс может быть оптимизирован. Существенно подчеркнуть, что характерные времена для самариевых переходных процессов ~ 70 *ч*, а ксеноновых ~ 10 *ч*, так что эти переходные процессы с хорошей точностью могут рассматриваться и оптимизироваться независимо.

Проведенные расчеты показывают, что из-за других соотношений между исходными физическими постоянными, чем в случае ксеноновых переходных процессов, в случае оптимизации самариевых переходных процессов неизбежно фигурирует классическое управление. И поэтому даже для простейшего примера минимизации времени переходного процесса оптимальным является четырехступенчатый процесс: первая ступень — $0 \leqslant t \leqslant t_1$, $U(t) = 0$; вторая ступень — $t_1 \leqslant t \leqslant t_2$, $x^{(2)}(t) = R$; третья ступень — $t_2 \leqslant t \leqslant t_3$, $U(t) = U_{\text{кл}}(t)$ (где $U_{\text{кл}}(t)$ определяется из условия (7)); четвертая ступень — $t_3 \leqslant t \leqslant T$, $U(t) = U_{\max}$.

6. Оптимизация пространственно-временных переходных процессов [25, 26]. Выше и ксеноновые и самариевые переходные процессы рассматривались в точечной модели. Однако хорошо известно [6], что пространственная неравномерность в распределении нейтронной плотности существенно сказывается на образовании ксенона-135 при остановке реактора. Поэтому возникает вопрос, как учесть эту пространственную неравномерность при оптимизации. Для этого необходимо было установить, что и было проделано в работе [25], что принцип максимума Л. С. Понтрягина справедлив для пространственно-временной реакторной задачи. Но после этого необходимо было разработать удобную схему реального использования принципа максимума для подобных задач. Ограничимся рассмотрением случая, когда пространственное распределение плотности нейтронов по объему реактора не меняется в течение переходного процесса. Тогда исходная система уравнения, скажем для ксеноновых процессов, будет вместо (40) иметь вид ($I(\mathbf{r}, t)$ и $X(\mathbf{r}, t)$ — зависящие от времени t и места в реакторе концентрации йода-135 и ксенона-135 соответственно)

$$\begin{aligned} \frac{dI(\mathbf{r}, t)}{ds} &= \gamma_1 \Sigma_f(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}) U(t) - \lambda_1 I(\mathbf{r}, t); \\ \frac{dX(\mathbf{r}, t)}{dt} &= \gamma_2 \Sigma_f(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}) U(t) + \lambda_1 I(\mathbf{r}, t) - [\sigma_2 n(\mathbf{r}) U(t) + \lambda_2] X(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \tag{46}$$

В уравнениях (46) $\Sigma_f(\mathbf{r})$ — макроскопическое сечение деления ядерного горючего, зависящее от $\mathbf{r}$; $n(\mathbf{r})$ — известная функция $\mathbf{r}$, описывающая пространственное распределение нейтронной плотности; $U(t)$ — общая мощность реактора, являющаяся управлением и подчиняющаяся условию (12).

Сложность задачи заключается в следующем: предположим, что мы фиксировали $\mathbf{r}$. Тогда уравнения (46) с точностью до несущественных множителей совпадают с уравнениями (40) и оптимизационная задача может быть решена упомянутым в пункте I данного раздела методом. Но получаемые при этом времена t_1, t_2, T будут зависеть от значения $\mathbf{r}$. Каковы же общие для всего реактора времена $\bar{t}_1$, $\bar{t}_2$ и $\bar{T}$? На этот вопрос ответа нет.

В работе [26] предложен следующий итерационный алгоритм, позволяющий решить оптимизационную задачу, определяемую уравнениями (46), в целом для всего реактора. Вводятся моменты нейтронной плотности с весами 1, $\Sigma_f(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r}, t)$ и $X(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{aligned} n^{(k)} &= \int\limits_V n^k(\mathbf{r})\, dv; \ \Sigma_f^{(k)} = \frac{1}{n^{(k)}} \int \Sigma_f(\mathbf{r}) n^{k+1}(\mathbf{r})\, dv, \\ I^{(k)}(t) &= \int\limits_V \frac{1}{n^{(k)}} I(\mathbf{r}, t) n^k(\mathbf{r})\, dv; \ X^{(k)}(t) = \frac{1}{n^{(k)}} \int X(\mathbf{r}, t) n^k(\mathbf{r})\, dv. \end{aligned} \tag{47}$$

