

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

СТРОЕНИЕ ЯДРА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ*)

Д. Уилкинсон

«Я люблю ощущать события, перекрывающие друг друга, ползающие одно по другому, как мокрые крабы в корзине».

Durrel, «Balthazar» (1958)

ВВЕДЕНИЕ

А п о л о г и я

Предыдущие лекции, посвященные памяти Резерфорда, естественно были связаны с личными воспоминаниями и впечатлениями о работах Резерфорда, его эпохе и развитии физики того времени. Я являюсь первым лектором, который лично не знал Резерфорда; два года разделяют его последнее появление в Кавендишской лаборатории и мое первое. Поэтому было бы неуместно с моей стороны, если бы я пытался продолжить дискуссии о физике времен Резерфорда. В действительности же я часто думаю, что мое наиболее полное восприятие тех великих дней пришло не столько вследствие контакта с учениками и коллегами Резерфорда, сколько благодаря тому, что в начале моей работы в Кавендишской лаборатории я получил благодаря заботливой бережливости Линкольна **) вместе с остатками знаменитой замазки ***) конец не менее знаменитой веревки. Но я должен перейти от истории к тематике этих лекций, которая предписывает мне говорить на темы «ядерной физики». Тема, которую я выбрал, — взаимосвязь физики строения ядра и элементарных частиц; я хочу показать, каким образом одна область науки может содействовать прогрессу и пониманию в другой, как знания из одной области могут служить средством исследования другой. Такой выбор я сделал по нескольким причинам. Первая причина состоит в том, что оглечительной чертой Резерфорда был характерный для него выбор средств для исследования: он всегда выбирал прямой метод, непосредственный, хотя иногда и грубый, путь к существу проблемы, а не окольный и замысловатый эксперимент, вытекающий из многочисленных дедуктивных рассуждений. Если прямой метод уже существовал, он овладевал им и использовал его.

*) D. H. Wilkin son, Some Interrelations of Nuclear Structure with Elementary Particle Physics, Proc. Phys. Soc. 80, 997 (1962). Расширенный текст лекции памяти Резерфорда 1962 года. Перевод Ю. М. Ципенюка, под редакцией Б. А. Тулупова.

**) Заведующий приборами и материалами в Кавендишской лаборатории. (Прим. перев.)

***) Вакуумная замазка Эверед, знаменитого лаборанта Томсона. (Прим. перев.)

Если метода не было, он его придумывал. Мне кажется, что он часто выдвигал новую задачу в ответ на появление нового метода исследований. Он всегда исходил из реальных обстоятельств, его требования всегда соответствовали его возможностям, и он поддерживал динамическое равновесие между достигнутым прогрессом и возможностью дальнейшего прогресса, всегда находясь на гребне им же созданной волны. Поэтому мне кажется целесообразным изучить пути, по которым две рассматриваемые области физики, обладающие своими собственными методами исследований, могли бы дополнить друг друга. Я верю, что Резерфорд возглавил бы движение за взаимное проникновение, которое начинается сейчас между физикой элементарных частиц и физикой строения ядра, проникновение, которое позволит использовать мощные методы одной области для исследования в другой. Вторая причина моего выбора темы заключается в том, что я придерживаюсь твердого убеждения, что у многих людей должен быть интерес одновременно в двух областях ядерной физики, так как больший взаимный интерес будет не только способствовать более быстрому прогрессу в обеих областях, но также приведет к широкому интеллектуальному подъему и, тем самым, увеличит значение предмета в целом.

Развитие физики строения ядра и элементарных частиц

Заманчиво вдуматься в связь между физикой элементарных частиц и физикой строения ядра. Хорошо известны этапы развития физики строения ядра, которая возникла из изучения радиоактивности: радиоактивность дала альфа-частицы, использованные впервые для исследования рассеяния их веществом; в результате впервые внутри атома было обнаружено ядро, которое затем стали интенсивно изучать; впоследствии искусственно ускоренные частицы заменили естественные альфа-частицы. Все это привело к зарождению физики строения ядра. Физика элементарных частиц выросла из изучения космических лучей совершенно отчетливыми этапами: ионизационные камеры обнаружили необычайное явление, камера Вильсона и фотопластинки раскрыли детали этого явления и существование нестабильных элементарных частиц, затем искусственно ускоренные частицы заменили космические лучи и привели нас к современной физике элементарных частиц. Между этими параллельными путями развития было очень мало связи. Некоторый контакт, конечно, был, и мезонная гипотеза Юкавы является, возможно, наилучшим тому примером, но даже она не стала связующим звеном между рассматриваемыми областями, а явилась лишь намеком на эту связь. Чрезвычайно детальному изучению π -мезона как элементарной частицы даже отдаленно нельзя сопоставить сколь-нибудь подробного исследования его роли в строении ядра; в этом направлении мы не сделали даже первых шагов. Хотя две области исследования не развивались независимо друг от друга, их связь ограничивалась лишь некоторой общностью методики и в еще меньшей степени обменом личностями. Эти области исследования не питали друг друга идеями и понятиями, хотя, по существу, в конечном счете следует признать, что они имеют дело с общими проблемами.

Такое почти законченное разделение ядерной физики на две части иногда вызывает сожаление. Правда, это сожаление имеет обычно доктринерский характер и редко подкрепляется сколь-либо разумными доводами в пользу обратного. Могли ли мы предвидеть, что по мере развития каждой области трещина между ними будет все увеличиваться? Не станет ли время, когда физики, занимающиеся элементарными частицами, будут рассматривать ядерную физику как гибрид химии и машинострое-

ния, в то время как все физики-ядерщики будут рассматривать физику элементарных частиц как результат скрещивания алгебры и министерства электростанций (многие из тех и других считают так уже сейчас)? В настоящее время я полагаю, что этого нельзя было допускать. По мере развития каждой области ощущается растущая необходимость в обращении к другой за помощью в решении экспериментальных проблем, которые она не может решить своими собственными средствами. Я не говорю, конечно, что разделение физики не сохранится. Я только утверждаю, что будут возникать различные области взаимных интересов, где экспериментальный прогресс может быть достигнут лишь благодаря их самому тесному сотрудничеству. Короче говоря, я стою за симбиоз или сизигию (т. е. пересечение или соприкосновение) областей, но не за их слияние. Тут должно быть также значительное совпадение и теоретических точек зрения. Для элементарных частиц уже возможно составить схему уровней, а связанные состояния и резонансы, которые соответствуют возбужденным состояниям частиц, в точности подобны схемам уровней легких ядер (без учета масштаба энергии). Этого и следовало ожидать, так как в обеих областях мы имеем дело с частицами, между которыми действуют сильные короткодействующие силы притяжения. В области элементарных частиц ситуация усложнена еще тем обстоятельством, что их энергия связи сравнима с массой покоя, а поэтому не ясно не только то, какие частицы мы должны считать элементарными, а какие сложными, но также и смысл такого разделения. Ясно, однако, что методы, разработанные для описания схем ядерных уровней, и методы исследования ярко выраженных резонансных состояний в непрерывном спектре находят сейчас реальное применение в физике элементарных частиц. В свою очередь такие представления физики элементарных частиц, как, например, дисперсионные соотношения, находят сейчас применение в теории ядерных превращений; язык диаграмм Фейнмана стал естественным как при исследовании прямых взаимодействий, так и при исследовании других проблем типа взаимодействия частица—частица и частица—дырка, которые лежат в основе теории ядерного вещества, коллективных колебаний и т. д. Исходя из всего этого, нам следует поощрять проведение исследований в области высоких и низких энергий бок о бок в одних лабораториях, не пытаясь однако их отождествлять. Я искренне сожалею, что при организации институтов, посвященных только физике высоких энергий, не придают значения развитию ядерной физики, которое приносит выгоду как в области элементарных частиц, так и в физике ядра. Ниже я пытаюсь обосновать эту точку зрения.

Векторные мезоны — шутка

Я начну рассмотрение взаимоотношений между физикой строения ядра и физикой элементарных частиц с иронического утверждения, что в физике ядра мезоны со спином $J = 1$ были известны еще в 1948 г. В то время эмпирический успех оболочечной модели привел к выводу, что в ядерных силах существует очень большое спин-орбитальное взаимодействие, величину которого никак не удавалось объяснить на основе известных эффектов, таких, как магнитное взаимодействие или расщепление Томаса. Естественно было попытаться объяснить это введением мезона с соответствующими свойствами. Для нас существенно то, что такой мезон должен иметь спин, равный единице. Во всяком случае Розенфельд¹¹¹ смело писал: «...Наличие довольно сильной спин-орбитальной связи в He^3 можно рассматривать как указание на существование мезона со спином единица, еще не обнаруженного

в космических лучах»). Сейчас мы очень далеки от понимания того, является ли ρ - или ω -мезон носителем спин-орбитального взаимодействия (см., например, Брейт³¹, Сакураи¹¹², Мак-Кин⁹¹). Даже если окажется, что это взаимодействие действительно обусловлено обменом такими мезонами, утверждение, что мезоны с $J = 1$ были известны в ядерной физике еще в 1948 г., никогда не будет воспринято иначе, чем мало удачная шутка. В конце концов это является иллюстрацией того пути, на котором физика элементарных частиц и физика строения ядра могли бы развиваться в тесном контакте после предсказания Юкавой существования мезона, с которого, как известно, началась физика элементарных частиц. Однако я должен перейти к более серьезным вопросам.

Краткое содержание обзора

Физика строения ядра и физика элементарных частиц имеют между собой много общего. Сколько-нибудь полное изучение этих связей можно сделать только в основательной монографии. Некоторые из них хорошо известны, другие — относительно мало. Одни связи — старые, другие — новые, многие еще не возникли. Не претендуя на полноту, я вынужден здесь ограничиться только некоторыми примерами из этой трудно обозримой области, подробнее останавливаясь на необычных вопросах или вопросах, еще не освещенных в обзорах.

Несмотря на тот интерес, который они представляют, очень кратко изложены здесь те вопросы, по которым уже имеются хорошие обзоры (как, например, в случае гиперядер). Некоторые вопросы, как, например, использование сложных ядер для исследования сохранения лептонов или инвариантности слабых и сильных взаимодействий относительно обращения времени, настолько известны, что я даже не говорю о них. По существу я касаюсь некоторых избранных вопросов ядерной физики и физики элементарных частиц. Я надеюсь дать некоторые представления об очень разнообразной и сложной природе взаимосвязи этих двух направлений, а также о тех опасностях, которые связаны со слишком упрощенным толкованием предмета одной области с точки зрения другой.

В этом кратком обзоре более обстоятельно рассмотрен один вопрос — гипотеза о сохранении векторного тока, где я постарался сформулировать некоторые основные идеи и цели. Этот вопрос выбран для более детального рассмотрения потому, что он, во-первых, актуален и до сих пор не рассматривался в обзорах, и, во-вторых, потому, что в нем великолепно видно, каким образом мы можем получить информацию об элементарных частицах, используя сложные ядра. На этом примере также видно, какое большое разнообразие знаний, взглядов и методов должно быть одновременно использовано при исследовании некоторых проблем современной физики.

Обзор состоит из двух глав. В первой главе обсуждаются примеры использования сложных ядер для исследования элементарных частиц. Вторая глава посвящена применению элементарных частиц для изучения строения ядра. Содержание первой части сравнительно хорошо известно, хотя бы вследствие исторического и технического развития физики элементарных частиц. Часть вторая более необычна и по существу начинается

*) То, что он обосновал свое утверждение (сделанное даже ранее полного развития оболочечной модели) на основе весьма шатких экспериментов не имеет значения; дальнейшие исследования, как известно, подтвердили правильность качественного объяснения большого дублетного расщепления.

развиваться только сейчас. Уже много лет сложные ядра помогают развитию наших представлений об элементарных частицах, однако только сейчас мы начинаем использовать элементарные частицы для исследования строения ядра.

1. СЛОЖНЫЕ ЯДРА В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Сущность проблемы

Использование сложных ядер при изучении элементарных частиц вызвано двумя основными причинами:

а) Мы вынуждены изучать взаимодействие элементарных частиц со сложными ядрами, а не непосредственное взаимодействие между элементарными частицами благодаря тому обстоятельству, что сложные ядра в качестве мишеней дают выходы реакций, достаточные для исследований; элементарные частицы как мишени такого выхода реакций не дают.

б) Используя сложные ядра, мы можем, благодаря законам сохранения спина, изотопического спина или четности, наложить ограничения на реакции в тех случаях, когда при взаимодействии только элементарных частиц такие ограничения отсутствуют.

Такое использование сложных ядер окажется полезным лишь в том случае, если свойства ядра достаточно хорошо известны. Здесь мы сталкиваемся с неизменной проблемой: получение информации об элементарных частицах из данных об их взаимодействии со сложными ядрами тормозится нашей неосведомленностью в вопросах строения ядра.

Бета-взаимодействие

Роль сложных ядер в объяснении бета-взаимодействия и доказательстве его $(V-A)$ -характера и несохранения четности, а тем самым, и двухкомпонентной природы нейтрино, настолько хорошо известна, что любое рассмотрение этих вопросов здесь мне кажется излишним (см., например, Ву¹⁴⁵, Гольдгабер⁶⁹). Прогресс в исследовании этих проблем настолько велик, что он не может быть отражен в этом обзоре; никто не может отрицать, какую пользу приносят сложные ядра в изучении $(NN)(\nu)\nu$ -взаимодействия. Однако, как только были сделаны эксперименты по изучению времени жизни μ -мезона $((\mu\nu)(\nu)\nu)$ -взаимодействие) и сечения захвата μ -мезонов нуклонами в сложных ядрах $((NN)(\mu\nu))$ -взаимодействие), стало ясно, что эти три взаимодействия имеют приблизительно одинаковую величину (Тиомно и Уплер¹²⁷, см. также Понтекорво¹⁰⁶). Большой интерес представляет поэтому изучение возможности универсального фермиевского взаимодействия, не зависящего от связанных пар фермионов; с этой целью неоднократно исследовалось $(NN)(\mu\nu)$ -взаимодействие, причем во многих случаях использовались сложные ядра.

Мюон-нуклонное взаимодействие

Величина взаимодействия. Один из основных вопросов этой проблемы — количественная оценка величины $(NN)(\mu\nu)$ -взаимодействия и сравнение его формы с известной $(V-A)$ -формой $(NN)(\nu)\nu$ -взаимодействия. Попытки решить ее с помощью сложных ядер связаны с серьезными трудностями интерпретации, хотя сами по себе измерения относительно просты (по отношению, конечно, к прямому изучению реакции $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$). Используя теорию $(V-A)$ -взаимодействия, рассмотрим.

например, в какой степени интерпретация захвата μ^- -мезона ядром C^{12} с образованием ядра B^{12} зависит от наших знаний волновых функций ядра и механизмов реакции, причем нас будет интересовать не только связь силы взаимодействия с вероятностью захвата с переходом в основное состояние B^{12} , но и относительная вероятность захватов, ведущих к образованию B^{12} в стабильных относительно испускания частиц состояниях, которые могут быть обнаружены экспериментально (Вольфенштейн ¹⁴³). Сравнение аксиально-векторных $(NN)(\mu\nu)$ - и $(NN)(e\nu)$ -взаимодействий в данном случае заключается в непосредственном сопоставлении вероятностей реакций $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$ и $B^{12} \rightarrow C^{12} + e^- + \bar{\nu}$. Ситуация, однако, усложняется тем, что в этих двух процессах величины передаваемых импульсов очень различаются друг от друга. В случае захвата эффект большего импульса должен сказываться в появлении векторных членов более высокого порядка, которые имеют значительно меньшую величину в рассматриваемом случае бета-распада, обусловленном, главным образом, аксиальным взаимодействием. Кроме того, эти векторные члены имеют неопределенную величину благодаря возможным эффектам членов «слабого магнетизма», связанных с сохраняющимся векторным током (см. ниже).

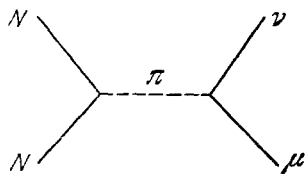


Рис. 1. Индуцированный псевдоскалярный член в захвате μ -мезона нуклоном.

Другой существенный эффект в захвате мюона, который отсутствует в соответствующем бета-распаде, — индуцированный псевдоскалярный член (см. диаграмму на рис. 1). Наглядно его можно представить как захват мюона пионом, находящимся в пионном облаке нуклона ядра. Можно ожидать, что эффективная величина соответствующего взаимодействия приблизительно равна $g_P \approx 8g_A$ (Гольдбергер и Трейман ⁶⁸). Аналогичный член в случае бета-распада мал, поскольку эффективная константа связи, грубо говоря, пропорциональна массе соответствующей частицы (для сравнения укажем, что относительная вероятность распада $(\pi \rightarrow e + \nu)/(\pi \rightarrow \mu + \nu)$ равна примерно 10^{-4}). Неопределенности оценки этих дополнительных членов, а также релятивистских эффектов более высокого порядка, обусловлены в основном нашим грубым знанием деталей волновых функций ядра; вследствие этого мы можем лишь утверждать, что эффективная величина аксиальных взаимодействий в обоих случаях — захват мюона и бета-распад — одинакова с точностью около 30%. По крайней мере такое количественное утверждение сделано с помощью сложных ядер. Точность этой количественной оценки меньше, чем точность оценки, полученной косвенным образом из величины относительной вероятности распада $(\pi \rightarrow e + \nu)/(\pi \rightarrow \mu + \nu)$. Эти процессы обусловлены аксиальным взаимодействием. На рис. 2 показана их связь с рассматриваемой проблемой захвата мюона и β -распадом ядра. Экспериментальное значение относительной вероятности этого распада $(1.21 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ (Андерсон, Фуджин, Миллер, Тау ⁵) сравнимо с теоретическим значением $1.23 \cdot 10^{-4}$, полученным для случая равенства постоянных связей $(NN)(e\nu)$ - и $(NN)(\mu\nu)$ -взаимодействий.

Аналогичным образом объяснение большой величины сечения захвата мюонов в сложных ядрах и эффективной величины соответствующего взаимодействия сильно тормозится тем, что мы не можем достаточно надежно решить ту часть этой задачи, которая связана со структурой

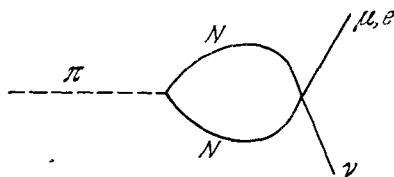


Рис. 2. Механизм $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и $e + \bar{\nu}$ -распада.

ядра (Примаков ¹⁰⁹, Вольфенштейн ¹⁴⁴ *). В качестве одного примера рассмотрим очевидную роль принципа Паули в запрещении процесса поглощения вследствие малой величины импульса, передаваемого поглощающему протону. Хотя полученные Сенсом ¹²¹ экспериментальные данные о полных вероятностях захвата несомненно согласуются с универсальностью электронной и мюонной связей, тем не менее трудно дать количественную оценку достоверности их интерпретации. В частности необходимо решить, требуется ли для объяснения данных о захвате мюонов сложными ядрами наличие компоненты Ферми (V) или нет? Считается (Телегди ¹²⁶), что изменение сечений захвата по периодической таблице элементов находится в достаточно хорошем согласии с приближенной теорией, использующей условие полноты при суммировании по всем конечным состояниям нуклона (Примаков ¹⁰⁸ **); в этой теории вклад компоненты Ферми отличен от нуля. Однако хотя этот вывод по всей вероятности верен, тем не менее ситуация не является однозначной. Мы должны поэтому наряду с другими возможностями допустить возможность большой перенормировки постоянной мюонного аксиального взаимодействия в сложных ядрах благодаря эффектам обменных токов, которые могли не сказаться на величине относительной вероятности упоминавшегося выше распада ($\pi \rightarrow e + \nu$)/($\pi \rightarrow \mu + \nu$). В этой связи небезинтересно отметить, что эффективная величина аксиального взаимодействия в обычном бета-распаде ядра может изменяться при переходе от нейтрона к сложным ядрам (Блин-Стойл ¹⁹). (Эта обменная перенормировка при переходе от нуклона к сложным ядрам является, конечно, дополнительным эффектом к любой перенормировке, которая имеет место при переходе от $(\mu\nu)(e\nu)$ к $(NN)(\mu\nu)$ или $(NN)(e\nu)$.) Следовательно, рискованно утверждать, что правильное значение относительной вероятности ($\pi \rightarrow e + \nu$)/($\pi \rightarrow \mu + \nu$)-распада позволяет использовать для расчета захвата мюонов в сложных ядрах значение константы аксиального взаимодействия, выведенной из распада свободного нейтрона. Как мы только что отмечали, данные о реакциях на ядрах C^{12} и B^{12} не дают нам права точно говорить о величине аксиального взаимодействия, действующего в сложных ядрах. По-видимому, справедливо говорить, что хотя исторически захват мюонов в сложных ядрах имел огромную важность для определения приблизительного равенства мюонной и электронной связей, количественная интерпретация сдерживалась тем, что мы недостаточно хорошо знаем детали структуры ядра и механизмов реакций, и что теперь, когда становится возможным прямое изучение реакций $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ (Хильдебранд ⁷³, Блезер, Ледерман, Розен, Ротберг и Дзаваттини ¹⁶), сложные ядра будут часто обходиться стороной в исследованиях подобного рода. В заметке Телегди ¹²⁵ подведен итог ситуации, сложившейся в области захвата мюонов сложными ядрами: «Основная трудность, с которой мы все время сталкиваемся, заключается в том, что между нами и истинной лежит барьер ядерной физики». Несомненно очень интересно посмотреть, можем ли мы обратить проблему и получить, таким образом, полезную информацию

*) Захват μ^- -мезонов в сложных ядрах исследовался также Клейном и Вольфенштейном (R. Klein, L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letts. 9, 408 (1962)). Авторы указывают, что из анализа данных о захвате мюонов в тяжелых ядрах величина $G^2 = g_V^2 + 3g_A^2$ (G — определенная комбинация констант g_A , g_V и константы слабого магнетизма g_M) не может быть определена лучше, чем с точностью до фактора порядка двойки. Неопределенности связаны с недостаточно корректным решением ядерной части проблемы. (Прим. ред.)

**) Экспериментальные данные о захвате μ^- -мезонов в тяжелых ядрах ($40 < Z < 70$) (T. A. Filipras et al., Phys. Lett. 6, 118 (1963)) подтверждают теорию Примакова ^{108,109} и не согласуются с теорией Клейна — Вольфенштейна (R. Klein, L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letts. 9, 408 (1962)). (Прим. ред.)

о строении ядра, изучая захват мюонов. Для этой цели в первую очередь необходимо выполнить хорошие расчеты в области легких ядер, где мы можем претендовать на некоторое понимание строения ядра; первые такие результаты получены для O^{16} (Беркхардт и Кейн³², Бельтраметти и Фиорио¹⁰ *).

Интересно отметить, что захват мюонов сложными ядрами, а именно зависимость захвата мюонов ядрами F^{19} от спина (Бернштейн, Ли, Янг и Примаков¹³ и Каллиган, Ласроп, Телегди, Уинстон и Ланди³⁹) и захват мюонов протонами (Гильдебранд⁷³), сыграли одинаково важную роль в установлении вида взаимодействия, обуславливающего захват мюонов нуклонами. Это взаимодействие, как и в обычном β -распаде, является $(V-A)$ -, а не $(V+A)$ -взаимодействием. Хотя в случае захвата мюонов ядрами F^{19} вычисленное значение экспериментальной величины (существенна разница между средним сечением захвата и сечением захвата в том сверхтонком дублетном состоянии мезотома, для которого $F=0$) зависит во многом от выбора модели ядра (Юбералль¹²⁹), тем не менее результаты, полученные для $(V+A)$ - и $(V-A)$ -взаимодействий, значительно отличаются друг от друга; эксперимент, по-видимому, вполне определенно свидетельствует в пользу выбора $(V-A)$ -взаимодействия. Ясно, однако, что этот вывод верен только в том случае, если допустить, что вклад компоненты Ферми в сечение захвата сравним по величине с вкладом компоненты Гамова—Теллера (A). В случае захвата мюонов протонами мы не сталкиваемся с трудностями, связанными со структурой ядра (Гильдебранд⁷³, Блезер, Ледерман, Розен, Ротберг и Дзаваттини¹⁴). Однако в данном случае существенна роль атомных эффектов (какую часть времени μ -мезон находится в атоме ($p\mu$) и какую в молекуле ($p\mu p$)?), которые до некоторой степени ограничивают точность количественной интерпретации. Эти эксперименты достаточно определенно свидетельствуют в пользу $(V-A)$ -взаимодействия, если предположить равенство констант связи; однако, кроме этого, необходимо еще потребовать, чтобы вклад компоненты Ферми имел заметную величину. В настоящее время можно считать, что $g_V/g_A \approx -(0,5-1,0)$. Однако проблема связи физики элементарных частиц с атомной физикой, интересная и важная сама по себе (см., например, Дей, Сноу и Сачер⁴⁵), не является на сегодняшний день актуальной.