После этого система уравнений (46) превращается в бесконечную систему зацепляющихся уравнений для $I^{(k)}(t)$ и $X^{(k)}(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(k)}(t)}{dt} &= \gamma_1 \Sigma_f^{(k)} U(t) - \lambda_1 I^{(k)}(t), \\ \frac{dX^{(k)}(t)}{dt} &= \gamma_2 \Sigma_f^{(k)} U(t) + \lambda_1 I^{(k)}(t) - [\sigma_2 U(t) + \lambda_2] X^{(k)}(t) + \Delta_{k,k+1}. \end{aligned} \tag{48}$$

В соответствии с теорией возмущений [6] предполагается, что реактивность системы определяется величиной $X^{(2)}(t)$, которая должна быть ограничена $X^{(2)}(t) \leqslant R$. Поэтому в уравнениях (48) индекс k принимает значение, равное 2, 3, ... Функция $\Delta_{k,k+1}$, равная

$$\Delta_{k,k+1} = \sigma_2 U(t) \left[X^{(k)}(t) - \frac{n^{(k+1)}}{n^{(k)}} X^{(k+1)}(t) \right], \tag{49}$$

для каждой итерации предполагается полностью известной из предыдущих итераций. Так, например, для $k = 2$ в нулевом приближении принимается $\Delta_{2,3}^{(0)} = 0$; в первом приближений $\Delta_{2,3}^{(1)}$ определяется из выражения (49), в которое подставляются полученные в нулевом приближении значения $U(t)$, $X^{(2)}(t)$ и $X^{(3)}(t)$ и т. д. Если $\Delta_{k,k+1}$ для каждой итерации известно, то путем несложной замены переменных уравнения (48) при $k = 2$ могут быть приведены к виду (40). Таким образом, дело сводится к решению последовательно задач в «точечной модели». Каждая из этих задач отличается от предыдущей лишь значением R, входящим в ограничение $X^{(2)}(t) \leqslant R$. Можно показать, что в каждой следующей итерации величина R меньше, чем в предыдущей. Однако итерационная процедура сходится очень быстро, что видно из примера для самариевого переходного процесса, рассчитанного при $n(\mathbf{r}) = \sin \pi z/H$, $U_{\max} = 8 \cdot 10^{13}$ *н/см²сек*. Если принять R в нулевом приближении равным R_0, то в первом приближении $R_1 = 0{,}895\, R_0$ и во втором $R_2 = 0{,}870\, R_0$. Расчеты показывают, что хорошая сходимость итераций имеется во всех рассмотренных к настоящему времени примерах.

7. Оптимальный режим облучения изотопов [27]. Принцип максимума Л. С. Понтрягина может быть эффективно использован для оптимизации облучения специально помещаемых в реактор изотопов. Физическая причина возникновения возможности оптимального режима обусловлена одним из следующих двух обстоятельств. Во-первых, новый элемент в процессе превращения элементов всегда образуется при распаде (обычно β^--распаде) возбужденного состояния предыдущего элемента. Если поток нейтронов слишком велик — необходимый распад не успевает произойти из-за того, что распадающийся изотоп выгорает, если поток нейтронов слишком мал — мало накапливается распадающегося элемента. Таким образом, существует некоторый оптимальный поток нейтронов, обеспечивающий образование максимального количества нужного изотопа. Во-вторых, как правило, соотношения между сечениями различных изотопов в тепловой и резонансной области энергий различно. Это дает возможность оптимизировать накопление нужного изотопа, перемещая в реакторе облучаемую мишень в течение облучения в места с различным спектром нейтронов.

Применение принципа максимума Л. С. Понтрягина к оптимизации процессов облучения изотопов пока что находится в начальной стадии своего развития, поэтому мы ограничимся лишь краткими замечаниями о некоторых особенностях подобных оптимизационных задач.

Исходная система уравнений имеет вид, аналогичный (1)

$$\frac{dx^{(i)}}{dt} = [U\sigma_{i-1} + \lambda_{i-1}]\, x^{(i-1)} - [U\Sigma_i + \Lambda_i]\, x^{(i)} \qquad (i = 1, \ldots, n). \tag{50}$$

В системе уравнений (50) введены обозначения: t — время; σ_{i-1} — сечение захвата нейтронов изотопом $x^{(i-1)}$ с образованием изотопа $x^{(i)}$; λ_{i-1} — постоянная распада изотопа $x^{(i-1)}$ в изотоп $x^{(i)}$; Σ_i и Λ_i — полное сечение захвата нейтронов и постоянная распада изотопа $x^{(i)}$; $U(t)$ — поток нейтронов.