Большую ценность представляло бы точное определение сечения захвата в реакции $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$, так как захват с переходом в основное состояние может быть обнаружен по распределению тритонов отдачи в камере Вильсона; молекулярные эффекты в данном случае не приводят к тем неприятностям, к каким они приводят в случае захвата мюонов протонами. Современные результаты (Фаломкин и др., 1962) ** находятся в хорошем согласии с вычислениями, основанными на универсальном

*) Руд (не опубликовано) вычислял вероятности захвата μ^- -мезонов в O^{16} ($\mu^- + O^{16} \rightarrow N^{16} + \nu$) с образованием N^{16} в связанных состояниях, используя волновые функции Эллиотта и Флауэра⁵⁰. Предварительные результаты его вычислений указывают, что $g_p \sim (10-14) g_A$. Соответствующие экспериментальные данные (R. C. Cohen, S. Devons, A. D. Kanarvis, Phys. Rev. Letts. 11, 134 (1963)) также, по-видимому, свидетельствуют о том, что $g_p > 8g_A$. (Прим. ред.)

**) И. В. Фаломкин, А. П. Филиппов, М. М. Куликин, Ю. А. Щербаков, Р. М. Силаев, В. М. Цунко-Ситников и О. А. Займидорога, препринт (Дубна) № Д-988 (1962) (см. также О. А. Займидорога и др., ЖЭТФ 43, 355 (1962); 44, 389 (1963)).

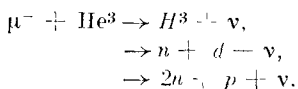
Измерение вероятности реакции $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$ (A_p) было выполнено также Ауэрбахом и др. (L. B. Auerbach et al., Phys. Rev. Letts. 11, 23 (1963)). Полученное ими значение этой величины равно $1520 \pm 50 \text{ сек}^{-1}$, что согласуется с экспериментальными данными Займидорога и др. ($1410 \pm 140 \text{ сек}^{-1}$) и теоре-

взаимодействии; тем не менее они не являются достаточно точными для того, чтобы с их помощью получить какую-либо существенную информацию о фермиевской компоненте бета-взаимодействия.

Несохранение четности. Несохранение четности при захвате мюонов может быть доказано путем обнаружения асимметрии угловой корреляции между направлением импульса нейтрона, вылетающего в реакции $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$, и направлением спина захватываемого μ -мезона. Такую асимметрию, вообще говоря, следует ожидать благодаря тому, что захват μ -мезонов обусловлен векторным и аксиальным взаимодействиями. Однако оказалось, что при предполагаемом нами приблизительном равенстве постоянных связи этих взаимодействий, величина корреляции мала. В рассматриваемом случае корреляция чувствительна к эффекту индуцированного псевдоскалярного взаимодействия в захвате мюонов (см. рис. 4). В настоящее время для получения достаточно большого выхода реакции необходимо, чтобы протоны находились в сложных ядрах; для получения минимальной чувствительности к вторичным эффектам, таким, например, какие ведут к образованию составного ядра, необходимо отбирать нейтроны большой энергии. Исследования угловых корреляций привели к доказательству несохранения четности в рассматриваемом процессе (Астбери и др.⁶⁾; они достаточно удовлетворительно показали, что эффект действительно связан с индуцированным псевдоскалярным взаимодействием правильного знака и приблизительно правильной ($g_P \simeq 8g_A$) величины *) (Вольфенштейн¹⁴², Акимова, Блохинцев и Долинский²). (Если, конечно, предполагаемое приближенное равенство V - и A -взаимодействий не изменится вследствие сильной перенормировки или какого-либо другого эффекта, подобного упомянутому выше в связи с обсуждением сечений захвата.) Даже если мы примем величины V - и A -взаимодействий равными, то все равно количественная интерпретация этих экспериментов заведет нас в глубину физики строения ядра. Во-первых, угловое распределение вылетающих нейтронов нарушается взаимодействием в конечных состояниях, которое может быть как взаимодействием типа оптической модели, так и взаимодействием типа одиноч-

тическими расчетами Вольфенштейна (не опубликовано), который на основе универсального ферми-взаимодействия получил для Λ_c значение, равное 1450 сек^{-1} .

Большой интерес представляет также исследование полной вероятности захвата ($\Lambda_{\text{полн}}$) μ^- -мезонов в He^3 :



Впервые она была вычислена Примаковым¹⁰⁹, получившим для нее значение, равное 2500 сек^{-1} . Впоследствии Яно (А. Ф. Яно, Phys. Rev. Letts. 12, 110 (1964)), основываясь на теории универсального ферми-взаимодействия и предполагая, что $g_P = 7g_A$, получил для $\Lambda_{\text{полн}}$ значение, равное 2130 сек^{-1} . Этот результат согласуется с экспериментальным результатом О. А. Займидорога и др. (О. А. Займидорога et al., Phys. Letts. 6, 100 (1963)): $\Lambda_{\text{полн}} = 2140 \pm 180 \text{ сек}^{-1}$. (Прим. ред.)

*) В эксперименте, выполненном В. Евсеевым и др. (V. S. Evseev et al., Phys. Letts. 6, 332 (1963), Атомная энергия 14, 502 (1963)); с целью получения информации о константах слабого взаимодействия в захвате μ -мезонов, исследовались угловые распределения вылетающих нейтронов для различных пороговых энергий. Результаты эксперимента показывают, что $g_P > 8g_A$. В. Евсеевым и М. Евновичем (V. S. Evseev, M. L. Yonovich, Phys. Letts. 6, 333 (1963)) были проанализированы экспериментальные данные о захвате μ -мезонов. Авторы указывают, что с помощью соотношений

$$g_V^{(\mu)} = 0,97 \quad [g_V^{(\beta)}, g_A^{(\mu)} = g_A^{(\beta)}, g_N^{(\mu)} = 3,7g_V^{(\mu)}, g_P^{(\mu)} \approx 30 g_A^{(\mu)}, g_S^{(\mu)} \approx -g_V^{(\mu)}]$$

удается согласовать между собой все основные экспериментальные результаты, за исключением результатов, относящихся к случаю радиационного захвата μ -мезона. (Прим. ред.)

ных столкновений, которые могут быть рассчитаны, причем недостаточно удовлетворительно, только методом Монте-Карло. На результатах расчетов по этому методу будет сильно сказываться действие принципа Паули, так как энергии нейтронов в данном случае малы и вследствие этого обычное приближение ферми-газа нулевой температуры, используемое для описания распределения нуклонов, по-видимому, должно дать значительные ошибки. Во-вторых, первоначальная, невозмущенная корреляция чувствительна к модели, принятой для описания поглощающего ядра, и, в частности, если используется модель оболочек, к величине параметра промежуточной связи. В-третьих, при анализе по методу Монте-Карло с допущением того факта, что процесс происходит во всей области действия потенциала оптической модели, оказывается, что имеет место значительное внутреннее отражение нейтронов на поверхности ядра. Нейтроны, рожденные внутри ядра, имеют по сравнению с нейтронами, рожденными на поверхности, относительно малую вероятность вылета из ядра. Это связано с тем, что они вынуждены «продираться» к ядерной поверхности, вследствие чего коэффициент отражения существенно увеличивается. Таким образом, волновая функция ядра, существенная для той части процесса захвата, которая дает основную массу вылетающих нейтронов, есть волновая функция, описывающая поверхность ядра; она существенно отличается от той волновой функции основной массы ядра, которая совпадает с функцией, известной нам из обычных данных о строении ядра (Уилкинсон ¹⁴⁰). Косвенное доказательство этого факта можно получить из самого процесса захвата μ -мезона — см. обсуждение в гл. II вопроса о строении поверхности ядра. Итак, даже если бы достаточно хорошо было известно поведение волновой функции ядра, а мы его не знаем, нельзя было бы с уверенностью использовать ее для количественной интерпретации данных об асимметрии углового распределения нейтронов, вылетающих при поглощении поляризованных μ -мезонов сложными ядрами *).

Индукцированное псевдоскалярное взаимодействие**). Нами уже рассматривалась возможность эффективного индуцированного псевдоскалярного взаимодействия при захвате μ^- -мезона, обусловленного диаграммой, показанной на рис. 1; возможным подтверждением существования такого взаимодействия может явиться асимметрия углового распределения быстрых нейтронов, испускаемых при захвате поляризованных мюонов сложными ядрами. Весьма желательно подтвердить этот вывод другими способами и получить количественную оценку величины псевдоскалярного взаимодействия. Для этой цели можно использовать сложные ядра, так как в этом случае, используя состояния с соответствующими спинами и четностями, мы можем наложить ограничения на действующие связи.

Рассмотрим реакцию $\mu^- + O^{16} \rightarrow N^{16} + \nu$ с образованием N^{16} в состояниях 1^- с энергией 0,39 Мэв и 0^- с энергией 0,27 Мэв.

Первый переход обусловлен векторным взаимодействием, а второй — аксиальным и индуцированным псевдоскалярным взаимодействием, если оно вообще существует. Следовательно, отношение R вероятностей захвата с переходом в состояние 0^- и состояние 1^- определяется величиной

*) В работе В. В. Балашова и др. (V. V. Balashov et al., Phys. Letts. 9, 168 (1964)) рассмотрен вопрос о резонансном механизме испускания нейтронов при захвате мюонов ядрами O^{16} . Авторы указывают, что в настоящее время эксперименты по захвату мюонов с испусканием нейтронов не эффективны для определения мюонных констант слабых взаимодействий, если только при этом не выделяются нейтроны достаточно больших энергий. (Прим. ред.)

**) См. также примечание на стр. 458 — 459. (Прим. ред.)

индуцированного псевдоскалярного члена (Шапиро и Блохинцев¹²²). Без учета этого члена $R = 0,13$; в противном случае $R = 0,04$ (эти значения получены для jj -связи), так как интерференция с аксиальным взаимодействием уменьшает вероятность соответствующего перехода *). Конечно, эти предсказания зависят от используемых волновых функций ядра. В. В. Балашов, В. Б. Беляев и Р. А. Эрамжян **) исследовали сечения захвата с переходом в эти два состояния по модели независимых частиц с промежуточной связью. Они обнаружили, что сечение захвата с переходом в 1^- -состояние N^{16} меняется приблизительно на 50% при переходе от предельного случая jj -связи к промежуточной связи, параметры которой наиболее точно соответствуют статическим и динамическим свойствам системы с $A = 16$ (Эллиотт и Флауэрс⁵⁰). Величина сечения захвата с переходом в состояние 0^- гораздо менее чувствительна к виду ядерной связи. По данным этих авторов величина R , вычисленная по модели jj -связи без учета индуцированного псевдоскалярного бета-взаимодействия, очень близка к величине этого отношения, полученной для случая указанной выше промежуточной связи и с учетом индуцированного псевдоскалярного бета-взаимодействия. Этот результат иллюстрирует трудности экспериментов такого рода и, в частности, опасность, которая может заключаться в использовании грубой модели ядра для исследования сложного аспекта физики элементарных частиц. Если помнить, что даже модель независимых частиц с промежуточной связью, сложная сама по себе, является лишь исходным пунктом для полного описания легких ядер и что многие явления, как, например, коллективные движения, требуют для их понимания радикального дополнения модели, то нужно, конечно, очень осторожно относиться к тем количественным заключениям, зависящим от деталей строения сложных ядер, которые определяются с точностью до множителей порядка 2.

В принципе существует несколько других возможностей решения этой трудной проблемы ***). Например, величина поляризации ядер отдачи, возникающих при захвате μ^- -мезона, чувствительна к псевдоскалярному взаимодействию в тех случаях, когда благодаря правилам отбора по спинам и четности вклад этого взаимодействия отличен от нуля. Величина этой поляризации может быть измерена благодаря несохранению четности в последующем β -распаде, если только, вследствие взаимодействия ядерных моментов с полями атома, молекулы и решетки, поляризация не исчезает с течением времени. Сложность интерпретации экспериментов такого типа связана с недостаточным знанием как свойств ядра, так и соответствующих свойств атомных систем.

В ядерном β -распаде должен быть аналогичный индуцированный псевдоскалярный член, который также можно обнаружить; однако, как уже упоминалось, он, по-видимому, должен иметь очень малую величину. Физически относительная малость псевдоскалярного взаимодействия в бета-распаде по сравнению с соответствующим взаимодействием при захвате мюонов объясняется следующим образом: наличие члена $(1 + i\gamma_5)$ в операторе β -распада приводит к тому, что пион, не имеющий спина, распадается на левовинтовое нейтрино (рассматривается распад π^+ -мезона) и на правовинтовую антилептон (позитрон или μ^+ -мезон), который в крайнем

*) T. Ericson and I. C. Sens, CERN Notes (неопубликовано).

**) Препринт (Дубна) P-887, 1962.

***) Н. П. Поповым (ЖЭТФ 44, 1679 (1963)) было показано, что корреляция γ -квант — нейтрино при захвате неполяризованного μ -мезона ядром очень чувствительна к величине и знаку константы индуцированного псевдоскалярного взаимодействия. Кроме того, эту константу, по-видимому, можно определить путем исследования радиационного захвата μ^- -мезонов в сложных ядрах (Н. Р. С. Роод, Н. А. Толлок, Phys. Letts. 6, 121 (1963)). (Прим. ред.)

релятивистском приближении должен быть полностью поляризован. Однако система из левовращающегося нейтрино и правовращающегося позитрона или μ^+ -мезона, движущихся в противоположных направлениях, имеет полный спин, равный единице; следовательно, если справедлив закон сохранения лептонов, то такой распад в пределе нулевых масс рождающихся частиц полностью запрещен. Чем больше фактическая масса возникающего при распаде антилептона, тем дальше мы находимся от релятивистского предела и, следовательно, имеется тем большая свобода для выбора того «неправильного пути», при котором должен сохраняться момент количества движения. Именно это непосредственное следствие уравнения Дирака приводит к тому, что эффективная константа связи пропорциональна массе частицы, образующейся при распаде.

Наиболее чувствительный метод обнаружения псевдоскалярного взаимодействия в обычном бета-распаде — исследование продольной поляризации бета-частиц; эта поляризация отличается знаком для $(V - A)$ -и псевдоскалярного взаимодействий (Ли и Янг⁸⁵). Последние результаты (Куперман⁴⁰) не указывают на наличие какого-либо эффекта псевдоскалярного взаимодействия; однако неопределенности в интерпретации этих результатов мешают сделать сколь-либо надежную количественную оценку предельного значения величины g_P/g_A . Результаты не противоречат предполагаемой величине индуцированного псевдоскалярного взаимодействия. Теоретическая интерпретация экспериментальной величины поляризации зависит, конечно, от используемой модели ядра. Хотя наибольший эффект должен иметь место, по-видимому, при переходах между состояниями с нулевыми спинами и разными четностями, так как в этом случае P конкурирует только с A , модели таких состояний являются более сложными и ненадежными, чем модели состояний четных ядер, особенно ядер с почти заполненными оболочками. В последнем случае мы можем с большой уверенностью сделать расчет ядерной части проблемы, однако величина эффекта при этом уменьшается, так как в этом случае необходимо учесть также и векторное взаимодействие. Этим примером иллюстрируется тот компромисс между величиной эффекта и надежностью его интерпретации, на который часто приходится идти.

Реакции, вызванные высокоэнергичными нейтрино

Хорошим примером, иллюстрирующим необходимость использования сложных ядер для получения больших выходов реакций, являются попытки обнаружить взаимодействие высокоэнергичных нейтрино с веществом (Понтекорво¹⁰⁷, Шварц¹¹⁷, Ли и Янг⁸⁶). Нейтрино, образующиеся вместе с мюонами при распаде π -мезонов, будут вызывать реакцию $\nu + n \rightarrow p + e^-$ только в том случае, если они идентичны с нейтрино, испускаемыми наряду с электронами при обычном бета-распаде ядра. Рассматривая рис. 2, мы можем видеть, что мюонные нейтрино, образующиеся при распаде π -мезона, должны вызывать реакцию $\nu - n \rightarrow p + \mu^-$. Решение чрезвычайно важного вопроса о существовании или отсутствии нейтрино двух различных типов, электронных нейтрино и мюонных нейтрино, зависит, таким образом, от ответа на следующий вопрос: могут ли высокоэнергичные мюонные нейтрино, образующиеся при распаде пионов (малым вкладом электронных нейтрино из распада $\pi \rightarrow e + \nu$ можно пренебречь), выбивать из нуклонов и электроны, и мюоны или только мюоны? Ожидаемые величины сечения (порядка 10^{-38} см² при энергии нейтрино в несколько $1/\epsilon$) настолько малы, что при использовании существующих ускорителей для регистрации нескольких событий в день

необходимы тонны вещества*). Это полностью исключает использование водорода в качестве детектора и требует применения сложных ядер, хотя они не дают никакого выигрыша, кроме массы. Однако одновременно появляются и обычные при этом трудности. В частности, если импульс, передаваемый распадающемуся нуклону, мал, то реакция запрещается принципом Паули, так как разрешены только такие процессы, при которых нуклон выбивается с поверхности Ферми. Оценка этого эффекта зависит, как обычно, от выбранной модели ядра (сравните с проблемой захвата μ^- -мезона в сложных ядрах; отличие состоит в том, что в данном случае величина передаваемого импульса может изменяться в широких пределах). Подобные расчеты были выполнены Берманом¹².

Аналогичная проблема возникает в связи с когерентными процессами, вызываемыми нейтрино. В этой области основным вопросом является вопрос о возможном существовании заряженного векторного бозона $W^\pm$ (способного быть носителем как векторного, так и аксиального взаимодействий), который может служить «посредником» в бета-взаимодействии (см., например, рис. 3). Если бы векторные мезоны удалось получить в свободном состоянии, то их можно было бы обнаружить по распаду $W \rightarrow \mu(e) + \nu$ (и, быть может, на пионы). Далее, благодаря возможности «упругого» рождения, не изменяющего состояния ядер мишени, сечение процесса когерентного рождения

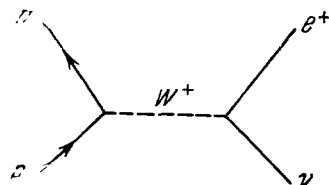


Рис. 3. Промежуточный векторный бозон в качестве связи при β -распаде.

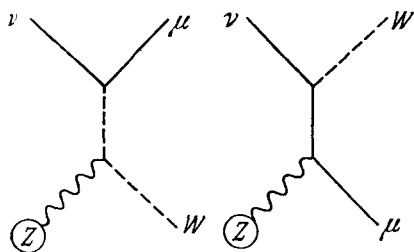


Рис. 4. Образование промежуточного векторного бозона при помощи нейтрино в кулоновском поле ядра.

в кулоновском поле ядра с зарядом Z , как показано на рис. 4, будет пропорционально Z^2 . Сложные ядра играют тут вдвойне важную роль — обеспечивают требуемую плотность вещества и когерентность. Однако мы должны выяснить, будут ли в действительности данные экспериментальные условия соответствовать когерентному рождению или нет. Ответ на этот вопрос зависит опять от величины передаваемого импульса, т. е. от того, выбивается ли нуклон с поверхности Ферми или нет. Если нуклон не выбивается, то условия соответствуют когерентному образованию, в противном случае имеет место

некогерентный процесс и фактор Z^2 превращается просто в Z . Величина передаваемого импульса будет уменьшаться при увеличении энергии нейтрино, и, таким образом, при высоких энергиях процесс будет когерентным; однако при тех энергиях, которыми располагают в настоящее время, мы далеки от этого условия, и, следовательно, результаты расчетов будут содержать обычные неопределенности, связанные с тем, что недостаточно хорошо известны детали поведения нуклонов в ядре. Весьма приближенно можно считать, что передаваемый импульс равен $\sim m_W^2 v^3 / E_\nu$, где m_W — масса покоя W -мезона, тогда как величина передаваемого импульса, соответствующего когерентному процессу, должна быть порядка $\hbar/R$ или

*) Такие взаимодействия нейтрино с веществом уже обнаружены (июнь 1962 г.) с помощью искровой камеры, содержащей несколько тонн алюминия (Денби и др.⁴⁴). В рассматриваемой реакции, по-видимому, образуются только мюоны, что подтверждает гипотезу о существовании двух типов нейтрино.

меньше, где R — радиус ядра. В случае железа это соответствует $E_\gamma \simeq 13$ Гэв, если мы будем считать, что $m_W c^2 = 1$ Гэв (для того чтобы исключить ненаблюдавшийся распад $K \rightarrow W + \gamma$, мы должны принять, что $m_W > m_K$). Следовательно, вопрос о степени когерентности связан с детальным и ненадежным расчетом, и поэтому до сих пор выполнено только исследование формфактора (Ли, Маркштейн и Янг⁸⁴). При осуществимых в настоящее время условиях когерентные эффекты не очень велики.

Имеется множество процессов слабого взаимодействия, для которых когерентные эффекты в кулоновском поле сложных ядер имеют исчезающе малую величину (см., например, Берман¹², Нильсон и Маршак⁹⁹). Здесь они не рассматриваются.

Р а д и а ц и о н н ы й р а с п а д м ю о н а

Существование или отсутствие W -мезона ставит перед нами другую проблему физики элементарных частиц, для решения которой может

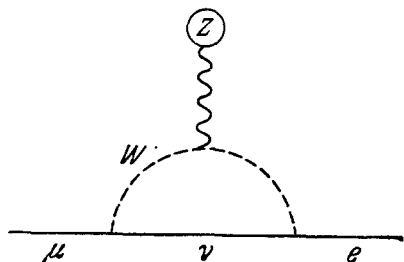


Рис. 5. Распад $\mu \rightarrow e + \gamma$ через промежуточный векторный бозон.

оказаться полезным использование сложных ядер — радиационный распад $\mu \rightarrow e + \gamma$. Если мюонные и электронные нейтрино идентичны и если W -мезон существует, то этот радиационный распад можно изобразить в виде диаграммы, представленной на рис. 5 (Фейнберг⁵⁶). Отношение вероятности такого распада к вероятности обычного распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ равно приблизительно $q \simeq 10^{-3} - 10^{-4}$, если только не вводятся ad hoc точные правила отбора, запрещающие радиационный захват (см., например, Кабиббо и Гатто³³).

Экспериментальный результат — $q < 10^{-7}$ (Бартлетт, Девонс и Сакс⁹, Френкель и др.⁶⁰). Хотя теоретическая оценка величины q весьма неопределенна, тем не менее, по-видимому, трудно согласовать эти данные с существованием W -мезона и тождественностью мюонного и электронного нейтрино, если только не существуют ad hoc указанные выше правила отбора или если какое-нибудь свойство W -мезона не повлияет «случайно» в сторону уменьшения q . Радиационные свойства W -мезона должны зависеть от его моментов — магнитного дипольного момента и электрического квадрупольного момента; поэтому, выбирая соответствующим образом их величины, можно существенно уменьшить вероятность рассматриваемого распада (Эбель и Эрнст⁴⁹, Бладман и Янг²⁷). Хотя такие «лихие»*)

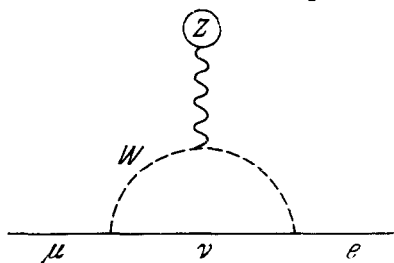


Рис. 6. Каталистическое превращение $\mu \rightarrow e$ в кулоновском поле ядра.

решения не привлекательны, мы никогда не должны пренебрегать способностью природы на шутки дурного тона и не давать ей возможности признаваться в этом. В данном случае такая возможность появляется сама собой при использовании сложных ядер. В когерентном процессе $\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z$, изображенном на рис. 6, участвуют виртуальные фотоны,

*) Здесь автор употребил восклицание Фейнмана⁵⁷ «Oh, boy!» по поводу данного Маршаком возможного объяснения результатов экспериментального исследования радиационного распада π -мезона. (Прим. ред.)

в то время как при радиационном распаде свободного мюона (рис. 5) рождаются реальные фотоны. Так как при каталитическом превращении $\mu \rightarrow e$ в поле ядра электромагнитное взаимодействие на бесконечности отсутствует, данный процесс содержит монополярный член, отсутствующий в случае распада свободного мюона, который должен быть дипольным переходом (Вейнберг и Фейнберг¹³⁴).

Если вероятность радиационного распада свободного мюона «случайно» окажется равной нулю, то необходимо наличие какой-то другой причины, запрещающей «каталитический» распад на сложных ядрах. Если же вероятность первого распада уменьшается путем подбора величины магнитного момента *) (в пренебрежении влиянием квадрупольного момента), то можно ожидать, что вероятность «каталитического» распада составляет около 10^{-6} от вероятности поглощения (Эрнст⁵³). Принятый в настоящее время верхний экспериментальный предел величины g составляет для меди около $2 \cdot 10^{-7}$ (Конверси, Лелла, Пенсо, Толлер и Раббиа³⁶), что отрицает существование промежуточного бозона при идентичных мюонных и электронных нейтрино, если, конечно, мы считаем, что при рода дважды не шутит. Если же имеются нейтрино двух видов, то эти эксперименты не имеют никакого отношения к вопросу о существовании W -мезона.

Использование в таких исследованиях сложных ядер вызвано, во-первых, экспериментальными требованиями и, во-вторых, тем, что предсказываемое отношение вероятности «каталитического» распада к суммарной вероятности распада и поглощения быстро спадает для ядер с $A < 29$. Проблема когерентности опять же нуждается в более тщательном рассмотрении, чем то, которое мы можем дать в настоящее время.

Гипотеза о сохранении векторного тока

Сохранение электрического тока. Очень точное равенство электрических зарядов позитрона и протона является удивительным и необъясненным фактом природы. Что бы это в конце концов ни означало, мы можем сразу сказать, что связь протона с электромагнитным полем в предельном случае длинных волн не изменяется из-за сильной связи π -мезонов с нуклонами. Это означает, что при испускании виртуальных π -мезонов нуклонами электрический ток сохраняется. На диаграммах рис. 7 показано, каким образом связь протона с электромагнитным полем остается неизменной, когда благодаря сильным взаимодействиям протон испускает π^+ -мезон и превращается в электрически нейтральный нейтрон: связь π^+ -мезона с электромагнитным полем полностью компенсирует отсутствие ее у нейтрона. Конечно, наличие сильных взаимодействий означает, что электрические структуры реального протона и гипотетического дираковского точечного протона, у которого отсутствует облако виртуальных мезонов, отличаются друг от друга, однако это проявляется только тогда, когда для исследования протонов используется электромагнитное излучение с длиной волны порядка пространственной протяженности мезонного облака, $\sim \hbar/m_\pi c$. Для излучения с большей длиной волны оба типа протонов эквивалентны, так как

*) Для определения магнитного момента промежуточного векторного бозона W можно использовать реакцию $\gamma + p \rightarrow W^- \rightarrow W^+ + p$. В ряде работ (см., например, S. M. Bergman, Y. S. Tsai, Phys. Rev. Letts. 11, 483 (1963)) было показано, что сечение этой реакции существенным образом зависит от величины магнитного момента W (квадрупольный момент предполагается равным нулю). Сечение когерентного процесса $\gamma + Z \rightarrow W^- + W^+ + Z$ имеет величину, значительно меньшую величины сечения первого процесса. (Прим. ред.)

в этом случае взаимодействие зависит только от полного заряда, который в обоих случаях одинаков, если при испускании пионов электрический ток сохраняется. Мы можем отбросить предположение о «случайном» равенстве зарядов позитрона и протона, обусловленном тем, что различие заряда позитрона и дираковского протона компенсируется несохранением электрического тока при испускании пионов таким образом, что заряды позитрона и «реального» протона становятся равными. Этот вывод следует из того факта, что заряд сложного ядра точно в Z раз больше заряда

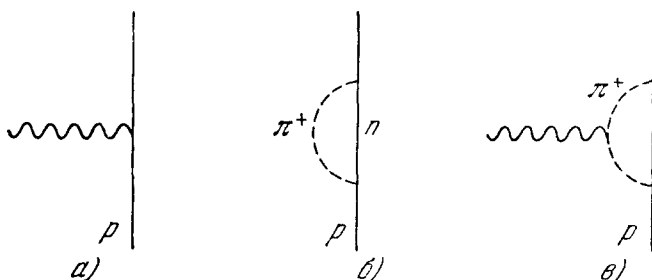


Рис. 7. Связь электромагнитного поля с протоном.

а) Затравочный протон; б) исчезновение связи в том случае, если бы виртуальный π^+ -мезон не взаимодействовал с электромагнитным полем, в) восстановление первоначальной связи с полем благодаря заряду π^+ -мезона.

протона, хотя мезонные токи внутри ядра несомненно отличаются от мезонных токов вокруг Z изолированных протонов. Таким образом, в электромагнитной теории мы имеем универсальную константу связи, величина которой не изменяется при наличии других взаимодействий. Это свойство универсальности электромагнитного взаимодействия можно выразить формально, если к электрическому току нуклонов добавить электрический ток, связанный с пионами:

$$J_\mu^e = \bar{\psi} \gamma_\mu \left(\frac{1}{2} + \tau_z \right) \psi + i [\varphi^* T_z \nabla_\mu \varphi - (\nabla_\mu \varphi)^* T_z \varphi] \quad (1)$$

(к этому выражению нужно, конечно, прибавить члены, связанные с K -мезонами, гиперонами и т. д.). До тех пор, пока мы не в состоянии объяснить сохранение этого тока, мы можем рассматривать этот факт как стимул для поисков аналогичных эффектов в других областях физики, имеющих, возможно, столь же важное значение.

Универсальное бета-взаимодействие. Идея универсальности бета-взаимодействия не является новой. В своей простейшей формулировке она означает, что превращение одного нуклона в другой с испусканием электрона и нейтрино определяется тем же взаимодействием, которое обуславливает как распад μ -мезона, так и упоминавшийся выше захват μ -мезона нуклоном. Однако неизвестно, какое влияние на бета-распад окажут виртуальные π -мезоны, испускаемые нуклонами. Влияет или нет это испускание на гипотетическую универсальность взаимодействия? Перенормируется ли бета-взаимодействие или нет? Влияет ли на способность протона испускать позитроны тот факт, что он часть времени диссоциирован на нейтрон, который не может испустить позитрон, и положительные π -мезоны, или неспособность нейтрона распадаться с испусканием позитрона точно компенсируется наличием такой возможности для π -мезона, так же как связь положительного $\bar{\eta}$ -мезона со статическим электрическим полем полностью компенсирует отсутствие

ее у нейтрона? Иначе говоря, можем ли мы в теории бета-взаимодействия аналогично случаю электромагнетизма найти какой-либо сохраняющийся ток, не зависящий от типа частиц, которые его создают? Если такой ток существует, то мы можем сформулировать другой важный принцип, значение которого сравнимо со значением закона сохранения электрического заряда. Ситуация в бета-распаде более сложна, чем в случае электромагнитного взаимодействия, так как бета-взаимодействие, в отличие от электрического взаимодействия, разбивается на две составляющие, известные в настоящее время как векторное (V) и аксиальное (A) взаимодействия. Ток

$$J_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu(1 + i\gamma_5)\tau_+\psi + \bar{\psi}_v\gamma_\mu(1 + i\gamma_5)\psi_e + \bar{\psi}_v\gamma_\mu(1 - i\gamma_5)\psi_\mu + \dots,$$

взаимодействие которого с самим собой (модель самовзаимодействующего тока) может в первом приближении обеспечить универсальность бета-распада (в формулировке Фейнмана и Гелл-Манна⁵⁹), обладает тогда как векторными, так и аксиально-векторными свойствами.

Гипотеза о сохранении векторного тока. Векторная часть $J_\mu^V = \bar{\psi}\gamma_\mu\tau_+\psi$ нуклонного тока, как можно видеть, формально полностью аналогична нуклонной компоненте электрического тока. Отсюда непосредственно вытекает гипотеза, что ее сумма с пионным током по аналогии с точно сохраняющимся электрическим током может оказаться для случая бета-распада точно сохраняющимся векторным током. В «обычной» фермиевской теории бета-распада имеется только нуклонный векторный ток; поэтому

точно так же, как на нуклонную компоненту электрического тока влияет испускание заряженных виртуальных пионов, так и на нуклонный векторный ток сильно влияет его связь с пионами (не связанная с бета-взаимодействием). И точно так же, как суммарный электрический ток становится сохраняющимся при добавлении пионного тока к нуклонному, так и векторный ток при бета-распаде можно сделать сохраняющимся путем добавления пионного тока:

$$J_\mu^V = \bar{\psi}\gamma_\mu\tau_+\psi + i[T_+\Gamma_\mu\varphi - (\Gamma_\mu\varphi)^*T_+\varphi] \quad (2)$$

(в случае необходимости можно добавить еще члены, связанные с K -мезонами и т. д.).

Эта ситуация представлена на диаграммах рис. 8, которые, как легко видеть, полностью аналогичны электромагнитным диаграммам рис. 7. В связи с этой аналогией нас интересует именно векторная часть бета-взаимодействия, так как в реакции распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ участвуют две частицы с нулевым спином. Справедливость гипотезы о «сохраняющемся векторном токе» предполагается просто по аналогии: мы знаем, что электрический ток сохраняется с высокой степенью точности, а векторный ток имеет формально ту же самую структуру. Не может ли он также сохраняться? В этом случае векторная часть бета-взаимодействия определялась бы той частью плотности тока, которая зависит от полного изотопического спина, а наличие сильных взаимодействий не

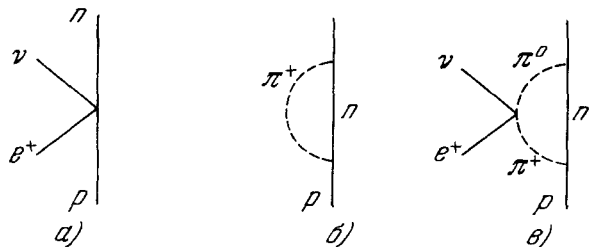


Рис. 8. Аналогия векторной части бета-взаимодействия с электромагнитным взаимодействием, изображенным на рис. 7.

а) Бета-распад затравочного протона б) запрещение β -распада вследствие испускания виртуального π^+ -мезона, не связанного с лептонным полем; в) восстановление первоначальной величины скорости распада благодаря возможности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ с соответствующей вероятностью

должно приводить к эффектам перенормировки. Это предположение было высказано Герштейном и Зельдовичем ⁶⁴ и Фейнманом и Гелл-Манном ⁵⁹. Ситуация с аксиально-векторным нуклонным током, который имеет совершенно другую структуру, $J_\mu^A = \bar{\psi} i \gamma_\mu \gamma_5 \tau_+ \psi$, является в этом смысле довольно неопределенной; неясно, например, можем ли мы вообще каким-либо образом определить полный сохраняющийся аксиально-векторный ток; в рассматриваемом случае сильные взаимодействия могут привести к перенормировке аксиального взаимодействия. В действительности, по-видимому, концепция сохраняющегося аксиально-векторного тока в данном случае неприемлима, так как она запрещает распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$ (Нортон и Уатсон ¹⁰¹) и дает ненаблюдающееся в эксперименте большое эффективное псевдоскалярное взаимодействие (Голдбергер и Трейман ⁶⁷). Мы не будем далее рассматривать возможность сохранения или «почти сохранения» аксиально-векторного тока (Гелл-Манн ⁶²).

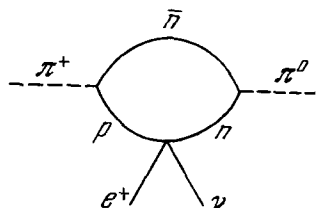


Рис. 9. Распад $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ путем образования виртуальной нуклон-антинуклонной пары.

Таким образом, рассматриваемая гипотеза предполагает существование физического закона, закона сохранения векторного тока при бета-распаде, возможно столь же фундаментального, как и закон сохранения заряда. Каким образом этот закон должен быть проверен? Так как векторное и аксиальное взаимодействия имеют совершенно различную структуру и так как

в виде сохраняющегося тока мы можем записать только векторный ток, мы должны, очевидно, сравнить характеристики бета-распада μ -мезона, который вследствие отсутствия в нем эффектов сильных взаимодействий обусловлен точным $(V - A)$ -взаимодействием и потому дает нам величину константы универсального взаимодействия с теми характеристиками нуклонного бета-распада, которые обусловлены векторным взаимодействием. С другой стороны, так как можно сформулировать принцип, согласно которому бета-распад заряженного пиона в виртуальном состоянии точно компенсирует запрет распада соответствующего нуклона, гипотеза о сохраняющемся векторном токе позволяет нам получить из данных о времени жизни μ -мезона точное значение необходимой величины вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, который обусловлен только векторным взаимодействием. Однако вероятность такого распада оказывается крайне малой ($1,0 \cdot 10^{-8}$) и, кроме того, часть таких распадов должна происходить лишь благодаря виртуальной диссоциации π^+ на протон и антинейтрон, бета-распаду протона $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ и рекомбинации нейтрона и антинейтрона, в результате которой и образуется нейтральный пион (рис. 9). Мы должны поэтому производить измерение относительной вероятности редкого π^+ -распада с точностью, которая позволила бы уловить небольшую разницу между этой величиной и возможной относительной вероятностью этого же распада в случае несохранения векторного тока. Таким образом, важно не только получить точное экспериментальное значение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, но и теоретически оценить разумные предельные значения этой величины, исходя из диаграммы рис. 9 (с учетом гиперон-антигиперонных пар). При этом может оказаться полезной известная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \mu, e^+ + \nu$, так как диаграмма, изображающая этот процесс (см. рис. 2), и диаграмма распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ имеют по крайней мере одну общую вершину. С этой точки зрения маловероятно, чтобы расчет мог быть выполнен с большой надежностью, и будет удивительно, если он не приведет разумным образом к величине, следующей из гипотезы о сохранении векторного тока. (Полу-

эмпирические оценки Финберга и Примакова⁵⁵, не основанные на использовании дисперсионных соотношений, дали для относительной вероятности величину порядка 10^{-8} . Именно такая величина следует из гипотезы о сохраняющемся векторном токе *). В настоящее время совершенно необходим расчет такого рода и хорошая оценка его надежности, а также точное экспериментальное определение величины относительной вероятности этого распада.

Следует подчеркнуть, что если гипотеза о сохранении векторного тока верна, пионный распад, обусловленный процессом, изображенным на рис. 9, ничего не добавляет к прямому бета-распаду пиона, механизм которого определяется гипотезой о сохранении векторного тока. Полная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ имеет определенное значение независимо от детального рассмотрения возможных механизмов. Принятое в настоящее время экспериментальное значение относительной вероятности этого распада $1,1 \cdot \begin{smallmatrix} (+1,9) \\ (-0,5) \end{smallmatrix} \cdot 10^{-8}$ (Дунайцев, Петрухин, Прокошкин и Рыкалин⁴⁸) **) согласуется с предсказанием гипотезы о сохраняющемся векторном токе, но не является, особенно с точки зрения результата Финберга и Примакова⁵⁵, ее точным подтверждением.

Бета-переходы между состояниями с зарядового мультиплета. Итак, мы должны искать доказательства сохранения векторного тока в обычном нуклонном бета-распаде. Однако в настоящее время распад свободного нейтрона недостаточно хорошо изучен; помимо этого он обусловлен как векторным, так и аксиальным взаимодействием, причем последнее может сильно перенормироваться даже в том случае, когда векторное взаимодействие не изменяет своей величины. Кроме того, оно вообще не имеет отношения к рассматриваемой проблеме. Вклады V - и A -взаимодействий могут быть отделены друг от друга только очень трудными корреляционными экспериментами. Однако, если мы изучаем распад сложных ядер, мы можем правильным выбором спинов полностью исключить аксиальное взаимодействие. $0^+ \rightarrow 0^+$ -переход, например переход между основным состоянием четно-четного ядра с $T = 1$, $T_z = -1$ и соответствующим состоянием с $T = 1$ нечетно-нечетного ядра с равным числом нейтронов и протонов, полностью обусловлен фермиевской (или V -) компонентой бета-взаимодействия; матричный элемент Гамова — Теллера (или A -) взаимодействия равен нулю из-за равенства нулю спинов. Более того, так как бета-переход происходит между состояниями одного и того же зарядового мультиплета, волновые функции начального и конечного состояний идентичны; в этом случае матричный элемент равен $\sqrt{2}$, и значит отпадают проблемы, связанные со структурой ядра. Волновые функции нуклонов, не участвующих в бета-распаде, в этом случае таковы, что правила отбора по полному спину системы запрещают переходы, связанные с той частью бета-взаимодействия, в свойствах которой мы в данном случае не заинтересованы. Интересующее нас и, по-видимому, перенормируемое векторное взаимодействие — единственный источник рассматриваемых бета-переходов.

*) В работе М. В. Терентьева (ЖЭТФ 44, 1320 (1963)) в рамках гипотезы о сохраняющемся векторном токе исследован β -распад π^+ -мезона с учетом радиационных поправок. Найденное автором значение относительной вероятности этого процесса равно $(1,01 \pm 0,03) \cdot 10^{-8}$, причем ошибка связана, главным образом, с экспериментальными ошибками в определении величины разности масс π^+ - и π^0 -мезонов. (Прим. ред.)

**) Экспериментальное исследование β -распада π^+ -мезона было выполнено также Демомье и др. (D e r o m i e r et al., Phys. Letts. 2, 23 (1962)) и Р. Бакастоу и др. (R. B a c a s t o w et al., Phys. Rev. Letts. 9, 400 (1962)). Полученные ими значения относительной вероятности этого процесса равны соответственно $(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ и $(2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-8}$.

Следовательно, при проверке этой фундаментальной гипотезы физики элементарных частиц мы непосредственно сталкиваемся с проблемой исследования свойств сложных ядер. Эти исследования должны вестись в двух направлениях. Первое направление — скучное, по существу тривиальное, но имеющее первостепенную важность для получения правильных результатов. Какова энергия распада, относительная вероятность и время жизни ядра O^{14} (наиболее изученный пример) и других подходящих ядер, бета-распад которых определяется векторным взаимодействием? Эти вопросы являются тривиальными в том отношении, что они легко формулируются и на них можно дать определенные ответы; они далеко не тривиальны в смысле тех экспериментальных трудностей, которые необходимо преодолеть, чтобы дать ответы пужной точности. Второе направление появляется тогда, когда мы задаемся вопросом, действительно ли сложные ядра так просты, как мы считаем. Действительно ли основное состояние ядра O^{14} идентично с первым возбужденным состоянием ядра N^{14} с энергией $2,31 \text{ Мэв}$, как мы предполагали, сравнивая бета-распад μ -мезона с бета-распадом O^{14} ? Конечно, они не идентичны: они отличаются так же, как азот и кислород. Как велико значение этого различия? Вот тот пункт, на котором мы должны более детально проверить свои знания физики строения ядра. Однако прежде всего необходимо выяснить, в какой степени интересно решение этой проблемы. О чем говорят факты? Если мы используем наиболее точные значения вероятности распада ядра O^{14} , который несомненно является наиболее изученным чистым фермиевским переходом (Бардин, Барнс, Фаулер и Зигер⁸), для того, чтобы вычислить в рамках гипотезы о сохранении векторного тока время жизни μ -мезона, мы получим $2,244 \pm 0,012 \text{ мксек}$; экспериментальное значение этой величины равно $2,210 \pm 0,003 \text{ мксек}$. Получается удивительно хорошее согласие. Не используя концепции универсальности взаимодействия при бета-распаде, мы, конечно, вообще не получили бы совпадения результатов. Вычисления, основанные на универсальности взаимодействия, но не учитывающие гипотезы о сохранении векторного тока, привели бы, по-видимому, к различию результатов порядка нескольких десятков процентов, которое в основном обусловлено тем, что нуклон некоторую часть времени находится в окружении мезонного облака. Следовательно, согласие результатов в таких узких пределах является, по-видимому, сразу же бросающимся в глаза доказательством справедливости гипотезы о сохранении векторного тока.

Чем объясняется небольшое, но реально существующее различие результатов? *) Не свидетельствует ли оно о том, что векторному току присуще лишь свойство «почти точного сохранения»? Такая возможность является весьма непривлекательной. Прежде чем искать какие-то сложные пути решения рассматриваемой проблемы, необходимо исследовать несколько небольших, но важных эффектов. Особенно важными являются радиационные поправки, обмен в процессе распада виртуальными фотонами между заряженными частицами одной вершины и т. д. На рис. 10 изображен для примера распад μ -мезона. Хотя указанные поправки не могут быть подсчитаны достаточно надежно, тем не менее они, вероятно, увеличивают расхождение результатов приблизительно на 2%, что приводит к замедлению распада μ -мезона на $\sim 0,4\%$ и увеличению

*) Для проверки равенства констант векторного взаимодействия в β -распаде (g_V) и распаде μ -мезона (g_μ) в последнее время были исследованы сверхразрешенные фермиевские β -переходы $V^{46}(\beta^+)$ Ti^{46} (J. J. A n e c k e, Phys. Letts. 6, 69 (1963)), $Sc^{34}(\beta^+)$ Sc^4 и $Co^{54}(\beta^+)$ Fe^{54} (J. M. F r e e m a n et al., Phys. Letts. 8, 115 (1964)). Полученные результаты показывают, что расхождение между g_V и g_μ остается прежним. (Прим. ред.)

скорости распада ядра O^{14} на $\sim 1,7\%$ (Берман¹¹, Киношита и Сирлин⁸¹). При вычислении поправки для случая распада ядра O^{14} производилось обрезание расходящихся интегралов, что делает эти расчеты весьма ненадежными. Кроме того, в этих расчетах не учитывались эффекты ядерной структуры, т. е. не принимался во внимание тот факт, что распадается именно ядро O^{14} , а не свободный протон соответствующей энергии. Также не совсем ясно влияние структуры мезонных облаков нуклонов (т. е. аномальных магнитных моментов) на рассматриваемые электромагнитные поправки, однако маловероятно, что оно окажется большим (Берман¹¹). Можно пренебречь также релятивистскими эффектами в ядерном бета-распаде и вкладами переходов более высокого запрещения (Блин-Стойл, Гупта и Томсон²⁰). Следовательно, для того чтобы считать векторный ток сохраняющимся, мы должны найти причину расхождения результатов на $\sim 3,7 \pm 1,2\%$ (при этом к экспериментальным ошибкам прибавлен $\pm 1\%$, чтобы учесть общую неопределенность теоретических расчетов радиационных поправок (Фейнман⁵⁸)). Не является ли парадоксальным тот факт, что некоторая величина, которая по нашим представлениям должна либо равняться нулю, либо быть очень большой, на самом деле оказывается хотя и малой, но конечной?

Возможная причина этого противоречия может состоять в том, что бета-взаимодействие переносится тяжелым заряженным векторным бозоном — уже обсуждавшимся выше W -мезоном. Существование такого мезона привело бы к увеличению скорости распада μ -мезона, в то же время для случая распада ядра O^{14} этот эффект имел бы пренебрежимо малую величину. Кроме того, существование W -мезона привело бы к увеличению значения параметра Мишеля ρ , которое для случая точного точечного четырехфермионного взаимодействия равно $3/4$. Наиболее точно известное в настоящее время значение (с учетом радиационных поправок) $\rho = 0,780 \pm 0,025$ (Плано¹⁰⁵) не противоречит небольшому увеличению ρ по сравнению с $3/4$. Учет промежуточного бозона с массой $m_W = 1000m_e$ привел бы к увеличению ρ приблизительно на $0,015$ и уменьшению времени жизни μ -мезона на 3% (Онеда и Патт¹⁰²), что позволило бы устранить расхождение с предсказанием гипотезы о сохранении векторного тока. (Введение промежуточного бозона приведет также к изменению величины радиационных поправок.) Таким образом, вопрос о существовании такой частицы имеет существенное значение для обсуждения гипотезы о сохранении векторного тока.