Получаемый из системы уравнений (50) гамильтониан линеен по управлению, а функция переключения φ не является мультипликативной функцией фазовых переменных и сопряженных функций. Поэтому, вообще говоря, следует ожидать, что среди оптимальных типов управления окажется и классическое, определяемое из соотношения (7). Правда, решенные задачи для простейших цепочек изотопов показывают, что в этом простейшем случае оптимальное управление оказалось чисто релейным, т. е. чередование $U_{\max}$ и $U_{\min}$. Более подробные данные о специфике как этих, так и некоторых других реакторных оптимизационных задач можно найти в [28].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов — новая, бурно развивающаяся область физики ядерных реакторов.

Применение принципа максимума Понтрягина к реакторным оптимизационным задачам позволило получать качественную картину оптимальных решений в широком диапазоне начальных данных и на основе этого выбирать оптимальный вариант, избегая трафаретного перебора многочисленных результатов численных расчетов.

В настоящее время четко сформулировано и решено большое число реакторных оптимизационных задач двух типов: пространственные оптимизационные задачи, в которых оптимизация достигается за счет перемещения ядерного горючего в объеме реактора, и временные оптимизационные задачи, в которых оптимизация достигается за счет изменения полной мощности реактора во времени. На очереди сложные пространственно-временные реакторные задачи, при решении которых качественные результаты, полученные путем применения принципа максимума Понтрягина, должны будут сочетаться с результатами расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. С. Понтрягин, В. Г. Болтянский, Р. М. Гамкрелидзе, Е. Ф. Мищенко.* Математическая теория оптимальных процессов. «Наука», 1965.
2. *Р. Беллман.* Динамическое программирование. ИЛ, 1960.
3. *Б. П. Кочуров.* Дисс., ИТЭФ, 1966.
4. *G. Goertzel.* Journ. Nucl. Energy, 1956, **2**, 193.
5. *Б. П. Кочуров.* Атомная энергия, 1966, **20**, № 3, 243.
6. *А. Д. Галанин.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957.
7. *А. Вейнберг, Е. Вигнер.* Физическая теория ядерных реакторов. Перев. с англ. ИЛ, 1961.
8. *Л. А. Мырцымова, А. П. Рудик.* Оптимальное расположение регуляторов. Препринт ИТЭФ, № 402, 1965.
9. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1967, **22**, № 1, 61.
10. *Б. П. Кочуров, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1967, **22**, № 1, 40.
11. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1967, **23**, № 3, 218.
12. *Т. С. Зарицкая, Ю. В. Петров, А. П. Рудик, Э. Г. Сахновский.* Задача о минимуме мощности ядерного реактора. Препринт ИТЭФ, 1971, № 860.
13. *Т. С. Зарицкая, Ю. В. Петров, А. П. Рудик, Э. Г. Сахновский.* Атомная энергия, 1972, **32**, № 6, 480.
14. *Т. С. Зарицкая, Ю. В. Петров, А. П. Рудик, Э. Г. Сахновский.* Задача о максимизации потока тепловых нейтронов в отражателе ядерного реактора. Препринт ЛИЯФ им. Б. П. Константинова АН СССР, № 7, 1972.
15. *В. П. Глушаков.* Дисс., ИТЭФ, 1973.
16. *А. П. Рудик.* Использование принципа максимума Л. С. Понтрягина для оптимизации чисел процессов. Препринт ИТЭФ, 1970, № 786.
17. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1973, **35**, № 3.
18. *Z. R. Rosztoczy, L. E. Weaver.* Nucl. Sci. and Eng., 1964, **20**, N 3, 318.
19. *J. J. Roberts, H. P. Smith,* Jr. Nucl. Sci. and Eng., 1965, **22**, No 4, 470; 1965, **23**, No 4, 397.
20. *J. Lewins, G. R. Woodcock, T. J. Williamson, A. L. Babb.* Nucl. Sci. and Eng., 1968, **31**, No 2, 272.
21. *T. S. Zaritskaja, B. I. Iljichev, A. P. Rudik.* Jaderna Energie (ЧССР), 1969, 15, N 2, 45.
22. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1971, **30**, № 4, 42.
23. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1974, **36**, № 2, 140.
24. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1969, **26**, № 5, 448.
25. *А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1969, **27**, № 2, 138.
26. *Т. С. Зарицкая, Б. И. Ильичев, А. П. Рудик.* Оптимальные переходные процессы при изменении мощности в реакторах типа КС-П. Препринт ИТЭФ, 1968, № 631.
27. *Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик.* Атомная энергия, 1969, **26**, № 5, 432.
28. *А. П. Рудик.* Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. М., Атомиздат, 1971.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 1

I. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (эксперимент)

А. И. Алиханян
Экспериментальное исследование переходного излучения и детекторы опознавания ультрарелятивистских частиц 3

А. Б. Кайдалов, В. А. Свиридов, Л. Н. Струнов, И. В. Чувило
Упругое рассеяние адронов при высоких энергиях и небольших передачах импульса 18

Л. Г. Ландсберг
О мюонах и тяжелых лептонах 43

В. А. Любимов
Рассеяние назад пионов на нуклонах 81

А. Г. Мешковский
Исследование редких распадов нейтральных K-мезонов 96

II. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (теория)

И. И. Гуревич
О тормозном излучении тяжелых ультрарелятивистских частиц в плотной аморфной среде 121

А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь
Асимптотика слабых взаимодействий. Проблемы и результаты 124

Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский
Рождение частиц в гравитационных полях 141

А. А. Мигдал, А. М. Поляков, К. А. Тер-Мартиросян
Теория взаимодействующих померонов и адронные реакции при высокой энергии 147

Я. А. Смородинский
Спектр партонов и релятивистская кинематика 183

И. С. Шапиро
О волновых функциях партонов и релятивистских ядер 186

III. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий
Экспериментальные исследования временной инвариантности и нарушения пространственной четности в ядерных электромагнитных переходах 195

А. Г. Беда, Г. Е. Бизина, А. В. Давыдов
Проблема возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер с помощью эффекта Мессбауэра 209

В. В. Владимирский
Влияние изотопической зависимости поверхностной энергии на коллективные возбуждения и деление ядер 234

В. Г. Шевченко
Фоторасщепление атомных ядер в области гигантского резонанса 243

Г. Н. Флеров, Ю. Ц. Оганесян
Проблемы синтеза сверхтяжелых элементов 273

IV. УСКОРИТЕЛИ. ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ХИМИИ И В МЕДИЦИНЕ

Л. Л. Гольдин, М. Ф. Ломанов, В. С. Хорошков, Е. И. Минакова, А. И. Рудерман
Применение протонных пучков в медицине (опыт ИТЭФ) 280

В. П. Джелепов, В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга
Перспективы развития сильноточных циклических ускорителей — «фабрик мезонов» 301

В. Г. Фирсов
Применение μ^+-мезонов для изучения физико-химических процессов 311

V. РЕАКТОРЫ

А. Д. Галанин
Развитие теории гетерогенных ядерных реакторов 330

Б. Л. Иоффе
Тяжеловодный реактор на естественном уране с газовым охлаждением чехословацкой атомной электростанции А-1 (физические параметры и результаты физического пуска) 345

А. П. Рудик
Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов 362

ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Утверждено к печати Отделением ядерной физики Академии наук СССР

Редактор *Л. В. Кудрявцева.* Художник *Н. Б. Старцев.*
Художественный редактор *Н. Н. Власик.* Технический редактор *В. И. Зудина*

Сдано в набор 18/IV 1975 г. Подписано к печати 6/X-1975 г. Формат 70×100¹/₁₆. Бумага № 1.
Усл. печ. л. 31,27. Уч.-изд. л. 32,5. Тираж 2000 экз. Т-16326. Тип. зак. 2164. Цена 2 р. 63 к.

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер , 10

СПИСОК ОПЕЧАТОК И ИСПРАВЛЕНИЙ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
49	3 столбец 6 св.	$(\Lambda_+)_e$	$(\Lambda_+)_m$
78	2 сн.	π-мезонов	φ-мезонов
86	23 сн.	(π^+n)-	(π^-n)-
94	5 сн.	А 939;	939;
126	14 св.	противоречие и унитарность	противоречие с унитарностью
132	14 св.	$s^{1/2}$	$s^{1/4}$
167	3 св.	Грина k^2	Грина
170	6 св.	$\int_0^1 \times \rho$	$\int_0^1 x\rho$
219	ф-ла (8)	$\Delta^2_{\text{исп}}$	$\Delta^2_{\text{ист}}$
226	Табл. 2 3 столбец 3 сн.	H_2^+, $2n$	H_2^+, n
332	2 св.	$G_s = (r_k,$	$G_s(r_k,$
338	ф-ла (41)	$\overline{\left(\frac{1}{\Sigma_{tr}}\right)}$	$\overline{\left(\frac{1}{\Sigma_{tr}}\right)}$
342	14 св.	(59)	(60)