Поскольку в настоящее время мы не имеем сведений о существовании промежуточного бозона, мы должны выяснить, не связано ли рассматриваемое противоречие с каким-либо эффектом ядерной структуры. Мы можем, например, предположить, что волновые функции ядер O^{14} и N^{14*} не идентичны, и, значит, их перекрытие, которое определяет величину фермиевского интеграла, не является полным; вследствие этого соответствующий матричный элемент не равен $\sqrt{2}$. Такое неполное перекрытие привело бы к увеличению времени жизни ядра O^{14} , т. е. дало бы эффект нужного знака. Другая возможность заключается в том, что два рассматриваемых состояния не являются чистыми состояниями зарядового мультиплета с $T = 1$, а содержат примеси других состояний с $T = 0, 1, 2$ и т. д. в ядре N^{14*} и с $T = 1, 2$ и т. д. в ядре O^{14} . В этом случае фермиевский переход между примесным состоянием с $T = 1$ одного ядра и основным состоянием с $T = 1$ другого ядра мог бы оказаться запрещенным.

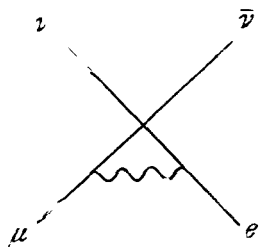


Рис. 10. Простая радиационная поправка к распаду $\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$.

Для объяснения противоречия достаточно предположить наличие только 2—4% интенсивности всех примесей. Можем ли мы понять, чем обусловлена такая примесь? Можно предположить, что существует некоторая зависимость нуклон-нуклонного взаимодействия от заряда, вследствие чего изотопический спин перестает быть хорошим квантовым числом; такая зависимость сил от заряда уже есть в кулоновском взаимодействии. Однако результаты точных расчетов по обычной модели независимых частиц с учетом только $1s$ - и $1p$ -нуклонов дают основание считать, что в большинстве случаев величина соответствующего эффекта составляет несколько десятых долей процента и вряд ли может объяснить имеющееся различие (Мак-Дональд⁸⁹, Блин-Стойл и Ле-Турнэ²¹). Следует, однако, отметить, что для последовательного объяснения в рамках модели оболочек других данных о ядрах с $A = 14$ также необходимо учесть смешивание конфигураций. В этом случае кулоновские эффекты будут отличаться от эффектов, вычисленных при учете только $1s$ - и $1p$ -нуклонов, и могут иметь значительно большую величину (Вейденмюллер¹³¹). На данной стадии развития наших представлений о свойствах легких ядер мы не можем сказать, насколько велики такие кулоновские эффекты. Ситуация крайне усложняется при учете смешивания конфигураций. Необходимо выполнить еще большое число теоретических работ как по анализу данных о ядерных реакциях, таких, например, как $C^{14}(d, t)C^{13}$ (Мур, Мак-Груэр и Хамбургер⁹⁷), так и по синтезу соответствующей волновой функции смешанной конфигурации из всех имеющихся экспериментальных данных. В данный момент стоит, по-видимому, отметить, что большинство физиков, занимающихся строением ядра, считают, что расхождение данных, полученных из распада ядра O^{14} и распада μ -мезона, слишком велико, чтобы его можно было объяснить только кулоновскими эффектами, даже если при этом учитывается смешивание конфигураций. Однако необходимо подчеркнуть, что прежде чем считать это утверждение твердо установленным, нужно добиться более глубокого понимания свойств ядер с $A = 14$.

С этой точки зрения мы можем частично обратиться к экспериментам, предназначенным для проверки изотопической чистоты низших состояний ядер, в частности для определения в ядрах с равным числом нейтронов и протонов примеси состояний с $T = 0$ в состоянии с $T = 1$ и наоборот — одной из видов примеси, учет которой может внести вклад в понимание причин существующего противоречия. Ясно, что такие примеси имеют порядок 0,1%, а не 1% (например, Мак-Дональд⁹⁰, Блум, Топпель и Уилкинсон²⁶, Топпель, Блум и Уилкинсон¹²⁸, Пиксли, Кейн и Уилкинсон¹⁰⁴, Вебер, Дэвис и Марион¹³⁰). Эти эксперименты, однако, не позволяют определять примеси других состояний с тем же значением изотопического спина, т. е. примесь состояния с $T = 0$ в состоянии с $T = 1$, а этот эффект может иметь большее значение, чем эффект смешивания состояний с различными изотопическими спинами. Следовательно, положение усложняется тем, что для объяснения противоречия с помощью смешивания конфигураций по изотопическому спину, мы должны предположить, что величина того типа смешивания, который не может быть обнаружен в выполненных до сих пор экспериментах по исследованию изотопического спина, в несколько раз превышает величину смешивания, которое может быть обнаружено и уже обнаружено.

Заманчиво выяснить, не может ли существовать наряду с той очевидной зависимостью нуклон-нуклонных сил от заряда, которая обусловлена кулоновским взаимодействием заряженных частиц, также и зависимость специфически ядерных сил от заряда. Конечно, при более глубоком рассмотрении может оказаться, что эти «специфически ядерные» силы, определяе-

мые как остаток после вычитания сил, обусловленных обменом виртуальными фотонами между взаимодействующими реальными заряженными частицами, обязаны своей зависимостью от заряда эффектам, которые по природе своей являются электромагнитными и которые обусловлены обменом виртуальными фотонами в пределах структуры индивидуальных частиц (реальных или виртуальных), таких, как переносящий нуклон-нуклонное взаимодействие π -мезон. Такая чисто «ядерная» зависимость сил от заряда может в этом случае дать смешивание по изотопическому спину, достаточное для устранения расхождения результатов.

Зависимость специфически ядерных сил от заряда, определенная в указанном выше смысле, привлекательна, с одной стороны, тем, что массы нейтрального и заряженного π -мезонов существенно различны (см., например, Риаззудин ¹¹⁰) и, с другой стороны, тем, что pp - и np -синглетные длины рассеяния значительно отличаются друг от друга (Джексон и Блатт ⁷⁶). Хотя количественная величина последнего эффекта может считаться твердо установленной, она не может быть непосредственно использована для определения зарядовой зависимости эффективных величин, скажем, потенциала Гаусса, Юкавы или какого-либо другого потенциала, так как существенный вклад в различие длин рассеяния может дать различие магнитных взаимодействий в np - и pp -системах (Швингер ¹¹⁸). Так как магнитное взаимодействие пропорционально $1/r^3$ и, следовательно, очень чувствительно к малым r , величина соответствующих эффектов сильно зависит от поведения волновой функции на малых расстояниях, которое определяется потенциалом твердой сердцевины и потенциалом, зависящим от скорости; свойства этих потенциалов в настоящее время мало известны (Салпестер ¹¹³). Однако, по-видимому, разумно считать, что различие в длинах рассеяния обусловлено примесью зависящего от заряда потенциала, величина которой составляет 2—3%. Против этого вывода могут быть выдвинуты соображения, основанные на данных о сложных ядрах, а именно, на сравнении экспериментальных положений первых состояний с $T = 1$ в ядрах с равным числом нейтронов и протонов и их положений, вычисленных из основных состояний смежных ядер с $T_z = -1$ и $T_z = -1$ при предположении о зарядовой независимости. На первый взгляд результаты такого сравнения, по-видимому, свидетельствуют о том, что зарядовая независимость выполняется с точностью большей, чем 2—3% (Уилкинсон ¹³⁵, Фэрбэрн ⁵⁴), даже если интерпретация данных основана на предположении о различии сил примерно на такую величину (Сенгупта ¹²⁰). Если мы выбираем какую-нибудь особую зависимость специфически ядерного потенциала от заряда, мы можем переделать соответствующие расчеты теории возмущений, добавив этот эффект к кулоновскому. Такие вычисления в данное время носят чисто иллюстративный характер, поскольку мы не представляем себе, каким может быть детальный вид зависящего от заряда потенциала. Однако, применяя зарядово-зависимый потенциал в виде

$$H = V_0 \sum_{i < j} \{ [p(\tau_z^i + \tau_z^j) + q\tau_z^i\tau_z^j] + [r(\tau_z^i - \tau_z^j) + s\tau_z^i\tau_z^j] \sigma^i \sigma^j \} \exp\left(-\frac{r_{ij}^2}{\mu^2}\right),$$

где коэффициенты p , q , r , s выбраны так, что $|p + q + r + s| \approx 0,03$ *), Блин-Стойл и Ле-Турнэ ²¹ смогли объяснить увеличение времени жизни

*) Исследуя зависимость ядерных сил от заряда и различие кулоновских энергий в зарядовом триplete $A = 14$, Блин-Стойл и Нэр (R. J. Blin-Stoyle, S. C. K. Nair, Phys. Letts. 7, 161 (1963)) показали, что любая оценка параметров p , q , r и s на основе вычисленных значений кулоновской энергии ядра является совершенно ненадежной. (Прим. ред.)

ядра O^{14} приблизительно на 2%. В этих вычислениях использовались волновые функции обычной модели независимых частиц без учета смешивания конфигураций. Влияние учета смешивания конфигураций остается неизвестным.

Итак, по-видимому, возможно, но вряд ли правдоподобно, что учет чисто кулоновских эффектов в ядрах O^{14} и N^{14} может объяснить различие времен жизни μ -мезона и ядра O^{14} ; более вероятным кажется объяснение, основанное на введении разумной, но не обязательно правильной, величины зависимости ядерных сил от заряда. Поэтому более важно выяснить, является ли такая зависимость специфически ядерных сил от заряда приемлемой с других точек зрения. Этот вопрос может быть решен с нужной степенью точности только с помощью других экспериментов со сложными ядрами. Действительно, поскольку в ядре O^{14} мы имеем дело с эффективным ядерным взаимодействием внутри ядерного вещества, которое может существенным образом отличаться от взаимодействия между свободными нуклонами, нужно, конечно, выяснить, можно ли, исходя из существования различия между длинами np - и pp -рассеяний, постулировать подобное различие взаимодействий в случае ядра O^{14} . Мы должны осуществить соответствующие эксперименты и расчеты, используя такие механизмы и состояния, к которым достаточно надежно применимы представления о потенциале, зависящем от заряда. Хотя, как уже отмечалось, изотопический спин во многих случаях сохраняется, по-видимому, с точностью большей, чем 2% (такие выводы следуют из результатов вычислений для случая ядра O^{14} , использующих конкретную форму потенциала, зависящего от заряда), тем не менее такие расчеты все еще являются необходимыми. Эксперименты, направленные на обнаружение зависимости нуклон-нуклонного взаимодействия от заряда, представляют большой интерес сами по себе и служат примером того, какое значение имеют исследования в области ядерной физики для физики элементарных частиц.

Э ф ф е к т ы м е з о н н о г о о б м е н а. Перед тем как закончить рассмотрение вопроса о сохранении векторного тока, мы приведем еще несколько примеров того, каким путем можно получить доказательства этого факта из данных ядерной физики. Один из них уже, по существу, нами рассматривался: это—правило отбора, заключающееся в том, что фермиевская часть β -взаимодействия (V) имеет исчезающий матричный элемент только между состояниями зарядового мультиплетета. Если векторный ток сохраняется, то это правило, разумеется, справедливо постольку, поскольку оно относится к полному изотопическому току в ядре, связанному с лептонным полем, причем оно справедливо безотносительно к тому, каким образом этот ток создается нуклонами и виртуальными мезонами. Если для нуклонной части изотопического тока и для изотопического тока виртуальных пионов бета-связи различны, то указанное правило остается в силе только в том случае, если ядро ведет себя как система независимых нуклонов, а именно, если виртуальные пионы «остаются со своими собственными нуклонами»; если, однако, как должно быть в действительности, между нуклонами имеется значительный обмен пионами, это правило нарушается и могут иметь место фермиевские переходы, отличные от переходов между состояниями зарядового мультиплетета, даже в том случае, когда полный изотопический спин является точным квантовым числом. В этом последнем случае нарушение правила обусловлено характером самого бета-взаимодействия, а не несовершенством волновых функций ядра, подобно тому как несохранение четности в бета-распаде обязано характеру бета-взаимодействия, а не какому-либо нарушению сохранения четности в волновых функциях ядра. Этот эффект, эффект обменных токов, привел бы к нарушению рассматриваемого правила

отбора для фермиевских переходов, подобно тому как эффект мезонных токов приводит к нарушению теоремы Зигерта для случая электромагнитных (электрических) переходов в ядре. Гипотеза о сохранении векторного тока заключается в том, что бета-связь одинакова как для нуклонного, так и для пионного изотопических токов, и, следовательно, в этом случае, и только в этом случае, правило отбора по изотопическому спину остается справедливым для фермиевских переходов в бета-распаде. Если же в действительности векторный ток не сохраняется, то сила фермиевских переходов между состояниями зарядовых мультиплетов уменьшится, по-видимому, на 10—15% (в предположении, что бета-взаимодействие имеет место только для нуклонов). Кроме того, в этом случае следует ожидать наличия переходов вне зарядовых мультиплетов (Блин-Стойл, Гупта и Томсон²⁰, Бушпа³⁰), подобно тому как это имеет место даже при сохранении векторного тока, если происходит смешивание конфигураций по изотопическому спину. Наблюдаемое согласие между величинами векторных связей в мюонном распаде и в распаде ядра O^{14} намного лучше, чем только что приведенная оценка в 10—15%, и тем самым оно может указывать на сохранение векторного тока. К сожалению, в силу ряда обстоятельств вычисления являются очень грубыми, и поэтому этот результат в настоящее время нельзя считать окончательным.

Сравнение фермиевских переходов. До сих пор мы рассматривали доказательства сохранения векторного тока, основанные на исследовании абсолютной величины вероятности избранного чистого фермиевского бета-перехода; при этом ядро O^{14} мы рассматривали только потому, что оно является наиболее исследованным. Однако известно несколько других переходов типа $0^- \rightarrow 0^+$, например, бета-переход ядра C^{10} в состояние ядра B^{10} с энергией 1,74 Мэв. Если векторный ток не сохраняется, то мы должны ожидать появления обсужденных выше обменных эффектов, величина которых будет, конечно, различной для разных ядер. Поэтому эти обменные эффекты в разных случаях по-разному изменяют вероятность разрешенного фермиевского $0^+ \rightarrow 0^+$ -перехода. Следовательно, если учесть соответствующие поправки, то постоянство величины $lg ft$ для таких переходов является критерием сохранения векторного тока, не основанным на рассмотрении времени жизни μ -мезона. Анализ соответствующих данных (Блин-Стойл, Гупта и Томсон²⁰) обнаруживает большую степень внутренней согласованности этих переходов, чем это можно было бы ожидать согласно «обычной» теории Ферми. Тем самым подтверждается гипотеза о сохранении векторного тока. Крайне необходимы более точные экспериментальные данные об этих разрешенных чистых фермиевских переходах. Они потребуют в свою очередь соответствующего уточнения теоретического анализа, который существенным образом зависит от тех поправок, связанных со структурой ядра, которые уже обсуждались в случае ядра O^{14} , а также от наших, в настоящее время довольно элементарных, представлений о поведении обменных мезонных токов в сложных ядрах, в частности об их зависимости от деталей строения ядра.

Фермиевские переходы вне зарядовых мультиплетов. Только что обсуждавшиеся методы проверки гипотезы о сохранении векторного тока основаны на поисках отклонений вероятностей разрешенных фермиевских переходов от значений, предсказываемых этой гипотезой. Другие возможные методы — поиски запрещенных фермиевских переходов вне зарядовых мультиплетов, которые будут соответственно иметь место в том случае, если векторный ток не сохраняется. Такие фермиевские переходы можно искать по двум главным направлениям. Первое направление — поиски $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов между состояниями,

не принадлежащими одному и тому же зарядовому мультиплету. Известно, что такие переходы имеют место в β -распадах $\text{Ga}^{66} \rightarrow \text{Zn}^{66}$ и (возможно) $\text{Ga}^{64} \rightarrow \text{Zn}^{64}$, для которых значения $\lg ft$ соответственно равны 7,9 и 6,6 (Элфорд и Френч ⁴) (значение $\lg ft$ для разрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов составляет 3,5). Такие наблюдаемые значения $\lg ft$ могут быть обусловлены либо (в случае сохранения векторного тока) наличием в основных состояниях примесей состояний соответствующего зарядового мультиплета с интенсивностями около $1,4 \cdot 10^{-5}$ в первом случае и $4 \cdot 10^{-4}$ во втором, либо несохранением векторного тока, либо обоими этими причинами. Рассмотренный пример еще раз показывает, что прежде чем делать, опираясь на данные ядерной физики, какие-либо заключения о справедливости гипотезы о сохранении векторного тока, этой фундаментальной гипотезы физики элементарных частиц, необходимо добиться более полного понимания свойств ядер, в частности, смешивания конфигураций по изотопическому спину, обусловленного кулоновским взаимодействием или нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от заряда. В настоящий момент можно сказать лишь то, что такие примеси могут быть объяснены влиянием кулоновского взаимодействия. (Заметим, что здесь мы имеем дело не со всеми изотопическими примесями, а только с той примесью возбужденного или изобарного состояния, которая имеет отношение к разрешенному фермиевскому переходу.) Второе направление, по которому можно вести поиски запрещенных фермиевских переходов, — исследование поляризации остаточного ядра, возникающего при бета-переходе между состояниями, не являющимися членами одного и того же зарядового мультиплета, но имеющими одинаковые спины и четности. Величина этой поляризации зависит от интерференции гамма-теллеровской (главной) и фермиевской (запрещенной) компонент и может быть обнаружена по круговой поляризации гамма-излучения, испускаемого возбужденным остаточным ядром. Наиболее точные экспериментальные данные (Блум, Манн и Мискел ²⁵) свидетельствуют о равенстве нулю фермиевской компоненты перехода; верхний предел ее интенсивности относительно компоненты Гамова — Теллера составляет в наиболее типичных случаях (распад Na^{24} , Sc^{44} , Sc^{46} , Mn^{52}) несколько единиц 10^{-4} . Этот результат можно было бы объяснить наличием в состоянии дочернего ядра, в котором происходит бета-переход, примеси состояния, аналогичного состоянию материнского ядра, интенсивность которого составляет несколько единиц 10^{-6} . Однако при интерпретации этих результатов возникают те же самые трудности (сохраняется ли изотопический спин? сохраняется ли векторный ток?), что и в случае упомянутых выше запрещенных чистых фермиевских переходов. В данном случае, однако, сравнивая зеркальные бета-переходы, например, переходы $\text{Na}^{24} \rightarrow \text{Mg}^{24}$ и $\text{Al}^{24} \rightarrow \text{Mg}^{24}$, можно попытаться отделить эффект, обусловленный смешиванием конфигураций по изотопическому спину благодаря кулоновским силам или каким-либо другим силам, зависящим от заряда, от эффекта, обусловленного несохранением векторного тока (Бушн ²⁹). Это можно сделать благодаря тому, что интерференционные члены векторного и аксиального взаимодействий имеют одинаковые знаки для обоих переходов, если наличие фермиевской компоненты обусловлено несохранением изотопического спина, и противоположные знаки, если имеет место несохранение векторного тока. Это означает, что сумма двух коэффициентов анизотропии поляризованного по кругу гамма-излучения, испускаемого возбужденным дочерним ядром, должна быть равна нулю, если имеет место сохранение векторного тока, и отлична от нуля в противном случае. Соответствующие эксперименты очень трудны и до сих пор не ставились. Они требуют улучшения техники измерения круговой поляризации по крайней мере на порядок.

В заключение следует сказать, что в настоящее время не существует надежных теоретических оценок величины фермиевской компоненты, обусловленной несохранением векторного тока при сохранении изотопического спина. Решение этого вопроса тормозится недостаточным знанием деталей волновых функций ядра и хорошо известными трудностями, присущими любому расчету эффектов мезонного обмена (а также незнанием того, чему равна вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ в случае несохранения векторного тока). Это предостерегающее замечание в равной степени применимо к трем последним методам проверки сохранения векторного тока: постоянству матричных элементов разрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов, величине матричных элементов запрещенных $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов, величине запрещенной фермиевской компоненты в разрешенных переходах Гамова — Теллера без изменения спина.

Электромагнитные переходы и сохранение векторного тока. Помимо рассмотренных выше экспериментов, крайне необходимо иметь другие способы проверки гипотезы о сохранении векторного тока. С этой целью можно снова обратиться к экспериментам в области сложных ядер. Предлагаемые способы основаны на использовании первоначальной плодотворной аналогии между сохранением электрического тока и обсуждавшегося выше векторного тока. Бета-переход между двумя состояниями i и f , обусловленный сохраняющимся векторным током, описывается матричным элементом

$$\langle f | \bar{\Psi} \gamma_\mu \tau_+ \Psi + i [\psi^* T_+ \nabla_\mu \varphi - (\nabla_\mu \varphi)^* T_+ \varphi] | i \rangle.$$

Рассмотрим теперь электромагнитный переход из начального состояния i , являющегося соответствующим членом того зарядового мультиплета, к которому принадлежит начальное состояние i ядра, претерпевающего бета-распад, в конечное состояние f , совпадающее с конечным состоянием дочернего ядра. Изотопически векторная часть матричного элемента электромагнитного перехода имеет вид

$$\langle f | \bar{\Psi} \gamma_\mu \tau_z \Psi + i [\psi^* T_z \nabla_\mu \varphi - (\nabla_\mu \varphi)^* T_z \varphi] | i \rangle.$$

В случае, если имеет место зарядовая независимость, эти матричные элементы отличаются друг от друга только на числовой множитель. Если рассматриваемый электромагнитный переход обусловлен только изотопически векторной частью электрического тока (это имеет место в том случае, когда $\Delta T \neq 0$), то в случае справедливости гипотезы о сохранении векторного тока можно будет определить силу векторной части соответствующего бета-распада по силе этого электромагнитного перехода. Здесь мы, несомненно, имеем дело с запрещенными векторными бета-переходами; они могут быть обнаружены по их влиянию (за счет интерференции) на спектр разрешенного аксально-векторного бета-распада или на угловую корреляцию между бета-частицами и гамма-излучением дочернего ядра (Гелл-Манн ⁶¹, Бернштейн и Льюис ¹⁴).

Рассмотрим конкретный пример — ядро с $A = 12$. Основное состояние ядра C^{12} — состояние с $J = 0^+$, $T = 0$. Основные состояния ядер B^{12} и N^{12} образуют вместе с состоянием ядра C^{12} с энергией $15,1 \text{ Мэв}$ зарядовый триплет $J = 1^+$, $T = 1$. Бета-распад ядра B^{12} или N^{12} в основном представляет собой разрешенный гамов-теллеровский переход. В обоих случаях, однако, имеются добавки от двукратно запрещенных гамов-теллеровского (A) и фермиевского (V) переходов. В том и только в том случае, если векторный ток сохраняется, величина последней добавки определяется вероятностью $M1$ -перехода из состояния ядра C^{12} с энергией $15,1 \text{ Мэв}$ в основное состояние. Формы бета-спектров двух

рассматриваемых переходов из-за интерференции запрещенных и разрешенных членов будут отличаться от формы спектра разрешенного бета-перехода. Интерференционный член будет также содержать компоненту, обусловленную вкладом аксиального взаимодействия в двукратно запрещенный переход. К сожалению, в настоящее время мы лишены возможности оценить относительную роль вкладов аксиального и векторного взаимодействий в интерференционный член. Однако если мы для каждого перехода возьмем приведенный спектр, разделив спектр перехода на соответствующую функцию Ферми, и рассмотрим функцию

$$\frac{\text{спектр } B^{12}}{\text{спектр } N^{12}} = \frac{\text{спектр}_{\text{Ферми}} B^{12}}{\text{спектр}_{\text{Ферми}} N^{12}},$$

то в этом случае эффект, обусловленный вкладом запрещенного гамма-теллеровского перехода, пропадает, и мы имеем дело с интерференционным членом, обусловленным только векторным взаимодействием. В этом случае введенная выше функция имеет вид $[1 + (A + \delta A) E] f(E)$, где E — энергия электрона. Здесь A — результат грубого расчета, δA — поправка, связанная в основном с электромагнитными взаимодействиями, а функция $f(E)$ учитывает внутреннее тормозное излучение (Гелл-Манн и Берман⁶³). Если гипотеза о сохранении векторного тока справедлива, то из экспериментального значения $M1$ -радиационной ширины состояния ядра C^{12} с энергией $15,1 \text{ Мэв}$ можно теперь определить величину A . Она равна $(1,35 \pm 0,07) \text{ Мэв}^{-1}$. Величина поправки δA зависит от рассматриваемой модели ядра. Расчеты по модели независимых частиц с волновыми функциями гармонического осциллятора дают $\delta A = (-0,25 \pm \pm 0,15) \text{ Мэв}^{-1}$; таким образом, общий эффект $(A + \delta A)$ при условии сохранения векторного тока составляет $(1,10 \pm 0,17) \text{ Мэв}^{-1}$ (ошибка завышена для того, чтобы учесть неопределенности теоретической оценки величины δA). Соответствующее экспериментальное значение равно $(1,30 \pm \pm 0,31) \text{ Мэв}^{-1}$ (Майер-Куккук и Мишель^{94,95} *). Можем ли мы сразу же принять этот результат в качестве убедительного доказательства сохранения векторного тока? Пока этого сделать нельзя, поскольку имеется некоторая неопределенность экспериментальных результатов. Например, в наблюдаемые полные спектры должны быть очень тщательно внесены поправки за счет переходов в состояния ядра C^{12} с $J = 2^+$ и $J = 0^+$, энергии которых равны соответственно $4,4$ и $7,6 \text{ Мэв}$. Переходы в эти возбужденные состояния достаточно хорошо изучены для случая бета-распада ядра B^{12} ; N^{12} в этом смысле изучен не очень хорошо. Кроме того, в рассматриваемых случаях, по-видимому, должно иметь место нарушение зарядовой симметрии в отношении ядер B^{12} и N^{12} , что затрудняет интерпретацию распада (Гласс, Петерсон и Смит⁶⁵). На относительную форму двух спектров весьма сильно, в частности, влияет переход в состояние с энергией $7,6 \text{ Мэв}$. Если для случая ядра N^{12} вклад этого перехода оценен неправильно, причем ошибка составляет 10% , то $A + \delta A$ изменится на $0,12 \text{ Мэв}^{-1}$. Возможность такой ошибки более

*) Чунг Вук Ким (Chung Wook Kim, Nucl. Phys. 49, 651 (1963)) получил теоретические соотношения между матричными элементами β -распада и соответствующих γ -переходов с учетом поправок, связанных с нарушением зарядовой инвариантности (учитывалось кулоновское взаимодействие и разность масс протона и нейтрона). Полученное теоретическое отношение матричных элементов β -распада и γ -излучения использовалось для расчета предсказываемых теорией сохраняющегося векторного тока отклонений форм спектров β -распадов ядер B^{12} и C^{12} от разрешенной формы. Для величины $A + \delta A$ получено значение $1,15 \text{ Мэв}^{-1}$. Последние экспериментальные данные (Y. K. Lee et al., Phys. Rev. Letts. 10, 253 (1963)) показывают, что $A + \delta A = (1,19 \pm 0,24) \text{ Мэв}^{-1}$. Кроме того, автором была исследована $\beta - \alpha$ -угловая корреляция в триаде $A = 8$ (см. ниже). Оказалось, что $7 \cdot 10^{-3} \leq \delta \leq 8 \cdot 10^{-3}$. (Прим. ред.)

вероятна, чем ее отсутствие, поэтому этот вопрос, несомненно, требует более тщательного экспериментального исследования. Помимо указанной трудности существует еще одна, заключающаяся в том, что даже в случае несохранения векторного тока имеется вклад векторного взаимодействия в двукратно запрещенный переход. Поэтому простой факт зависимости относительной формы спектров от энергии еще ни о чем не говорит. В частности, в случае «обычной» теории бета-распада (не рассматривающей распад пиона или перенормировку) вклад векторного взаимодействия имеет вид $\langle f | \text{spin} | i \rangle - \langle f | \text{orbit} | i \rangle$, где два приведенных матричных элемента имеют обычную структуру. Основанные на дисперсионных соотношениях расчеты Гольдбергера и Треймана⁶⁸ и Гольдбергера⁶⁶, в которых учитываются сильные взаимодействия и не учитывается прямое пион-лептонное взаимодействие, подразумеваемое в гипотезе о сохранении векторного тока, показывают, что эта форма должна быть для лучшего соответствия с экспериментом слегка видоизменена умножением первого члена приблизительно на 1,25. Хотя этот результат мало что меняет в последующих рассуждениях, мы его учитываем, когда ссылаемся на соответствующие численные результаты. Благодаря возможности бета-распада пиона соответствующий вклад векторного взаимодействия в случае сохранения векторного тока равен $(\mu_p - \mu_n) [\langle f | \text{spin} | i \rangle + \langle f | \text{orbit} | i \rangle]$. Поскольку магнитные моменты, входящие в это выражение, даны в ядерных магнетонах, то $\mu_p - \mu_n = 4,7$. (Аналогия ролей мезонных токов в рассматриваемой проблеме бета-распада и в возникновении аномальных магнитных моментов нуклонов привела к тому, что это следствие гипотезы о сохранении векторного тока получило название «слабого магнетизма».) Следовательно, если матричный элемент $\langle f | \text{spin} | i \rangle$ больше, чем $\langle f | \text{orbit} | i \rangle$, то энергетическая зависимость относительной формы спектров в случае сохранения векторного тока в несколько раз сильнее, чем в случае «обычной» теории. Если бы, однако, оказалось, что $\langle f | \text{orbit} | i \rangle$ значительно превышает первый матричный элемент, то сохранение векторного тока нельзя было бы проверить. Решение этого вопроса опять-таки связано с правильностью наших представлений о структуре ядра. Модель независимых частиц в приближении промежуточной связи, параметры которой выбраны так, чтобы она наилучшим образом описывала рассматриваемую область ядер $1p$ -оболочки, дает, что $\langle f | \text{orbit} | i \rangle < 0,2 \langle f | \text{spin} | i \rangle$ (Вейденмюллер¹³¹); этот результат позволяет нам отвергнуть возможность того, что «обычная» теория и теория сохраняющегося векторного тока дают почти одинаковые результаты (см. также Морита⁹⁸). Основываясь на этих расчетах по модели промежуточной связи, мы можем считать, что в «обычной» теории Ферми $A \simeq 0,35 \text{ Мэв}^{-1}$; отсюда для экспериментально определяемой величины $A + \delta A$ получаем значение, равное $\sim 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$, что исключено. Надежность расчетов в приближении промежуточной связи подкрепляется еще тем фактом, что предсказанная ими абсолютная ширина рассматриваемого $M1$ -перехода с энергией $15,1 \text{ Мэв}$ в ядре C^{12} составляет около 40 эв (Курас⁸²), в то время как экспериментальное значение равно $50 \pm 4 \text{ эв}$ (сводка экспериментальных данных приведена в работе Майер-Куккук и Мишеля⁹⁵).

Чувство неудовлетворения, вызываемое современным состоянием соответствующих экспериментальных данных, относится не столько к данным об относительной форме спектров, которую мы использовали для исключения эффектов, обусловленных интерференцией аксальных переходов, сколько к данным об индивидуальных формах спектров β -распадов ядер B^{12} и N^{12} . Хотя мы не имеем каких-либо четких представлений о возможных эффектах запрещенных переходов, обусловлен-

ных аксиальным взаимодействием (в противоположность случаю векторного взаимодействия), мы могли бы приближенно оценить их величину. До тех пор, пока не будут сделаны такие расчеты и не будет получено разумного согласия с наблюдаемыми формами индивидуальных спектров, мы не получим удовлетворяющего нас ответа. Таким путем еще не удалось объяснить наблюдаемые формы индивидуальных спектров; в частности, нужно считать весьма странным факт большой и очень различной по величине зависимости формы двух рассматриваемых приведенных спектров от энергии. Итак, мы имеем еще несколько примеров того, в какой степени получение информации, важной для физики элементарных частиц, зависит от наших представлений о структуре ядра.

Аналогичным образом гипотезу о сохранении векторного тока можно проверить путем исследования угловой корреляции между направлением испускания альфа-частиц, возникающих при распаде состояния 2^+ ядра Be^8 с энергией $2,9 \text{ Мэв}$, и направлением испускания бета-частиц, которые рождаются при β -переходах ядер Li^8 и B^8 из основных состояний 2^+ в рассматриваемое состояние ядра Be^8 . Эта угловая корреляция, имеющая в системе центра масс ядра Be^8 вид $1 + aE \cos^2 \theta_{\beta\alpha}$, обусловлена интерференцией между разрешенным переходом, вызванным аксиальным взаимодействием, и двукратно запрещенными переходами, вызванными как аксиальным, так и векторным взаимодействием. Мы можем, как и прежде, исключить вклад аксиального взаимодействия в интерференционный член, введя величину δ , определяемую соотношением $\delta = |2E(a_{L1} - a_V)|$. В этом случае мы получаем величину, характеризующую вклад в интерференционный член только векторного взаимодействия, которую можно сравнить с предсказаниями «обычной» теории и теории, основанной на гипотезе о сохранении векторного тока. Предсказания последней теории зависят, конечно, от величины $M1$ -радиационной ширины первого состояния ядра Be^8 с $T=1$, которая должна быть вычислена (энергия этого состояния равна, по-видимому, $16,6 \text{ Мэв}$, хотя этот факт не имеет для нас значения). С этой целью мы снова должны рассмотреть какую-либо модель, например, модель независимых частиц в приближении промежуточной связи (Вейденмюллер¹³², Курас⁸³). В этом случае имеем (E выражено в Мэв) $0,001 E < \delta < 0,004 E$ для «обычного» взаимодействия и $0,005 E < \delta < 0,009 E$ для гипотезы о сохранении векторного тока.

Эксперимент дает $\delta = (0,0070 \pm 0,0012) E$ (Нордберг, Мориниго и Барнс^{100*}). Этот результат снова говорит в пользу гипотезы о сохранении векторного тока. В рассматриваемом случае имеется дополнительная неопределенность, обусловленная возможностью существования $E2$ -компоненты в радиационном переходе в ядре Be^8 . Существование такой компоненты сказалось бы на величине вклада векторного взаимодействия в интерференционный член, а значит, и на величине угловой корреляции. Рассматриваемый эффект таков, что он входит и в разность корреляционных коэффициентов, т. е. влияет на величину δ . Указанные выше расчеты приводят к выводу, что это влияние не существенно. Однако хорошо известен тот факт, что вероятности $E2$ -переходов даже в ядрах 1р-оболочки часто во много раз превышают предсказания модели независимых частиц. В крайней степени желательно, хотя и очень трудно, получить какие-либо экспериментальные данные о вероятностях этих $M1$ - и $E2$ -переходов.

Бета-спектр и поляризация. Форма бета-спектра и величина продольной поляризации бета-частиц могут иногда использоваться для проверки сохранения векторного тока. Обычно ситуация в этой

*) См. примечание на стр. 478. (Прим. ред.)

области является весьма неясной, однако в случае однократно запрещенного перехода $Ra E \rightarrow Ra F (1^- \rightarrow 0^+)$ могут быть, по-видимому, получены полезные результаты. Как отклонение формы спектра от разрешенной, так и величина продольной поляризации (которая отличается от $-\varepsilon/c$) могут быть описаны с помощью двух параметров A и B . Первый параметр равен отношению матричных элементов аксиального и векторного взаимодействий; величина его сильно зависит от выбранной модели. Второй параметр равен отношению двух матричных элементов векторного взаимодействия. Величину этого параметра можно вычислить без помощи какой-либо модели, причем оказывается, что в случае сохранения векторного тока она более чем в два раза превышает соответствующую величину, полученную в «обычной» теории Ферми. Спектор и Блин-Стойл¹²⁴ показали, что обе совокупности экспериментальных данных согласуются со значениями B , близкими к тем значениям этой величины, которые предсказываются теорией, учитывающей сохранение векторного тока; «обычная» теория не может согласовать теоретические и экспериментальные результаты. Если для величины параметра B выбрать значение, близкое к значению, предсказываемому гипотезой о сохранении векторного тока, то из экспериментальных данных можно найти связанную с ним величину A . Правильность предсказаний гипотезы о сохранении векторного тока подтверждается в этом случае тем, что расчеты по модели оболочек, использующей «реалистическое» остаточное нуклон-нуклонное взаимодействие и допускающей возможность возбуждения замкнутых оболочек, образующих остова $Ra E$ и $Ra F$, дают для величины A значение, согласующееся со значением, определенным из экспериментальных данных.

Хотя результаты этой работы еще не являются окончательными, их можно рассматривать как еще одно доказательство справедливости гипотезы о сохранении векторного тока.

З а к л ю ч е н и е. Наш краткий обзор гипотезы о сохранении векторного тока иллюстрирован многими примерами, показывающими не только то, каким образом можно и нужно использовать сложные ядра для проверки этого фундаментального принципа физики элементарных частиц, но также и то, в какой степени на результаты такой проверки влияют как неопределенности экспериментальных данных, так и ограниченность наших теоретических представлений о строении ядра.

В заключение следует отметить, что мы, конечно, не можем ожидать абсолютного сохранения векторного тока. Это объясняется тем, что абсолютное сохранение какой-либо величины может быть только следствием существования точного квантового числа. Таким образом, возвращаясь к уравнению (1), мы видим, что электрический ток J_μ^e является абсолютно сохраняющейся величиной, так как, насколько нам известно, хотя мы и не понимаем причины этого, заряд, определяемый величинами τ_z и T_z , является точным квантовым числом. Векторный ток J_μ^V , определенный уравнением (2), зависит от $\tau_\perp$ и $T_\perp$, изменяющих заряд соответствующих частиц; следовательно, сохранение векторного тока подразумевает абсолютный характер самого изотопического спина, который вследствие существования электромагнитных эффектов не может быть точным квантовым числом, в отличие от τ_z и T_z , абсолютный характер которых не зависит от того, обладают или нет таким свойством τ и T . Следовательно, мы можем заранее сказать, что гипотеза о сохранении векторного тока обладает радикальным недостатком в той же степени, в какой им обладает определение изотопического спина системы частиц. Интересно отметить, что в самом определении квантового числа изотопического спина содержатся зародыши его «гибели», так как его единственная функция — различать

зарядовые состояния идентичных в остальном систем; однако эти самые различия состояний по заряду, по определению, ослабляют строгие следствия изотопического спина. Мы можем, конечно, вообразить себе гипотетический предельный случай, когда электрический заряд становится равным нулю и когда изотопический спин может стать точным квантовым числом. Однако, во-первых, мы не можем пренебрегать зарядом в реальном случае, а во-вторых, в этом предельном случае мы не можем ввести само понятие изотопического спина, так как все прямые или косвенные (различие масс) следствия существования заряда таковы, что именно благодаря им мы можем ввести τ_z и T_z . Если нет заряда, то нет масштаба измерения величины τ_z . Таким образом, концепции типа гипотезы о сохранении векторного тока, связанные скорее с самим изотопическим спином, а не с его z -компонентой, неизбежно являются только приближениями к реальной действительности. Вводя электромагнитные поправки типа обсуждавшихся выше (одна из них показана на рис. 10), мы пытаемся учесть электромагнитные связи между реальными частицами, участвующими в различных процессах, и, тем самым, пытаемся, насколько это возможно, приблизиться к тому результату, который получился бы, если бы такие связи отсутствовали в самих процессах распада, причем в тех процессах распада, в которых участвуют «реальные» или «почти реальные» частицы. Конечно, если бы мы смогли рассмотреть эту проблему до конца и понять не только те «обычные» электромагнитные связи, одна из которых изображена на рис. 10, но также значительно более сложные, которые к тому же были бы внутренне связаны с сильными взаимодействиями и приводили бы к различию масс, мы смогли бы тогда говорить о сохранении векторного тока, имея в виду абсолютное или «почти абсолютное» сохранение. Несомненно, однако, что это столкнуло бы нас с необходимостью решения более широких проблем (конечно, в идеальном предельном случае полной зарядовой независимости бета-распад не мог бы происходить, так как его интенсивность пропорциональна разности масс). На современном этапе проверки гипотезы о сохранении векторного тока не очень надежно оценены эффекты типа изображенных на рис. 10. Поэтому сейчас мы не можем считать, что векторный ток точно сохраняется. В какой степени разумно сейчас ожидать, что векторный ток не сохраняется, даже если при более глубоком рассмотрении, когда удастся объяснить разность масс, сохранение тока окажется более абсолютным? Нужно ли беспокоиться по поводу 3—4% расхождения результатов, полученных из данных о временах жизни μ -мезона и ядра O^{14} (если оно и впрямь будет оставаться), или такое расхождение следует ожидать? Мы не можем ответить на эти вопросы до тех пор, пока не будет сделана хотя бы грубая, возможно, полужемпирическая, оценка эффектов, обусловленных различием масс и связанных с ним членов. Мне кажется, однако, что прежде чем требовать от экспериментаторов увеличения точности их результатов, теоретики должны сказать, какое расхождение результатов можно объяснить.

Использование сложных ядер для определения спинов и четностей элементарных частиц

Простейшая мишень для реакций с элементарными частицами — протон — имеет спин, равный $1/2$. Поэтому использование такой мишени накладывает лишь слабые ограничения на соответствующие реакции. Если, однако, в реакции участвует сложное ядро с $J = 0$, то могут возник-

путь строгие правила отбора, которые позволят сделать однозначные заключения о свойствах других частиц, участвующих в реакции *).

Самый известный пример такой реакции — реакция $K^- + He^1 \rightarrow He_A^1 + \pi^-$. Наиболее вероятно, что гиперядро He_A^1 имеет в основном состоянии спин $J=0$ и не имеет возбужденных состояний. Тогда рассматриваемая реакция является разрешенной только в том случае, если относительная KAN -четность отрицательна; этот результат не зависит от величины орбитального момента состояния, в котором происходит захват K^- -мезона, так как угловые моменты состояний, соответствующих реакции, определяются только орбитальным движением частиц (спины K^- -мезона и π^- -мезона равны нулю). Поскольку четности состояний орбитального движения в начальном и конечном состояниях этой реакции одинаковы, KAN -четность должна совпадать с πN -четностью. Отсюда следует, что KAN -четность отрицательна (Далитц⁴¹, Блок, Бруккер, Хьюз и др.²⁴). Аналогичным образом ядро He^4 может быть использовано для определения свойств короткоживущего резонанса K^* , который распадается на $K + \pi$. Может ли K^* иметь $J=0$? Если это так, то относительная K^*K -четность должна быть отрицательна. Рассмотрим теперь реакцию $K + He^4 \rightarrow He^4 + K^*$. Если обнаружится, что такая реакция возможна, то спин K^* -резонанса не может быть равен нулю (Колдуэлл³⁴).

Ядро как индикатор неэлектромагнитного взаимодействия μ -мезона

μ -мезон — таинственная частица. Во всех отношениях он кажется просто тяжелым электроном. Например, экспериментальное значение его аномального магнитного момента a , определяемого с помощью соотношения $g = 2(1 + a)$, равно $0,001162 \pm 0,000005$ (Шарпак и др.³⁵); теоретическое значение этой величины для частицы, связанной только с электромагнитным полем посредством ее заряда, равно

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + \dots = 0,001165.$$

Однако нужно как-то объяснить величину массы мюона. По нашим современным представлениям различие масс электрона и мюона должно быть связано с существованием у мюона дополнительного взаимодействия, которого нет у электрона, хотя только что приведенные данные о магнитном моменте трудно согласовать с наличием такого взаимодействия. Его можно было бы найти при исследовании взаимодействия μ -мезонов с ядрами. Если взаимодействие является чисто электромагнитным, то в однофотонном приближении (диаграмма на рис. 11) дифференциальное сечение (по углу и импульсу) для суммы всех упругих и неупругих процессов, включая и рождение мезонов, одинаково для электронов и мюонов, если только потери энергии и передаваемый четырехмерный импульс

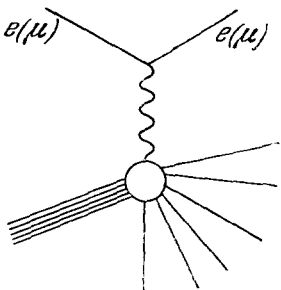


Рис. 11. Неупругое рассеяние электрона или мюона в однофотонном приближении.

*) Берман и Дрелл (S. M. Berman, S. D. Drell, Phys. Rev. Letts. 11, 220 (1963)) предложили использовать для определения спина и четности бозонов когерентное рождение их на сложном ядре:

$$\pi(K)^- \cdot A \rightarrow B_\pi(B_K)^- \cdot A,$$

$B_\pi(B_K)$ — частица или резонанс с целым спином. (Прим. ред.)

в обоих случаях равны. Таким образом, если мюон обладает только электромагнитным взаимодействием, мы должны при прочих равных условиях независимо от любых представлений о ядерной структуре и сильных взаимодействиях получить для электрона и мюона одно и то же дифференциальное сечение. Наличие дополнительного взаимодействия приведет к различию сечений. Ясно, что чем больше передаваемый импульс, тем легче будет обнаружить такое взаимодействие, так как чем меньше прицельное расстояние, тем больше вероятность проявиться новому взаимодействию. Наилучшие современные эксперименты (Мацек, Хегги, Ким и Уильямс⁹², Мацек, Тутонхи, Уильямс и Ковард⁹³), интерпретация которых требует некоторой осторожности из-за того, что рассеяние электронов и мюонов производилось в разных условиях, не обнаружили аномального рассеяния. Мюоны с энергией 2,0 Гэв рассеивались на угол 12° (передаваемый импульс равен 400 Мэв/с) ядрами углерода и свинца. Использование сложных ядер в этих экспериментах было вызвано необходимостью увеличения выходов реакций. Все изящество такого метода сравнения заключается в том, что при этом исчезают все трудности, обусловленные структурой ядра. Этот пример является наилучшим примером целесообразного использования сложных ядер, когда мы не сталкиваемся с обычными трудностями интерпретации, вызванными недостаточным пониманием процессов, происходящих внутри ядра. Эта работа, требующая своего дальнейшего значительного развития, представляет большой интерес как одна из экспериментальных возможностей раскрытия тайны мюона.

Ядро как индикатор малых передаваемых импульсов

Часто интересно выделить ту часть реакции, в которой мишени передается небольшой импульс; такие периферические столкновения

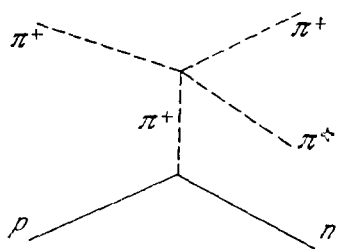


Рис. 12. Периферическое лл-взаимодействие.

обычно легче непосредственно интерпретировать, чем сложные процессы с передачей большого импульса. Например, изучая реакцию $\pi^+ - p \rightarrow n + 2\pi^+$ в тех случаях, когда импульс, передаваемый бомбардируемому нуклону, очень мал, мы имеем дело преимущественно с диаграммами, подобными изображенной на рис. 12. Вследствие этого мы получаем возможность эффективным образом определять константу лл-взаимодействия — столкновения между падающим пионом и «почти реальным» пионом пионного облака протона (Ф. Зальцман и Г. Зальцман^{114, 115}). С другой стороны, если передаваемый импульс велик, то в игру вступает большое число различных сложных диаграмм, и мы не в состоянии дать простую интерпретацию явления. К сожалению, мы не можем управлять реакцией таким образом, чтобы получить, например, в водородной пузырьковой камере, только редкие случаи передачи небольшого импульса. Поэтому мы вынуждены для обнаружения небольшого числа таких реакций просматривать очень большое число событий. Если, однако, бомбардируемый нуклон входит в состав сложного ядра, то в случае передачи большого импульса ядро будет смещаться относительно других ядер и будет оставаться на том же месте только в том случае, если импульс очень мал (порядка фермиевского импульса). То, что ядро осталось на месте, можно обнаружить радиохимическим способом. Например, если взаимодей-

ствие, подобное изображенному на рис. 12 (плюс все другие случаи периферического столкновения с вылетом пейтрона), имеет место внутри ядра Cu^{56} , оно может быть обнаружено по наличию β -активности ядра Ni^{65} с периодом 2.6 часа. В то же время взаимодействие с большим передаваемым импульсом приведет в этом случае к сложным расщеплениям ядра; в отличие от пузырьковой камеры, где необходимо исследовать все события, радиохимические методы позволяют отбрасывать последние случаи. Маловероятно, что можно будет учесть структуру ядра настолько точно, чтобы получить достаточно обширную информацию только из данных об абсолютных сечениях, так как такие вопросы, как зависимость эффективного ядерного возбуждения от передаваемого импульса, эффекты оптического взаимодействия падающих и вылетающих частиц с ядром и так далее, в настоящее время вряд ли могут быть точно решены. Однако если изучается выход той же активности при облучении протонами подходящей энергии, то большинство ядерных эффектов исчезнет, поскольку оптические эффекты как во входном, так и выходном каналах одинаковы. В этом случае из отношения сечений выхода одной и той же активности при облучении пионами и протонами можно определить отношение сечений $\pi\pi$ - и πp -взаимодействий; последняя величина в настоящее время достаточно хорошо известна (Эрикссон, Селлери и Ван-де-Валле⁵²).

Мне кажется весьма забавной идея использования непрочной структуры сложного ядра для отбора случаев малого передаваемого импульса. Остается лишь посмотреть, может ли она привести к созданию метода изучения элементарных периферических взаимодействий и тем самым оправдать свое расположение в гл. I этой статьи или же она станет скорее инструментом для проверки оболочечных и других эффектов в сложных ядрах и тем самым переместится в гл. II. Не исключен случай, что ситуация в этом вопросе останется настолько сложной, что только химики рискнут заинтересоваться им.

Сохранение четности в сильных взаимодействиях

Сохраняется ли четность в сильных взаимодействиях? Известно, что на некотором уровне из-за вклада несохраняющих четность слабых взаимодействий (рис. 13) четность должна перестать сохраняться в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Величина соответствующего потенциала должна составлять примерно 10^{-24} от величины потенциала сильных взаимодействий. Если, однако, справедлива рассматривавшаяся нами модель слабых взаимодействий (взаимодействие тока J_μ , описанного выше при обсуждении сохраняющегося векторного тока, с самим собой), то

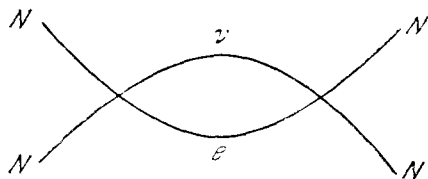


Рис. 13. Несохраниющая четность компонента нуклон-нуклонного взаимодействия, неизбежная для любой модели.

должна существовать фермиевская вершина, содержащая только нуклоны (взаимодействие нуклонного члена в токе с самим собой (рис. 14)). В этом случае величина несохраняющего четность потенциала должна составлять примерно 10^{-12} от величины потенциала сильного взаимодействия. Поэтому чрезвычайно интересно проверить степень сохранения четности во взаимодействиях между сильно взаимодействующими частицами и, в частности, выяснить, определяется ли несохранение четности, если оно вообще существует, моделью самовзаимодействующего тока. Однако не может ли

быть несохранения четности в самых сильных взаимодействиях? Положительный ответ на этот вопрос можно дать лишь в том случае, если окажется, что степень несохранения четности больше, чем 10^{-12} . Даже если в пион-нуклонном взаимодействии четность полностью сохраняется, некоторая часть нуклон-нуклонного потенциала может определяться частицей, взаимодействие которой с нуклонами не сохраняет четность. Например, та степень сохранения четности, существование которой уста-

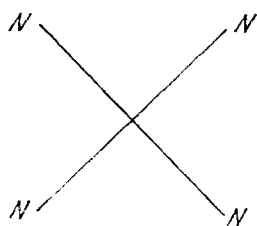


Рис. 14. Несохрани-
ющаяся четность ком-
понента нуклон-нук-
лонного взаимодейст-
вия в модели само-
взаимодействующего
тока.

новлено в сильных взаимодействиях странных частиц, не исключает наличия в нуклон-нуклонном взаимодействии несохранения четности гораздо большего, чем 10^{-12} , обусловленного эффектом странных частиц. Ясно, что проблема сохранения четности в сильных взаимодействиях представляет большой интерес для физики элементарных частиц. В прямых экспериментах с элементарными частицами трудно получить для F^2 (F^2 —квадрат амплитуды той части волновой функции системы, которая имеет «перегулярную», или «аномальную», четность) оценку более определенную, чем $F^2 < 10^{-3}$. Чтобы получить более точные результаты, мы должны обратиться к сложным ядрам.

Можно предложить три типа экспериментов (Хилкинсон¹³⁶):

а) Обнаружение перехода, который абсолютно запрещен при сохранении четности, например, испускание альфа-частиц при переходе из 1^+ -состояния в 0^+ -состояние остаточного ядра. Сила этого перехода, если он существует, определяется величиной F^2 .

б) Обнаружение круговой поляризации гамма-лучей или продольной поляризации тяжелых частиц, испускаемых неполяризованными ядрами. Такая поляризация является следствием интерференции переходов из состояний «нормальной» и «аномальной» четностей и, следовательно, кроме других факторов, определяется величиной F . (Мы предполагаем, что при электромагнитных взаимодействиях четность сохраняется.)

в) Обнаружение асимметрии излучения поляризованного ядра в направлениях вперед — назад. Этот эффект, аналогично б), имеет интерференционный характер и, значит, определяется величиной F .

Было произведено большое число экспериментов каждого типа. Важно подчеркнуть, что анализ таких экспериментов зависит от предположений о характере систематики матричных элементов и тому подобных вещах. Мы всегда стоим перед необходимостью ответа на вопрос: «Какова могла бы быть сила перехода, если бы он был разрешен?» На этот вопрос, конечно, никогда нельзя будет дать ответ, и мы должны предположить, что переход, используемый для обнаружения «аномальной» компоненты волновой функции, типичен для того класса переходов, к которому он относится. Однако классификация переходов никогда не является достаточно определенной; всегда возможны ошибки, по крайней мере порядка F^2 , которые неизбежно связаны с предположением, что рассматриваемый переход должен быть характерным представителем переходов этого класса. Иногда, вследствие того, что мы не знаем, в какой степени сохраняется изотопический спин при взаимодействиях, не сохраняющих четность, возникают дополнительные неопределенности. В такой ситуации польза отдельных результатов, которые к тому же могут быть ухудшены возможной статистической флуктуацией наиболее существенного матричного элемента (причем этот эффект невозможно учесть), весьма ограничена. Однако если несколько различных экспериментов, при анализе которых исполь-

зуются величины, характерные для каждого класса переходов, дают согласующиеся между собой результаты, то к их среднему результату можно относиться со значительно большим доверием. Конечно, эти критические замечания надо видоизменить, если мы проверяем предположительно возможный потенциал, не сохраняющий четность, например, потенциал, получающийся из модели самовзаимодействующего тока (без учета нейтральных токов и в предположении, что векторный ток сохраняется) (Блин-Стойл ¹⁷):

$$V_{12} = -\frac{Gf^2}{2\pi\hbar c} \left(\frac{1}{r^4} - \frac{2}{\mu r^5} - \frac{2}{\mu^2 r^6} \right) e^{-2\mu r} \mathbf{r} [\boldsymbol{\sigma}^1 \cdot \boldsymbol{\sigma}^2] (\boldsymbol{\tau}^1 \boldsymbol{\tau}^2 - \tau_z^1 \tau_z^2),$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, G — константа связи в фермиевской вершине ($\sim 1,4 \times 10^{-49}$ эрг/с.и.³), f — перенормированная константа псевдоскалярной связи ($\sim 0,08 \hbar c$) и $1/\mu$ — комптоновская длина волны пиона. С помощью такого потенциала мы можем вычислить для ядер, волновые функции которых достаточно хорошо известны, скажем, из модели промежуточной связи, точную величину смешивания волновых функций, а значит, предсказать определенные экспериментальные эффекты. Такой расчет был выполнен для первого возбужденного состояния ядра Li^7 с энергией $0,48 \text{ Мэв}$. Оказалось, что полностью поляризованное ядро Li^{7*} при переходе в основное состояние должно испускать гамма-лучи с угловым распределением $1 - \alpha \cos \theta$, где $\alpha \approx 10^{-8}$. Степень круговой поляризации тех же гамма-лучей, испускаемых неполяризованными ядрами Li^7 , имеет тот же порядок величины (Блин-Стойл и Спектор ²²). Эти эффекты слишком ничтожны, чтобы их можно было обнаружить при современном уровне экспериментальной техники.

В настоящее время мы практически не в состоянии проверить определенные предсказания модели самовзаимодействующего тока, а можем лишь наложить некоторые ограничения на неизвестный возможный источник несохранения четности; следовательно, мы снова связаны с проблемой систематики ядерных матричных элементов.

Для того чтобы охарактеризовать современное состояние данного вопроса, рассмотрим наиболее точные эксперименты каждого типа:

а) Состояние ядра O^{16} с энергией $8,87 \text{ Мэв}$ есть состояние 2^- . Это состояние энергетически неустойчиво с избытком $1,73 \text{ Мэв}$ по отношению к α -распаду с переходом в основное состояние ядра C^{12} . Тем не менее, оно распадается в основном с испусканием γ -лучей: вероятность α -распада во много раз меньше вероятности гамма-излучения. Поиски альфа-частиц производились несколькими группами (Олберджер, Ликсли, Уилкинсон и Донован ³, Сигел, Олнесс и Спренкел ¹¹⁹, Кауфман и Вефлер ⁸⁰); наиболее определенный результат, полученный к настоящему времени — менее одной α -частицы на $5 \cdot 10^5$ квантов (Донован, Олберджер и Уилкинсон ¹⁶). Определяя отсюда соответствующий предел для интенсивности «аномальной» компоненты, получаем с учетом указанных выше предостережений, что $F^2 < 7 \cdot 10^{-13}$.

б) Хотя эксперименты этого типа позволяют определять F , а не F^2 , они трудны для выполнения. Наиболее достоверное значение продольной поляризации тяжелых частиц получено для нейтронов с энергией 350 Мэв , выбиваемых из ядер бериллия протонами с энергией 380 Мэв (Джонс, Мерфи и О'Нейлл ⁷⁸): оно соответствует $F^2 < 4 \cdot 10^{-6}$. Наилучшие данные о круговой поляризации γ -излучения, испускаемого неполяризованными ядрами, относятся к γ -излучению с первого возбужденного уровня ядра B^{11} с энергией $2,13 \text{ Мэв}$ и соответствуют $F^2 < 1 \cdot 10^{-7}$ (Уилкинсон ¹³⁷).

в) Эксперименты этого типа также позволяют определять F ; в данном случае можно получить достаточно точные результаты, так как необ-

ходимо измерить только угловое распределение вылетающих частиц. Для получения поляризованных ядер используется захват поляризованных нейтронов ядрами (Хаас, Лейпуер и Эдер ⁷²) и эмиссия β -частиц ядрами. В последнем случае, из-за несохранения четности в процессе испускания, испускаемые бета-частицы продольно поляризованы и, следовательно, остаточные ядра также продольно поляризованы; таким образом, бета-гамма-совпадения указывают на поляризацию ядер, испускающих γ -кванты (Бом и Хаузер ²⁸). В первом методе источником гамма-излучения были ядра Cd^{114} ; полученный результат — $F^2 < 10^{-10}$ (см. критику Блин-Стойла ¹⁸). Во втором методе изучалось гамма-излучение ядер K^{41} , Cs^{133} и Hf^{177} ; соответственно получено, что $F^2 < 10^{-10}$.

Следовательно, в настоящее время из результатов исследования сложных ядер можно сделать вывод, что интенсивность «аномальной» компоненты в волновых функциях ядерных состояний, несомненно, меньше, чем 10^{-10} , а возможно, и меньше, чем 10^{-11} . Хотя эти цифры и согласуются с величиной $F^2 \approx 10^{-14}$, которая получена с помощью несохраняющего четность потенциала, связанного с нуклонным членом в модели самовзаимодействующего тока (с сохранением векторного тока), описывающей β -распад, тем не менее они еще не подтверждают ее достоверности. Несомненно, однако, то, что результат сравнимой точности не может быть получен из непосредственных экспериментов с элементарными частицами и что получение наиболее точной информации об этом важном свойстве элементарных частиц связано с правильным пониманием свойств сложных ядер.

Г и п е р я д р а

Гиперядра являются, по-видимому, наиболее ярким примером, объясняющим наш интерес к сложным ядрам как к средству для получения информации об элементарных частицах. Данные о рассеянии Λ^0 -гиперонов протонами очень скудны. Λ^0 -гипероны, взаимодействуя со сложными ядрами, могут образовывать гиперядра, энергия связи которых дает нам количественную информацию о $\Lambda^0 N$ -взаимодействии, информацию, достоверность которой ограничена неполнотой наших знаний о свойствах тех «обычных» ядер, которые входят в состав гиперядер (Далитц ⁴² *). Мы имеем здесь еще очень широкую область для дальнейших исследований, могущих дать нам не только данные о $\Lambda^0 N$ -взаимодействии, но также и характеристики распада Λ^0 -гиперона, которые можно получить путем изучения относительных вероятностей различных типов распада гиперядер. (Отметим, например, что безмезонный распад гиперядра **) может иметь место как из-за виртуального распада $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$, так и $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ и, следовательно, распад гиперядра зависит от относительных фаз соответствующих матричных элементов. Трудно себе представить, каким еще образом можно получить такие сведения.)

*) Экспериментальные данные об энергии связи Λ^0 -гиперона в тяжелых гиперядрах ($60 < A < 100$) даны в работе Д. Дэвиса и др. (D. H. Davis et al., Phys. Rev. Letts. 9, 464 (1962)). В работе Дитриха, Манга и Фолька (K. Dietrich, H. Mang, R. Folk, Nucl. Phys. 50, 177 (1964)) дан теоретический анализ энергии связи легких гиперядер. Авторами предложен метод, который позволяет учесть потенциал твердой сердцевинны и все двухчастичные корреляции.

**) В работе М. Блока и Р. Далитца (M. M. Block, R. H. Dalitz, Phys. Rev. Letts. 11, 96 (1963)) анализируются экспериментальные данные о безмезонном распаде Λ -гиперядер (см., например, M. M. Block et al., Proceedings of the International Conference on Hyperfragments at St. Cergue, Switzerland, 1963) с целью установить спиновую и изотопспиновую зависимость слабых взаимодействий $\Lambda + p \rightarrow p + n$, $\Lambda + n \rightarrow n + n$. (Прим. ред.)

Очень интересна возможность образования двойных Λ^0 -гиперядер, когда два Λ^0 -гиперона захватываются ядром, образующимся в результате захвата Ξ^- -гиперона и последующей реакции $\Xi^- + p \rightarrow 2\Lambda^0$; исследование таких гиперядер позволит получить сведения о $\Lambda^0\Lambda^0$ -взаимодействии (Далитц и Даунс ⁴³, Ивао ⁷⁵ *). Возможно также получение информации о ΞN -взаимодействии путем изучения короткоживущих Ξ -гиперядер (Уилкинсон, Лорант, Робинсон и Локанатан ¹⁴¹).

II. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ЯДРА

Новые возможности

Мы изучаем ядро, возмущая его тем или иным способом. Обычные исследования ядерной структуры связаны с возмущениями, обусловленными частицами, содержащимися в ядре, электромагнитным полем и, при спонтанном бета-распаде, лептонным полем или (NN) (ev)-взаимодействием. Однако если использовать для исследования ядра другие известные сейчас элементарные частицы, мы сможем индуцировать возмущения других типов, например одновременное превращение двух протонов в два нейтрона, или возмущения специфического пространственного типа, например возмущение поверхностного слоя ядра. Изучая поглощение покоящихся μ^- -мезонов, мы можем также индуцировать превращения ядерных частиц, обусловленные взаимодействием с лептонным полем; исследование подобных реакций избавляет нас от необходимости изучать только те лептонные распады, которые определяются естественным соотношением масс.

Такого типа исследования являются новыми и только-только начинают развиваться; излагаемый ниже материал является кратким обзором некоторых очевидных возможностей таких исследований. Истинные их возможности обнаружатся лишь только после осуществления большого числа экспериментальных и теоретических работ. Я совсем не буду касаться тех вопросов, которые могут оказаться предметом последующих исследований свойств ядра, а именно—поведения виртуальных частиц внутри ядра, в особенности, конечно, пионов, которые связывают нуклоны в ядре. Хотя такие обсуждения уже имели место в связи с исследованием влияния обменных токов на такие свойства ядра, как магнитные моменты и эффективные операторы бета-распада, тем не менее очень желательно иметь некоторые более непосредственные результаты. В гл. I указывалось на возможность использования сложных ядер для исследования периферических pr - и pn -взаимодействий. Когда-нибудь мы сможем, по-видимому,

*) Образование двойного гиперядра (по-видимому, $\Lambda\Lambda\text{Be}^{10}$ или $\Lambda\Lambda\text{Be}^{11}$) наблюдалось в эксперименте, выполненном М. Данышем и др. (M. D a n y s z et al., Phys. Rev. Letts. 11, 29 (1963); Nucl. Phys. 49, 121 (1963)). Теоретический анализ энергии связи двойного гиперядра $\Lambda\Lambda\text{Be}^{10}$ дан в работах: R. H. D a l i t z, Phys. Letts. 5, 53 (1963); A. D e l o f f, Phys. Letts. 6, 83 (1963); H. N a k a m u r a, Phys. Letts. 6, 207 (1963); R. H. D a l i t z, G. R a j a s e k a r a n, Nucl. Phys. 50, 450 (1964). В последней работе наряду с $\Lambda\Lambda\text{Be}^{10}$ рассмотрены также двойные гиперядра $\Lambda\Lambda\text{Be}^{11}$ и $\Lambda\Lambda\text{He}^6$. Гиперядро $\Lambda\Lambda\text{He}^6$ представляет особенный интерес в связи с тем, что по величине его энергии связи можно наиболее точно судить о $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии. (Благодаря жесткости остова (He^4) энергия связи этого гиперядра слабо зависит от деформации остова, обусловленной его взаимодействием с двумя Λ^0 -гиперонами.)

Интересные соображения о свойствах гиперядер с большой странностью («очень странные ядра») высказали недавно Огиевецкий и Тинг-Чанг (V. I. O g i e v e t s k i y, H. T i n g - C h a n g, Phys. Letts. 9, 354 (1964)). Обобщая на случай ядер унитарную симметрию, используемую в настоящее время для классификации частиц и резонансов, авторы делают заключения о временах жизни и энергии связи гиперядер с большой странностью. (Прим. ред.)

использовать соответствующие данные для решения в некотором смысле обратной задачи—определения плотности «почти реальных» пионов в ядре с помощью известных значений $\sigma_{\pi p}$ и $\sigma_{\pi\pi}$. Изучая при соответствующих условиях рождение изобар и резонансов N^* , ρ , K^* и т. д., мы могли бы исследовать специфические импульсные состояния в распределении пионов. Этот метод аналогичен методу, использующему реакции подхвата нуклона из ядра налетающей частицей для изучения распределения нуклонов по импульсам при обычном исследовании строения ядра.

Распределение нуклонов в ядре

Распределение заряда в ядре может быть с хорошей точностью определено из данных о рассеянии электронов высокой энергии (см., например, Хофстадтер ⁷⁴). Однако благодаря наличию в ядре нейтронов, которые не влияют на рассеяние электронов, распределение вещества в ядре может отличаться от распределения заряда. Для физики строения ядра относительное распределение нейтронов и протонов в ядре имеет большое значение. На первый взгляд кажется, что наружный слой ядра обогащен протонами вследствие их взаимного кулоновского расталкивания. Однако более глубокое рассмотрение показывает, что ядерная поверхность обогащена нейтронами. Действительно, благодаря наличию кулоновского взаимодействия протонный потенциал вне ядра увеличивается и тем самым становится более поверхностным. Следовательно, так как нуклонный потенциал спадает внутрь ядра, внутри ядра протонный потенциал имеет более узкую форму, чем нейтронный. Так как, для того чтобы не было бета-распада, две частицы должны находиться на одной поверхности Ферми, то протоны должны занимать меньший объем, чем нейтроны (Джонсон и Теллер ⁷⁵). Для решения рассматриваемой проблемы ядерной физики физика элементарных частиц предлагает три различных метода.

Сечение поглощения пионов. Сечение пион-нуклонного взаимодействия ($\sigma_{\pi N}$) зависит от изотопического спина системы, и, следовательно, вообще говоря, σ_{π^+p} должно отличаться от σ_{π^-p} . В частности, при $E_\pi \simeq 700$ Мэв σ_{π^-p} более чем в два раза превышает σ_{π^+p} , и значит, благодаря зарядовой независимости, σ_{π^+n} будет соответственно больше, чем σ_{π^-n} . Поэтому, если ядра обладают поверхностным слоем, обогащенным нейтронами, для π^+ -мезонов с энергией 700 Мэв этот слой будет казаться плотнее, а следовательно, сечение поглощения будет больше, чем для π^- при той же энергии. С другой стороны, если распределения плотности нейтронов и протонов имеют одинаковый вид, указанное отличие сечений поглощения, по-видимому, отсутствует (Курант ³⁷). Результаты расчетов величины $(\sigma_- - \sigma_+)/\sigma_+$ (индекс указывает на знак заряда пиона) по двум моделям— модели равных радиусов распределений нейтронов и протонов и модели равной плотности распределения нейтронов и протонов в центре ядра (модель нейтронного слоя)— различаются на 6—8%. Значения сечений поглощения в свинце, полученные в тщательных экспериментах Абашьяна, Кула и Кронина ¹, согласуются с предсказаниями первой модели и не согласуются с предсказаниями второй.

Упругое фоторождение нейтральных пионов*). Сечения фоторождения нейтральных пионов на нейтронах и про-

*) Детальное теоретическое исследование фоторождения нейтральных пионов на сложных ядрах выполнено Энгельбрехтом (C. A. Engelbrecht, Phys. Rev. 133, B988 (1964)) (см. также: V. Glaser, R. A. Farrell, Phys. Rev. 121, 886 (1961); C. Chindéri, G. Morpurgo, Nuovo cimento 19, 497 (1961); S. M. Ber-

тонах имеют приблизительно одинаковые величины. Если остаточное ядро возникает в основном состоянии, то фоторождение благодаря процессу, изображенному на рис. 15, является когерентным; в этом случае сечение упругого фоторождения имеет большую величину. Можно ожидать, что такое упругое фоторождение имеет место при малых углах вылета пионов, когда передаваемый импульс мал. Детали упругого фоторождения, которое, очевидно, зависит от распределения в ядре вещества, а не заряда, определяются пространственным распределением нуклонов в ядре; в частности, форма спадания дифференциального сечения при малых углах будет, очевидно, зависеть от соотношения между длиной волны фотопионов и размерами ядра. Анализ соответствующих экспериментов (Лейсс и Шрак⁸⁷, Шрак, 1960 *) является сложной процедурой и требует учета многих эффектов, которые не могут быть очень точно рассмотрены. Однако результат такого анализа свидетельствует о том, что измеренное таким образом распределение вещества согласуется с распределением заряда, определенным из данных о рассеянии электронов, если сделать корректную поправку на конечный радиус распределения заряда протона.

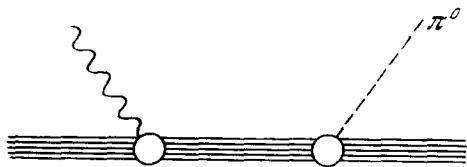


Рис. 15. Упругое фоторождение π^0 -мезона на сложном ядре.

Интересно выяснить, каков вклад в сечение фоторождения диаграммы, изображенной на рис. 16. Эта диаграмма представляет собой обратный π^0 -распад, причем падающий фотон захватывает виртуальный фотон кулоновского поля. Дифференциальное сечение этого процесса имеет очень сильный максимум в направлении вперед (Примаков¹⁰⁸). Если этот процесс удастся отделить от других рассматриваемых здесь упругих процессов, то его можно будет использовать как метод для определения времени жизни π^0 -мезона. Тем самым мы получим еще один пример использования сложных ядер для изучения свойств элементарных частиц. Мы имеем здесь хорошую иллюстрацию того, как различные аспекты одного эксперимента могут одновременно дать информацию о свойствах ядра и элементарных частиц. Отметим, что в принципе рассматриваемое здесь с целью получения информации о размерах ядра упругое фоторождение мезонов (см. рис. 15) одновременно может быть использовано для получения информации, представляющей интерес с точки зрения физики элементарных частиц. Это обусловлено тем обстоятельством, что спин-флиповая часть амплитуды фоторождения мезонов на нуклонах в случае упругого рождения на сложных ядрах (мы рассматриваем ядра с ненулевым спином, где вклад этой части амплитуды отличен от нуля) не дает когерентного эффекта. Следовательно, ее вклад уменьшается, грубо говоря, в A раз по сравнению с вкладом той части амплитуды, которая не зависит

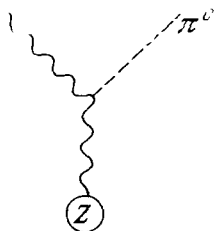


Рис. 16. Фоторождение π^0 -мезона в кулоновском поле ядра (обратный π^0 -распад).

мезонов (см. рис. 15) одновременно может быть использовано для получения информации, представляющей интерес с точки зрения физики элементарных частиц. Это обусловлено тем обстоятельством, что спин-флиповая часть амплитуды фоторождения мезонов на нуклонах в случае упругого рождения на сложных ядрах (мы рассматриваем ядра с ненулевым спином, где вклад этой части амплитуды отличен от нуля) не дает когерентного эффекта. Следовательно, ее вклад уменьшается, грубо говоря, в A раз по сравнению с вкладом той части амплитуды, которая не зависит

и а н, Nuovo cimento 21, 1030 (1961)). Им было показано, что учет корреляций между нуклонами приводит к уменьшению сечения некогерентного фоторождения при малых значениях передаваемого импульса. Показано также, что учет взаимодействия в конечном состоянии приводит к уменьшению сечения фоторождения на ядре и к изменению формы сечения фоторождения в кулоновском поле ядра. (Прим. ред.)

*) R. A. Schrack, National Bureau of Standards Technical Note.

от спина; очевидно, что для ядер с $J = 0$ член, учитывающий изменение ориентации спина, при упругом фоторождении мезонов равен нулю. Таким образом, сечение упругого фоторождения мезонов на сложных ядрах определяется главным образом той частью амплитуды фоторождения мезонов на нуклоне, которая описывает фоторождение без переворачивания спина. Тем самым абсолютная величина сечения рассматриваемого процесса на сложном ядре, если ее правильно интерпретировать, может быть использована для измерения этой компоненты. Такие оценки были бы очень ценны; однако эффекты поглощения мезонов, а также ряд других эффектов в настоящее время не позволяют получить надежные результаты.

Поглощение остановившихся K^- -мезонов. Когда K^- -мезоны останавливаются в веществе, они попадают на ядро благодаря каскаду Оже и электромагнитным переходам. Следуя Уайтмену *), обычно предполагают, что в конечном счете захват происходит с «круговых» орбит, т. е. с орбит с $l = n - 1$. В этом случае, как было указано Джонсоном ⁷⁹, K^- -мезоны в результате очень сильной реакции $K^- + N \rightarrow Y + \pi$, где Y есть Λ^0 - или Σ -гиперон, будут смещаться с далеких орбит и захват будет происходить в основном на или вблизи поверхности ядра. Выполненные затем Руком расчеты (в печати) деталей каскадного процесса показали, что захват все еще является преимущественно периферическим, даже если статистическое распределение значений l имеет место при $n = 15$; такое значение n вряд ли вероятно. Следовательно, мы можем считать, что продукты реакции поглощения определяются теми условиями, которые имеются на поверхности ядра. Здесь надо подчеркнуть, что только захват K^- -мезонов протонами может привести к образованию Σ^+ -гиперонов в результате реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$; при захвате K^- -мезонов нейтронами из заряженных гиперонов может образоваться только Σ^- -гиперон. Наличие обогащенного нейтронами поверхностного слоя должно привести к преимущественному захвату K^- -мезонов нейтронами, а значит, к заметному превышению числа Σ^- -гиперонов относительно Σ^+ . Такой разницы не наблюдалось; экспериментальные данные соответствуют равной плотности нейтронов и протонов на поверхности ядра. Некоторые детали интерпретации этих результатов еще не являются достаточно надежными, поэтому весьма желательно получить экспериментальные данные о захвате в конкретных ядрах, а не в ядерной фотоэмульсии, с помощью которой получены единственные имеющиеся сейчас результаты.

З а м е ч а н и е. В этой части были рассмотрены три совершенно различных метода использования элементарных частиц для решения одной проблемы строения ядра. Обычными методами исследования строения ядра невозможно получить столь же полную информацию об этом трудном вопросе. Мы не можем сравнить нейтронные и протонные приведенные ширины, так как идентификация переходов в изобарные состояния может быть сделана только для легких ядер (в этом случае благодаря зарядовой независимости между ними существует простая связь), в которых нейтронный слой не может образоваться. Аналогичный вывод справедлив и в случае реакции срыва с образованием дискретных конечных состояний, в то время как интерпретация реакций срыва при высоких энергиях, когда образуется ансамбль состояний, затрудняется другими эффектами ядерной структуры, например зависимостью различных факторов от плотности ядерных уровней.

*) Неопубликованная работа А. Уайтмена (1949), цитированная в книге Ф. Гофмана «Мезоны и поля», т. 2, «Мезоны» (М., ИЛ, 1957).

Структура поверхности ядра

Каково состояние ядерного вещества малой плотности в наиболее отдаленных от центра областях ядра? Что происходит, когда мы переходим от поверхности ядра к более внешним областям, где средняя плотность нуклонов становится все меньше и меньше? Удаляются ли при этом нуклоны все дальше и дальше друг от друга, не проявляя большей тенденции к группированию, чем это диктуется — случаем, или, может быть, местами плотности нуклонов имеет ту же величину, что и в глубине ядра, т. е. нуклоны образуют небольшие ассоциации, содержащие, возможно, 2, 3 или 4 частицы, которые затем расходятся все дальше и дальше относительно друг друга? Очевидно, что для физики строения ядра эти вопросы представляют большой интерес.

Поглощение K^- -мезонов. В том разделе, в котором говорилось о соотношении числа нейтронов и протонов на поверхности ядра, уже отмечалось, что поглощение остановившихся K^- -мезонов происходит в основном на поверхности ядра. Действительно, детальные расчеты (Уилкинсон ¹⁴⁰, Рук (в печати)), в которых используется, по-видимому, разумное представление о спадании плотности нуклонов в той области, где она намного меньше, чем в центре (обычные кривые Вуда — Саксона или Ферми, которые хорошо согласуются с предсказаниями оболочечной модели), показывают, что в основном поглощение происходит на таких расстояниях от центра ядра, где плотность нуклонов падает вдвое по сравнению с плотностью в центре. Следовательно, изучение поглощения K^- -мезонов позволит получить нам новые сведения о состоянии «разбавленного» ядерного вещества на и вблизи поверхности ядра. По-видимому, реакция поглощения K^- -мезонов парой нуклонов $K^- + 2N \rightarrow Y + N$ (безмезонный вариант более обычной реакции поглощения одним нуклоном $K^- + N \rightarrow Y + \pi$) может пролить свет на вопрос об ассоциировании нуклонов (Уилкинсон ^{138, 139}). В конечном состоянии первой реакции импульс имеет большую величину, равную $\sim 500 \text{ Мэв}/c$; следовательно, реакция будет происходить только при поглощении K^- -мезона пространственно коррелированной нуклонной парой ($500 \text{ Мэв}/c$ соответствует по принципу неопределенности расстоянию, равному $\sim 1 \text{ ферми}$). Таким образом, наличие заметной доли безмезонного поглощения, которое обнаруживается по испусканию быстрого гиперона, не сопровождаемого π -мезоном, указывает на то, что на ядерной поверхности должно быть много нуклонных ассоциаций. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что около 20% K^- -мезонов поглощается безмезонным образом (соответствующая библиография приведена в работе Уилкинсона ¹⁴⁰). Что это означает? Величины относительных вероятностей поглощения K^- -мезонов одним и двумя нуклонами получены из данных о поглощении K^- -мезонов в дейтерии, где число безмезонных захватов составляет около 1% (Миллер ⁹⁶). Эти данные можно использовать для расчета вероятности безмезонного захвата в сложных ядрах, если считать, что поверхность ядра содержит только случайные корреляции нуклонов, обусловленные простой оболочечной моделью (включая эффекты антисимметризации).

Результаты расчетов показывают, что в рассматриваемом случае число безмезонных захватов должно составлять менее 2%. Отсюда с уверенностью можно заключить, что поверхность ядра является «грубой» в том смысле, что расположенные там нуклоны обладают ярко выраженной тенденцией к ассоциированию. Представленные здесь данные не говорят о том, каков вид этих ассоциаций. Интересно отметить, что относительная вероятность безмезонного поглощения в He^4 также составляет около 20% (Блок,

Бруккер и др.²³). Этот последний результат по крайней мере дает возможность предположить, что вероятность образования двунуклонных ассоциаций вблизи ядерной поверхности имеет столь же большую величину, что и в альфа-частице.

До сих пор экспериментальные данные получались только с помощью ядерных фотоэмульсий. Крайне желательно получить данные о захвате K^- -мезонов в определенных элементах, а также данные об их захвате на лету, которые могут дополнить сведения о поглощении остановившихся K^- -мезонов. Сравнение данных экспериментов двух последних типов позволило бы получить очень интересные выводы об относительной величине вероятностей двунуклонных корреляций внутри ядра и на его поверхности. С этой целью может оказаться полезным использование вместо K^- -мезонов K_2^0 -мезонов. Предварительные данные о поглощении K_2^0 -мезонов

с энергией около 100 Мэв (Нигу и др., 1961 *) свидетельствуют о том, что вероятность поглощения мезонов двумя нуклонами невелика. Следует также изучить как можно полнее детали перехода мезонов на ту орбиту, с которой происходит поглощение. Это можно сделать, исследуя рентгеновское излучение, сопровождающее такой переход. Это излучение может дать сведения о форме хвоста распределения плотности нуклонов, так как ясно, что конкуренция между захватом мезона и его переходом на другую орбиту, сопровождаемым рентгеновским излучением, определяется перекрытием хвоста распределения вещества в ядре и волновой функции K^- -мезона. Использование тех преимуществ, которые дают нам рассмо-

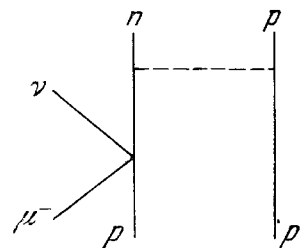


Рис. 17. Поглощение μ^- -мезона пространственно коррелированной нуклон-нуклонной парой.

тренные полезные свойства K^- -мезонов, позволит осуществить очень большое число интересных исследований.

П о г л о щ е н и е μ^- -м е з о н о в. μ^- -мезоны слабо взаимодействуют с нуклонами. Поэтому, остановившись в веществе, они в конце концов либо поглощаются, либо распадаются в состоянии $1s$, волновая функция которого довольно равномерно перекрывает ту область пространства, в которой находится ядро. Таким образом, реакция поглощения $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ происходит во всем объеме ядра. Однако поскольку энергия нейтрона в конечном состоянии невелика, вероятность его прямого испускания или выбивания протона мала благодаря отражению от поверхности ядра (Элтон и Гоумс⁵¹) и столкновению нейтрона с нуклонами ядра при его движении к поверхности. Поэтому в результате, как правило, образуется составное ядро. Зингер¹²³ показал, что наблюдаемая величина вероятности эмиссии протонов, следующей за захватом остановившихся μ^- -мезонов, приблизительно в десять раз больше того значения, которое обусловлено указанным выше механизмом. Он предположил, что испускание протонов вызвано поглощением μ^- -мезона коррелированной протонной парой, $\mu^- + 2p \rightarrow n + p + \nu$, вследствие чего, благодаря, например, механизму, изображенному на рис. 17, непосредственно возникает энергичный протон. Кроме того, чтобы объяснить большую величину вероятности испускания нуклонов, он предположил, что такое поглощение должно иметь место на поверхности ядра. Тем самым исключаются указанные выше эффекты, препятствующие вылету нуклонов из ядра. Полученные таким путем данные о степени корреляции нуклонов на поверхно-

*) Д. В. Нигу, Е. О. Оконов, М. Л. Петров, А. М. Розанова и В. А. Русаков, препринт (Дубна) № Д-794.

сти ядра количественно согласуются с аналогичными данными, полученными путем исследования только что обсуждавшегося захвата K^- -мезонов. Простая оболочечная модель совершенно недостаточна для объяснения наблюдающихся корреляций.

З а м е ч а н и е. Возможность получения информации о поверхности ядра из данных о поглощении K^- и μ^- -мезонов ядром в каждом из этих случаев обусловлена совершенно разными причинами. В случае K^- -мезонов энергия конечных продуктов велика и именно механизм поглощения обуславливает преимущественное поглощение на поверхности; в случае μ^- -мезонов реакция происходит во всем объеме ядра, однако благодаря относительно малой величине энергии продуктов реакции протоны испускаются с заметной вероятностью лишь в том случае, если поглощение происходит на поверхности ядра. Хорошее согласие выводов из этих двух совершенно различных явлений дает возможность с уверенностью говорить, что поверхность ядра действительно является «грубой» в том смысле, что она значительно богаче нуклон-нуклонными ассоциациями, чем это следует из оболочечной модели в нулевом приближении (мера «гладкости» ядерной поверхности). Такой же вывод получается из обычных методов исследования структуры ядра (Уилкинсон¹⁴⁰); однако их результаты относятся к «альфа-частичным» ассоциациям на поверхности ядра, в то время как представленные здесь данные исследования ядра с помощью элементарных частиц являются более общими в том смысле, что они относятся к состояниям (преимущественно нуклон-нуклонным) с большим импульсом и не зависят от детальной локальной структуры той ассоциации, которой соответствует такой большой импульс. Что бы собой ни представляли нуклонные ассоциации, совершенно ясно, что они являются очень короткоживущими образованиями, которые то распадаются, то возникают вновь.

В о п р о с ы г е н е а л о г и ч е с к о й с т р у к т у р ы я д е р н ы х с о с т о я н и й

Модели ядра, в частности модели независимых частиц в их самых разнообразных формах, синтезируют состояние ядра, прибавляя один или несколько нуклонов к состояниям более легких ядер. Состояния более легких ядер, к которым добавляется нуклон или нуклонная ассоциация, являются материнскими состояниями рассматриваемого состояния ядра; их относительное представительство в нем определяется генеалогическими коэффициентами. Обычно для проверки ядерных моделей решающее значение имеют экспериментальные данные о генеалогической структуре ядерных состояний. Такие данные могут быть получены различными стандартными методами ядерной физики, например путем исследования соответствующих парциальных ширин, реакций подхвата, срыва, выбивания и радиационных переходов. Однако элементарные частицы могут, по-видимому, сыграть здесь особую роль благодаря селективности тех условий, при которых в большом числе случаев происходит их взаимодействие с ядерным веществом.

Рассмотрим снова вопрос о поверхности ядра. Как мы видели, поведение волновой функции в самой внешней области поверхности ядра еще не обязательно определяет характер волновой функции внутри ядра, поскольку ее поведение на поверхности ядра может в широких пределах отклоняться от предсказаний оболочечной модели. Предположим, что мы изучили обычными методами генеалогическую структуру основного состояния некоторого ядра относительно удаления одного нуклона: $A \rightarrow A - 1$. Генеалогическая структура этого состояния относительно

удаления нуклона, находящегося в самой внешней поверхностной области ядра, может иметь совершенно другой характер; знание ее представляло бы большой интерес. В настоящее время мы, вероятно, можем приблизиться к решению этого вопроса, изучая состояния остаточных ядер, возникающих при поглощении остановившихся K^- -мезонов, в результате которого, вследствие реакции $K^- + N \rightarrow Y + \pi$, удаляется один периферический нуклон. Генеалогическая структура ядерного состояния, по крайней мере относительно возбужденных состояний ядра с $A - 1$ нуклонами, определяется по характерному гамма-излучению, возникающему при высвечивании этого ядра. Такие измерения наиболее просто могли бы быть сделаны путем исследования совпадений γ -квантов с вылетающими в противоположных направлениях пионом и гипероном; их результаты могли бы явиться дополнительным доказательством периферической природы взаимодействия. Методом антисовпадений можно также определить генеалогическую структуру относительно основного состояния ядра $A - 1$.

Мы можем определить генеалогическую структуру относительно поверхностной двухнуклонной ассоциации путем аналогичных измерений совпадений с вылетающими в противоположных направлениях гипероном и нуклоном. Вылет такой пары свидетельствует о безмезонном поглощении пиона парой нуклонов. Далее, было бы чрезвычайно интересно сравнить определенную таким образом генеалогическую структуру относительно поверхностной ассоциации с генеалогической структурой, обнаруженной в аналогичных экспериментах по поглощению π -мезонов, или высокоэнергетичному фотоэффекту, который происходит в основном внутри ядра. По той же причине большое значение имеют работы, использующие поглощение K^- -мезонов на лету.

Кроме того, было бы очень интересно узнать, грубо говоря, как изменяется генеалогическая структура относительно одного из поверхностных нуклонов по мере удаления его от поверхности Ферми внутрь ядра. Волновые функции каких нуклонов имеют более длинные хвосты: волновая функция довольно сильно связанного нуклона вблизи поверхности Ферми или волновая функция нуклона, находящегося внизу потенциальной ямы? Если первая волновая функция действительно имеет более длинный хвост, то мы должны ожидать, что периферическое поглощение, обнаруживаемое, как указывалось выше, по вылету в противоположных направлениях пиона и гиперона, приведет к образованию дырок главным образом в самых верхних оболочках, и лишь изредка будут возникать состояния с большой энергией возбуждения. Соответствующие измерения, по-видимому, следует производить посредством определения энергии гиперона и пиона.

Эти интересные и новые эксперименты, по-видимому, могут быть осуществлены с пучками K^- -мезонов, которые можно получить на существующих в ЦЕРНе и Брукхейвенской лаборатории синхротронах с энергией 30 Гэв. Аналогичное и, возможно, дополняющее первое исследование может быть сделано при использовании остановившихся антипротонов, поглощение которых также является периферическим.

Захват π^- -мезонов и ядерные корреляции*)

Мы уже обсуждали механизмы поглощения остановившихся K^- -мезонов и μ^- -мезонов. Было показано, что в обоих случаях может быть получена информация о парных корреляциях на ядерной поверхности, хотя каждый из этих мезонов может быть поглощен и одним нуклоном. Однако

*) Детально исследуя спектры нейтронов, испускаемых сложными ядрами при захвате π^- -мезонов, можно получить информацию как о процессе испарения при высо-

когда остановившиеся π^- -мезоны поглощаются сложными ядрами, они поглощаются в основном нуклонной парой ($\pi^- + 2N \rightarrow 2N^*$), так как с участием одного нуклона возможны лишь медленные реакции поглощения:

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 \text{ или } n + \gamma.$$

Первая реакция является медленной вследствие малого значения Q ; во многих ядрах она даже энергетически запрещена. Вторая реакция является медленной по внутренним причинам — это электромагнитный процесс. Таким образом, поглощение остановившихся π^- -мезонов будет сходно с поглощением высокоэнергичных фотонов (с энергией выше 100 Мэв): поскольку в конечном состоянии должен быть большой импульс, мезоны должны поглощаться пространственно коррелированной нуклонной парой с большим импульсом («квазидейтронная» модель Левинджера⁸⁸ в случае поглощения фотонов⁸⁹). Предполагаемый вылет пары нуклонов в противоположных направлениях хорошо известен для случая расщепления ядер фотонами высоких энергий. Хотя ситуация довольно сложна, в принципе можно дать количественную интерпретацию этого явления с помощью функции парных корреляций (Готтфрид⁷⁰). Озаки и др.¹⁰³ обнаружили вылет пары нуклонов в противоположных направлениях, следующий за поглощением остановившихся π -мезонов. В случае фоторасщепления основную роль играет поглощение электрических дипольных γ -квантов. Поэтому фотоны поглощаются преимущественно протон-нейтронными парами. Однако π -мезоны могут поглощаться как протон-нейтронными (pn), так и протон-протонными (pp) парами. Экспериментально можно определить отношение вероятностей обоих процессов; оно зависит от нуклон-нуклонных сил, действующих внутри ядра. Например, если не существует взаимодействия в P -состояниях (силы Сербера), величина этого отношения будет больше, чем в том случае, когда это взаимодействие имеет такую же величину, что и взаимодействие в S -состоянии. Это обусловлено тем обстоятельством, что взаимодействие в P -состоянии допускает 3P -состояние pp -пары, имеющее большой статистический вес. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что мезоны поглощаются главным образом pn -парами. Отсюда следует, что взаимодействие пары нуклонов ядерного вещества, находящихся в P -состоянии, относительно мало. Аналогичный результат найден для соответствующего взаимодействия свободных нуклонов. Наблюдаемое отношение вероятностей захвата мезонов pn - и pp -парами может даже превышать величину, полученную в предположении, что доля начальных S -состояний определяется просто принципом Паули. В этом случае число pp -пар в ядре может оказаться меньше величины, предсказываемой простыми расчетами (с учетом

ких энергиях возбуждения, так и о быстром испускании нуклонов (T. Ericson, 1963 International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, CERN 63—28, стр. 47). Соответствующие экспериментальные данные представлены в работах: A. G. Barkow et al., Nuovo cimento 28, 673 (1963); H. L. Anderson et al., EFINS 63—56 (1963); G. Campos Venuti et al., Phys. Letts. 9, 45 (1964). (Прим. ред.)

*) И. С. Шапиро и В. М. Колыбасов (ЖЭТФ 44, 270 (1963)) на основании дисперсионной теории прямых ядерных реакций исследовали захват остановившихся π^- -мезонов в легких ядрах (O^{16} и C^{12}) с образованием протонов, дейтронов и тритонов. Ими было показано, что доминирующим механизмом является захват π^- -мезонов α -частичными ассоциациями.

**) Квазидейтронная модель для расчетов фотоэффекта при высоких энергиях была предложена Г. Вете и независимо от него Ю. К. Хохловым (ЖЭТФ 23, 241 (1952)). (Прим. ред.)

антисимметризации). Это может означать, что на расстояниях, соответствующих большим импульсам в состояниях ядра, характерных для данной задачи ($\sim 0,5$ ферми), эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие в триплетном состоянии (только np -пары) больше, чем в синглетном состоянии (np - и pp -пары). Так как результаты расчетов разных величин, характеризующих свойства ядра, зависят от знания нуклон-нуклонного взаимодействия внутри ядерной материи и так как а priori мы не имеем веских доводов в пользу того, что это взаимодействие совпадает с экспериментально изученным взаимодействием свободных нуклонов, любая информация об эффективном взаимодействии внутри ядра типа рассмотренной нами, представляет для нас значительный интерес.

Необходимы как подробные эксперименты, включающие исследования угловых и энергетических корреляций, так и детальные расчеты, учитывающие взаимодействия в конечных состояниях. Если такие эксперименты и расчеты будут сделаны, они могут дать нам ценный метод проверки предполагаемых форм остаточного взаимодействия.

Эти корреляции интересны (как и в случае квазидейтропного эффекта) тем, что они зависят от импульсного распределения захватывающей пары относительно остальной части ядра. Если бы короткодействующие корреляции в ядре определялись только двухчастичными корреляциями, то импульсное распределение нуклонной пары, захватывающей пион, относительно остальной части ядра имело бы ширину порядка фермиевского импульса для одного нуклона в простейшей оболочечной модели. В этом случае в лабораторной системе два нуклона в конечном состоянии будут с очень большой вероятностью вылетать в противоположных направлениях. Однако если бы имели значение трехчастичные силы, которые дают главным образом трехчастичные корреляции, детектируемая пара при захвате часто находилась бы в состоянии с большим импульсом по отношению к остальной части ядра. В этом случае вероятность вылета пары нуклонов в противоположных направлениях будет сильно уменьшаться и функция угловой корреляции пары нуклонов в лабораторной системе координат будет иметь большую изотропную компоненту. Поэтому, если можно будет удовлетворительно учесть эффекты взаимодействия в конечном состоянии, мы сможем сделать некоторые выводы относительно трехчастичных сил, о существовании которых, несмотря на детальные теоретические исследования системы трех тел, мы до сих пор имеем удивительно мало сведений (Блатт, Деррик и Лайнесс ¹⁵).

Поглощение остановившихся π^- -мезонов определяется объемными эффектами в большей степени, чем поглощение остановившихся K^- -мезонов. Это обусловлено следующими обстоятельствами: для поглощения π^- -мезона необходима коррелированная пара нуклонов; πN -взаимодействие довольно мало при небольших относительных импульсах. Кроме того, заметную роль, по-видимому, играет рассеяние мезона внутрь ядра при его первом (периферическом) взаимодействии, что также приводит к поглощению мезона в глубине ядра. Как было показано Руком (в печати), этот последний эффект в случае поглощения K^- -мезонов не имеет большого значения. Несмотря на относительную сложность процесса поглощения π^- -мезонов по сравнению с поглощением K^- -мезонов, было бы интересно исследовать с улучшенным разрешением детали рентгеновского спектра, возникающего при переходах π -мезона, и связать их с данными о выходе γ -квантов высокой энергии (поглощение π -мезона одним нуклоном) и с данными об испускании нуклон-нуклонной пары (поглощение π -мезона парой нуклонов). Я не думаю, что эта информация будет столь же определенной, как и в случае поглощения K^- -мезонов. Кроме того, очень интересно сравнить поглощение π^- -мезонов одним и двумя нуклонами

в зависимости от величины импульса пиона; последний процесс начинает играть роль при более высоких энергиях. Можно надеяться, что таким путем мы сможем получить информацию о распределении «одиночных нуклонов» относительно коррелированных нуклонных пар и сравнить ее с данными, полученными из поглощения K^- -мезонов.

Распределение нуклонов в ядре по импульсам

Мы имеем очень мало сведений о распределении нуклонов по импульсам внутри ядра. Было бы желательно иметь гораздо больше данных об этой характеристике ядра, поскольку любая детальная модель ядра предсказывает это распределение, и, следовательно, это распределение может быть использовано для проверки модели. Приводит ли учет нуклон-нуклонных взаимодействий к заметному удлинению «хвоста» импульсного распределения грубой оболочечной модели как раз в той степени, в какой это предсказывается для ядерного вещества теорией многих тел, или это распределение, благодаря тому, что нуклон-нуклонное взаимодействие существенным образом модифицируется внутри ядра, по какой-то таинственной причине не отклоняется заметным образом от предсказаний модели независимых частиц в нулевом приближении? Несколько лет назад казалось, что ответ на этот вопрос известен, однако по мере того, как улучшались экспериментальные данные и углублялись наши представления об эффектах взаимодействия в конечных состояниях (оптическая модель), мы постепенно утрачивали наши представления и сейчас дошли до состояния полного непонимания рассматриваемой проблемы (Уилкинсон, 1960 *). Готфрид ⁷¹). Конечно, некоторые эффекты, типа упомянутых здесь, время от времени говорят нам о том, что в ядрах существуют состояния с большими импульсами; однако эти данные крайне трудно систематизировать и непонятно, в какой степени они в действительности позволяют нам обнаружить в ядре такие большие импульсы.

Следует приветствовать всякий новый подход к решению этой проблемы. С этой целью можно, по-видимому, использовать реакции типа уже обсуждавшейся реакции $K^- + N \rightarrow Y + \pi$. Кинематика конечного состояния этой реакции зависит, очевидно, от импульсного распределения нуклона, захватывающего K^- -мезон. Если используются остановившиеся мезоны, то мы исследуем распределение нуклонов по импульсам на периферии ядра; если рассматривается поглощение медленных мезонов на лету, то поглощение происходит внутри ядра. В настоящее время этот метод кажется не очень многообещающим. Как и в любом другом методе, здесь играют роль эффекты взаимодействия в конечных состояниях; имеется еще один эффект, усложняющий ситуацию — возможность образования Y^* . Тем не менее по крайней мере в легких ядрах этот метод, по-видимому, позволит получить ценную информацию (см., например, Блок, Браккер, Чжан и др. ²³).

Мы уже обсуждали возможность использования реакции $K^- + 2N \rightarrow Y + N$ в качестве детектора состояний с большим импульсом. В отличие от данных реакции $\pi^- + 2N \rightarrow 2N$, которая также идет главным образом в состояниях с большим импульсом, данные первой реакции могут быть нормированы благодаря возможности захвата K^- -мезона одним нуклоном и связаны с вероятностью захвата парой нуклонов с помощью «известной» волновой функции дейтрона (известны спин, изотопический спин, момент количества движения, взаимодействие в конечных состояниях).

*) Brookhaven National Laboratory Report BNL-5013.

Рассеяние пионов с перезарядкой

Дрелл, де Шали и Липкин (1962, частное сообщение) указали на то, что реакции

$$\pi^+ + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + \pi^-$$

и

$$\pi^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + \pi^+$$

могут представлять значительный интерес для физики строения ядра, поскольку в этих реакциях происходит превращение двух нейтронов в два протона и наоборот. Их сечения зависят, очевидно, от функции парных корреляций. Изучение таких реакций, позволяющих исследовать парные корреляции одинаковых частиц, дополнит исследование фотоэффекта при высоких энергиях, зависящего от нейтрон-протонных корреляций («квазидейтрон»). Такие реакции рассеяния пионов с перезарядкой при определенных условиях будут чувствительны к структуре ядра, поскольку из общих соображений следует, что их сечения имеют большую величину, по-видимому, только в том случае, если реакция происходит внутри зарядового мультиплетта (пространственные и спинные координаты нуклонов ядра-мишени остаются неизменными, меняются лишь их заряды). В качестве примера рассмотрим ядра вблизи Ca^{40} .

С точки зрения простейшей оболочечной модели Ca^{40} является ядром с дважды заполненными оболочками. Следовательно, сечения обеих реакций (π^+, π^-) и (π^-, π^+) должны иметь небольшую величину, так как изменение заряда пиона связано с разрушением оболочки, т. е. с изменением конфигурации. Однако в случае ядра Ca^{42} два $1f_{7/2}$ -нейтрона могут превратиться в два протона, находящиеся в той же самой оболочке, а поэтому сечение реакции (π^+, π^-) должно иметь большую величину. В то же время протоны не могут превратиться в нейтроны без изменения конфигурации. Поэтому сечение реакции (π^-, π^+) должно быть мало. Если имеются еще незаполненные протонные оболочки, обе реакции становятся разрешенными (в том смысле, что они протекают без изменения конфигураций). В этом случае поведение сечений в зависимости от A и Z определяется деталями волновых функций, т. е. схемой связи. Исследование таких реакций могло бы явиться интересным и новым подходом к решению данной проблемы.

Дальнейшая интересная возможность связана с изучением поверхности Ферми. В простой оболочечной модели, в рамках которой ведется это обсуждение, поверхность Ферми строго определена в том смысле, что для Ca^{40} все состояния ниже оболочки $1f_{7/2}$ полностью заняты, а сама эта оболочка и все оболочки, лежащие выше нее, абсолютно свободны. Однако такое заключение, несомненно, неверно. Остаточные нуклон-нуклонные взаимодействия, парные корреляции и тому подобные эффекты приведут, конечно, к расплыванию поверхности Ферми. Поэтому в ядре Ca^{40} оболочка $1f_{7/2}$ частично заполнится, а в оболочках, расположенных ниже ее, появятся дырки. Величина этого эффекта, которую пытались измерить с помощью обычных реакций срыва и подхвата, представляет чрезвычайный интерес для физики ядра.

Рассмотренные здесь реакции могут дать другой метод исследования этой проблемы, так как заполнение оболочки $1f_{7/2}$ (парами нуклонов) благодаря парным корреляциям или другим взаимодействиям должно привести к увеличению сечений реакций (π^+, π^-) и (π^-, π^+) в Ca^{40} и (π^-, π^+) в Ca^{42} . Систематическое сравнение сечений этих реакций представляло бы большой интерес. Желательно, конечно, получить хорошее энергетическое разрешение вылетающих пионов.

М ю о н, р а д и а ц и о н н ы е п е р е х о д ы и п а р н ы е к о р р е л я ц и и

В гл. I обсуждалось использование сложных ядер для исследования возможного неэлектромагнитного взаимодействия мюона. Отсутствие такого взаимодействия с высокой степенью точности не было обнаружено вплоть до значений передаваемого импульса порядка $400 \text{ Мэв}/с$. Этот факт делает очень привлекательным использование мюонных пучков в качестве ядерного зонда.

Кулоновское возбуждение ядра может быть осуществлено электрическим полем заряженных частиц, проходящих около или через него. Сечения зависят от силы соответствующих электромагнитных переходов (включая $E0$) (см., например, Шифф ¹¹⁶); вероятности таких переходов являются основой основ физики строения ядра. Очень ценные результаты уже получены с помощью возбуждения ядер электронами (Барбер, Бергольд, Фрикке и Гадден⁷, Креннелль, Хелм, Кендалл, Озер и Йерриан³⁸). Использование электронов ограничивается тормозным излучением, которое в сильной степени уменьшается при замене электронов мюонами. Если бы удалось добиться получения пучков мюонов достаточной интенсивности и определенной энергии, мы получили бы возможность выполнить значительно более обширные исследования.

Полезные правила сумм (Дрелл и Шварц⁴⁷) устанавливают связь сечений упругого и неупругого рассеяний слабо взаимодействующих частиц с уже упоминавшейся мало известной функцией парных корреляций нуклонов в ядре и другими свойствами ядра. И в этом случае тормозное излучение снова ограничивает возможности использования электронов, которые могут быть с успехом заменены мюонами.

П о с л е с л о в и е

Во времена Резерфорда как физика строения ядра, так и физика элементарных частиц одновременно отличались и простотой, и сложностью. Сложность их была связана с тем, что для объяснения наблюдаемых явлений нужно было отвечать на множество мелких вопросов. Хотя такие вопросы существуют и сейчас, особенно в физике элементарных частиц, современному поколению физиков приходится решать более сложные задачи, которые ставят перед ними эти две сложные области науки. В этой лекции я старался показать, что обе области имеют по существу много общего и что дальнейшее развитие наших знаний в обеих областях будет происходить еще быстрее, если достижения одной области станут достоянием другой.

«Doch niemand kommt herabgerennt
und kopuliert die beiden»*).

Morgenstern, «Galgenlieder» (1905)

Ц И Т И Р О В А Н Н А Я Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. A b a s h i a n, R. C o o l, J. W. C r o n i n, Phys. Rev. 104, 855 (1956).
2. M. K. A k i m o v a, L. D. B l o k h i n t s e v, E. I. D o l i n s k y, Nuclear Phys. 23, 369 (1962).
3. D. E. A l b u r g e r, R. E. P i x l e y, D. H. W i l k i n s o n, P. F. D o n o v a n, Phil. Mag. 6(8), 171 (1961).
4. W. P. A l f o r d, J. B. F r e n c h, Phys. Rev. Letts. 6, 119 (1961).

*) «Еще не пришел тот, кто бы соединил их вместе». (Перес.)

5. H. L. Anderson, T. Fujii, D. H. Miller, L. Tan, Phys. Rev. **119**, 2050 (1960).
6. A. Astbury, J. H. Bartley, I. M. Blair, M. A. R. Kemp, H. Muirhead and T. Woodhead, Proc. Phys. Soc. **79**, 1011 (1962).
7. W. C. Barber, F. Berthold, G. Fricke, F. E. G. G. udden, Phys. Rev. **120**, 2081 (1960).
8. R. K. Bardin, C. A. Barnes, W. A. Fowler, P. A. Seeger, Phys. Rev. **127**, 583 (1962).
9. D. Bartlett, S. Devons, A. M. Sachs, Phys. Rev. Letts. **8**, 120 (1962).
10. G. Beltrametti, G. Fiorio, Nuovo cimento **21**, 84 (1961).
11. S. M. Berman, Phys. Rev. **112**, 267 (1958).
12. S. M. Berman, Proc. CERN Int. Conf. on Theoretical Aspects of Very High Energy Phenomena, Geneva, CERN, 1961, стр. 7.
13. J. Bernstein, T. D. Lee, C. N. Yang, H. Primakoff, Phys. Rev. **111**, 313 (1958).
14. J. Bernstein, R. R. Lewis, Phys. Rev. **112**, 232 (1958).
15. J. M. Blatt, G. H. Derrick, J. N. Lyness, Phys. Rev. Letts. **8**, 323 (1962).
16. E. Bleser, L. Lederman, J. Rosen, J. Rothberg, E. Zavattini, Phys. Rev. Letts. **8**, 288 (1962).
17. R. J. Blin-Stoyle, Phys. Rev. **118**, 1605 (1960).
18. R. J. Blin-Stoyle, Phys. Rev. **120**, 181 (1960).
19. R. J. Blin-Stoyle, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., London, Heywood, 1961, стр. 677.
20. R. J. Blin-Stoyle, V. Gupta and J. S. Thomson, Nucl. Phys. **14**, 685 (1959-1960).
21. R. J. Blin-Stoyle and J. Le Tourneux, Ann. Phys. (N. Y.) **18**, 12 (1962).
22. R. J. Blin-Stoyle and R. M. Spector, Phys. Rev. **124**, 1199 (1961).
23. M. M. Block, E. B. Brucker, C. C. Chang et al., Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, New York, Interscience, 1960, стр. 426.
24. M. M. Block, E. B. Brucker, I. S. Hughes et al., Phys. Rev. Letts. **3**, 291 (1959).
25. S. D. Bloom, L. G. Mann and J. A. Miskel, Phys. Rev. **125**, 2021 (1962).
26. S. D. Bloom, B. J. Toppel and D. H. Wilkinson, Phil. Mag. **2** (8), 57 (1957).
27. S. A. Bludman and J. A. Young, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, New York, Interscience, 1960, стр. 564.
28. F. Boehm and U. Hauser, Nucl. Phys. **14**, 615 (1959).
29. C. Bouchiat, Phys. Rev. Letts. **3**, 516 (1959).
30. C. Bouchiat, Phys. Rev. **118**, 540 (1960).
31. G. Breit, Phys. Rev. **120**, 287 (1960).
32. G. H. Burkhardt, C. A. Caine, Phys. Rev. **117**, 1375 (1960).
33. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo cimento **19**, 612 (1961).
34. D. O. Caldwell, Phys. Rev. Letts. **7**, 259 (1961).
35. G. Charpak, F. J. M. Farley, R. L. Garwin, T. Muller, J. S. Sens and A. Zichichi, Phys. Letts. **1**, 16 (1962).
36. M. Conversi, di L. Lella, G. Penso, M. Toller, C. Rubbia, Phys. Rev. Letts. **8**, 125 (1962).
37. E. D. Courant, Phys. Rev. **94**, 1081 (1954).
38. H. Crannell, R. Helm, H. Kendall, J. Oeser, M. Yearian, Phys. Rev. **123**, 923 (1962).
39. G. Culligan, J. F. Lathrop, V. L. Telegdi, R. Winston, R. A. Lundy, Phys. Rev. Letts. **7**, 458 (1961).
40. S. A. Cuperman, Nucl. Phys. **30**, 568 (1962).
41. R. H. Dalitz, Proc. Sixth Rochester Conf. on High Energy Physics, New York, Interscience, 1956.
42. R. H. Dalitz, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., London, Heywood, 1961, стр. 103.
43. R. H. Dalitz, B. W. Downs, Phys. Rev. **111**, 967 (1958).
44. G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Stenberger, Phys. Rev. Letts. **9**, 36 (1962).
45. T. B. Day, G. A. Snow, J. Sucher, Phys. Rev. Letts. **3**, 61 (1959).
46. P. F. Donovan, D. E. Alburger, D. H. Wilkinson, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., London, Heywood, 1961, стр. 827.
47. S. D. Drell, C. L. Schwartz, Phys. Rev. **112**, 568 (1958).
48. A. F. Dunaitsev, V. I. Petrukhin, Yu. D. Prokoshkin, V. I. Rykalin, Phys. Letts. **1**, 138 (1962).
49. M. E. Ebel, F. J. Ernst, Nuovo cimento **15**, 173 (1960).
50. J. P. Elliott, B. H. Flowers, Proc. Roy. Soc. **A242**, 57 (1957).

51. L. R. B. Elton, L. C. Gomes, Phys. Rev. **105**, 1027 (1957).
52. T. Ericson, F. Selleri and R. T. Van de Walle, CERN Report 2897/TH244, 1962.
53. F. J. Ernst, Phys. Rev. Letts. **5**, 478 (1960).
54. W. M. Fairbairn, Proc. Phys. Soc. **77**, 599 (1961).
55. E. Feenberg and H. Primakoff, Phil. Mag. **3** (8), 328 (1958).
56. G. Feinberg, Phys. Rev. **110**, 1482 (1958).
57. R. P. Feynman, Proc. 7th Rochester Conf., New York, Interscience, 1957, тл. 9, ср. 31.
58. R. P. Feynman, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, 1960, New York, Interscience, 1960, ср. 501.
59. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
60. S. Frankel et al., Phys. Rev. Letts. **8**, 123 (1962).
61. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **111**, 362 (1958).
62. M. Gell-Mann, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, 1960, New York, Interscience, 1960, ср. 508.
63. M. Gell-Mann and S. M. Berman, Phys. Rev. Letts. **3**, 99 (1959).
64. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **35**, 649 (1958).
65. N. W. Glass, R. W. Peterson and R. K. Smith, Bull. Amer. Phys. Soc. **6**, 49 (1961).
66. M. Goldberger, Rev. Mod. Phys. **31**, 797 (1959).
67. M. Goldberger and S. Treiman, Phys. Rev. **110**, 1478 (1958).
68. M. Goldberger and S. Treiman, Phys. Rev. **111**, 354 (1958).
69. M. Goldhaber, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, Geneva, CERN, 1958, ср. 233.
70. K. Gottfried, Nucl. Phys. **5**, 557 (1958).
71. K. Gottfried, Ann. Phys. (N. Y.) (в печати).
72. R. Haas, L. B. Leipuner and R. K. Adair, Phys. Rev. **116**, 1221 (1959).
73. R. H. Hildebrand, Phys. Rev. Letts. **8**, 34 (1962).
74. R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957).
75. S. Iwao, Nucl. Phys. **3**, 347 (1961).
76. J. D. Jackson and J. M. Blatt, Rev. Mod. Phys. **22**, 77 (1950).
77. M. H. Johnson and E. Teller, Phys. Rev. **93**, 357 (1954).
78. D. P. Jones, P. G. Murphy and P. L. O'Neill, Proc. Phys. Soc. **72**, 429 (1958).
79. P. B. Jones, Phil. Mag. **3** (8), 33 (1958).
80. W. Kaufmann and H. Wäffler, Nucl. Phys. **24**, 62 (1961).
81. T. Kinoshita and A. Sirlin, Phys. Rev. **113**, 1652 (1959).
82. D. Kurath, Phys. Rev. **106**, 975 (1957).
83. D. Kurath, Phys. Rev. Letts. **4**, 180 (1960).
84. T. D. Lee, P. Markstein and C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. **7**, 429 (1961).
85. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
86. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. **4**, 307 (1960).
87. J. E. Leiss and R. A. Schrack, Revs. Mod. Phys. **30**, 456 (1958).
88. J. S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).
89. W. M. MacDonald, Phys. Rev. **110**, 1420 (1958).
90. W. M. MacDonald, в сб. Nuclear Spectroscopy (ed. F. Ajzenberg-Selov), New York, Academic Press, 1960, ср. 932.
91. R. S. McKean, Phys. Rev. **125**, 1399 (1962).
92. G. E. Masek, L. D. Heggie, Y. B. Kim, R. W. Williams, Phys. Rev. **122**, 937 (1961).
93. G. E. Masek, J. P. Toutonghi, R. W. Williams, D. H. Coward, Phys. Rev. **124**, 555 (1961).
94. T. Mayer-Kuckuk, F. C. Michel, Phys. Rev. Letts. **7**, 167 (1961).
95. T. Mayer-Kuckuk, F. C. Michel, Phys. Rev. **127**, 545 (1962).
96. D. Miller, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, 1960, New York, Interscience, 1960, ср. 693.
97. W. E. Moore, J. N. McGruer and A. I. Hamburger, Phys. Rev. Letts. **1**, 29 (1958).
98. M. Morita, Phys. Rev. **113**, 1584 (1959).
99. J. Nilsson and R. E. Marshak, Proc. CERN Int. Conf. on Theoretical Aspects of Very High Energy Phenomena, Geneva, CERN, 1961, ср. 29.
100. M. E. Nordberg, F. B. Morinigo and C. A. Barnes, Phys. Rev. **125**, 321 (1962).
101. R. E. Norton and W. K. R. Watson, Phys. Rev. **110**, 996 (1958).
102. S. Oneda and J. C. Pati, Phys. Rev. Letts. **2**, 125 (1959).
103. S. Ozaki, R. Weinstein, G. Glass, E. Loh, I. Neimalla, A. Wattenberg, Phys. Rev. Letts. **4**, 533 (1960).

104. R. E. Pixley, J. V. Kane and D. H. Wilkinson. *Phil. Mag.* **5** (8), 359 (1960).
105. R. J. Plano, *Phys. Rev.* **119**, 1400 (1960).
106. B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* **72**, 246 (1947).
107. Б. Понтекорво, *ЖЭТФ* **39**, 1166 (1960).
108. H. Primakoff, *Phys. Rev.* **81**, 899 (1951).
109. H. Primakoff, *Revs. Mod. Phys.* **31**, 802 (1959).
110. Riazzydun, *Nucl. Phys.* **2**, 188 (1956).
111. L. Rosenfeld, *Nuclear Forces*, Amsterdam, North-Holland, 1948, стр. 368.
112. J. J. Sakurai, *Ann. Phys. (N. Y.)* **11**, 1 (1960).
113. E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **91**, 994 (1953).
114. F. Salzman and G. Salzman, *Phys. Rev.* **120**, 599 (1960).
115. F. Salzman and G. Salzman, *Phys. Rev. Letts.* **5**, 377 (1960).
116. L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **96**, 765 (1954).
117. M. Schwarz, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 306 (1960).
118. J. Schwinger, *Phys. Rev.* **78**, 135 (1960).
119. R. E. Segel, J. W. Olness and E. L. Sprengel, *Phys. Rev.* **123**, 1382 (1961).
120. S. Sengupta, *Nucl. Phys.* **30**, 300 (1962).
121. J. C. Sens, *Phys. Rev.* **113**, 679 (1959).
122. И. С. Шапиро, Л. Д. Блохинцев, *ЖЭТФ* **41**, 1616, 1986 (1961).
123. P. Singer, *Phys. Rev.* **124**, 1602 (1961).
124. R. M. Spector and R. J. Blin-Stoyle, *Phys. Letts.* **1**, 118 (1962).
125. V. L. Telegdi, *Proc. Int. Conf. on High Energy Physics*, Rochester, 1960, New York, Interscience, 1960, стр. 713.
126. V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 327 (1962).
127. J. Tiomno and J. A. Wheeler, *Revs. Mod. Phys.* **21**, 153 (1949).
128. B. J. Toppel, S. D. Bloom and D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* **2** (8), 61 (1957).
129. H. Uberall, *Phys. Rev.* **121**, 1219 (1961).
130. G. Weber, L. Davis and J. B. Marion, *Phys. Rev.* **104**, 1307 (1956).
131. H. A. Weidenmuller, *Nucl. Phys.* **21**, 397 (1960).
132. H. A. Weidenmuller, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 299 (1960).
133. H. A. Weidenmuller, *Phys. Rev.* **127**, 537 (1962).
134. S. Weinberg and G. Feinberg, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 111, 244 (1959).
135. D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* **1** (8), 1031 (1959).
136. D. H. Wilkinson, *Phys. Rev.* **109**, 1603 (1958).
137. D. H. Wilkinson, *Phys. Rev.* **109**, 1610 (1958).
138. D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* **4** (8), 215 (1959).
139. D. H. Wilkinson, *Proc. Kingston Conf. on Nuclear Structure*, Toronto, University of Toronto Press, 1960, стр. 20.
140. D. H. Wilkinson, *Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf.*, London, Heywood, 1961, стр. 339.
141. D. H. Wilkinson, S. J. St. Laurant, D. K. Robinson, S. Lokanathan, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 397 (1959).
142. L. Wolfenstein, *Nuovo cimento* **8**, 882 (1958).
143. L. Wolfenstein, *Nuovo cimento* **13**, 319 (1959).
144. L. Wolfenstein, *Proc. Int. Conf. on High Energy Physics*, Rochester, 1960, New York, Interscience, 1960, стр. 529.
145. C. S. Wu, *Proc. Rehovoth Conference on Nuclear Structure*, Amsterdam, North-Holland, 1957, стр. 346.
