

Л. ЛАНДАУ и Я. СМОРОДИНСКИЙ

ЛЕКЦИИ ПО ТЕОРИИ АТОМНОГО ЯДРА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1955

АННОТАЦИЯ

Книга дает представление о современном состоянии ряда вопросов теоретической ядерной физики. Предназначается для физиков-экспериментаторов, работающих в области физики ядра.

Ландау Лев Давыдович и Смородинский Яков Абрамович.

Лекции по теории атомного ядра.

Редактор *Д. М. Алексеев.*

Техн. редактор *С. С. Гаврилов.*

Корректор *Л. О. Сечейко.*

Сдано в набор 27/VIII 1955 г.

Подписано к печати 3/XII 1955 г.

Бумага 84×108/32.

Физ. печ. л. 4,38.

Условн. печ. л. 7,18.

Уч.-изд. л. 7,40. Тираж 10000 экз. Т-98440. Цена книги 5 р. 70 к. Заказ № 647.

Государственное издательство технико-теоретической литературы.

Москва, В-71, Б. Калужская, 15.

Министерство культуры СССР. Главное управление полиграфической промышленности. 4-я тип. им. Евг. Соколовой.

Ленинград, Измайловский пр., 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От авторов	4
Лекция первая. Ядерные силы	5
Лекция вторая. Ядерные силы (Рассеяние нуклонов нуклонами)	20
Лекция третья. Ядерные силы (Рассеяние нуклонов при больших энергиях)	33
Лекция четвертая. Структура ядра (Модель независимых частиц)	45
Лекция пятая. Структура ядра (Легкие ядра)	57
Лекция шестая. Структура ядра (Тяжелые ядра)	70
Лекция седьмая. Ядерные реакции (Статистическая теория)	89
Лекция восьмая. Ядерные реакции (Оптическая модель. Реакции с дейтронами)	98
Лекция девятая. π-мезоны	112
Лекция десятая. Взаимодействие π-мезонов с нуклонами	126

ОТ АВТОРОВ

В основу этой книги положены лекции, которые были прочитаны в Москве одним из авторов (Л. Ландау) для физиков-экспериментаторов в 1954 г.

Сохраняя при переработке форму лекций, мы подчеркиваем тем самым, что изложение не претендует на полноту и что выбор тем для лекций был в значительной степени произвольным.

Так как сейчас не существует никакой разумной теории ядерных сил, то мы ограничиваемся выводами о строении ядра, которые можно сделать на основе анализа существующих экспериментальных данных, используя лишь общие формулы квантовой механики.

Мы не ставили своей задачей дать сколько-нибудь полные ссылки на литературу, даны лишь указания для новых экспериментальных результатов. (Очень много библиографических указаний в книге: Блатт и Вейскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.)

Л. Ландау, Я. Смородинский

ЛЕКЦИЯ ПЕРВАЯ

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Со времени открытия нейтрона было ясно, что структурными единицами, из которых состоит атомное ядро, являются два сорта частиц: протоны и нейтроны, обычно называемые нуклонами.

Из этих частиц только протон является стабильной. Вторая частица — нейтрон — нестабильна. В свободном состоянии нейтрон радиоактивен; он превращается в протон, излучая электрон и нейтрино



Период полураспада нейтрона составляет около 10 мин.

Могло бы показаться, что нет особого смысла говорить о нейтроне как о самостоятельной «элементарной» частице и что правильней было бы говорить о нем, в отличие от протона, как о частице составной, поскольку нейтрон распадается на более «простые» частицы. Однако хотя протон в свободном состоянии и является стабильной частицей, в связанном состоянии (внутри ядра) он может распадаться на нейтрон, позитрон и нейтрино:



Поэтому мы с таким же успехом можем считать протон сложной частицей, превращающейся в более «простую» — нейтрон.

Это означает, конечно, что сам вопрос о том, какая из двух частиц более элементарна — нейтрон или протон, лишен физического смысла. Обе частицы в этом смысле равноправны, а вопрос о том, какая частица распадается, зависит только от энергетических соотношений: Свободный

нейтрон тяжелее свободного же протона, поэтому только одна из реакций — распад нейтрона — может осуществляться для свободного нуклона. Внутри же ядра возможны обе реакции и тип распада определяется массой распадающегося ядра и массой ядер — возможных продуктов распада.

Эти свойства нуклонов дают нам право рассматривать обе частицы как элементарные, взаимно превращающиеся друг в друга. В тех же явлениях, в которых β -распад ядер не существенен (благодаря малой его вероятности), мы можем оставить без внимания и превращения нейтрон — протон.

Начнем со свойств протона и нейтрона. Основное их различие состоит в том, что нейтрон, как это отмечает само его название, есть частица нейтральная, протон же имеет положительный электрический заряд, равный по величине заряду электрона ($4,80 \cdot 10^{-10}$ CGSE). Обе эти частицы имеют спин, причем одинаковый по величине и равный $1/2$ (в единицах \hbar , как обычно принято его измерять). Массы обеих частиц почти равны: масса протона равна 1836 электронных масс ($1,6 \cdot 10^{-24}$ г), нейтрон на 2,5 электронных массы ($\sim 1,3$ Мэв) тяжелее. При распаде нейтрона 0,51 Мэв идет на образование электрона и 0,78 Мэв на кинетическую энергию образовавшихся частиц.

Такая малая разница в массах (меньше 0,2%) и совпадение спинов оказывается не случайным. Несмотря на различие в электрических свойствах, протон и нейтрон являются частицами, очень похожими друг на друга, и их сходство имеет фундаментальное значение в ядерной физике.

Это сходство проявляется в большом числе явлений, и мы о нем будем еще не раз говорить. Наиболее отчетливо оно проявляется у так называемых «зеркальных ядер».

Если наряду с каким-нибудь ядром мы рассмотрим ядро, у которого по сравнению с первым все протоны заменены нейтронами, а все нейтроны протонами, то получим пару ядер, которые носят название *зеркальных*. Так как у обоих ядер число частиц одинаковое, то их атомные веса также близки друг к другу. Если первое ядро имело атомный номер Z , то, очевидно, второе будет иметь атомный номер $A - Z$ (A — массовое число).

В области легких ядер такие пары зеркальных ядер хорошо известны (очевидно, что одно из них, соответствующее более тяжелому атому, должно быть радиоактивным). Первой такой парой являются сами нейтрон и протон. Примерами дальнейших пар могут служить He^3 , H^3 ; Be^7 , Li^7 ; B^9 , Be^9 ; C^{14} , O^{14} и т. д. Опыт показывает, что оба зеркальных ядра имеют очень близкие свойства — почти одинаковую энергию связи, сходное строение спектра возбужденных уровней, одинаковые спины. Такая симметрия в свойствах зеркальных ядер обусловлена, очевидно, свойствами взаимодействия между протонами и нейтронами, свойствами симметрии ядерных сил.

Отсюда следует, что если отвлечься от относительно малых электрических сил, действующих между двумя протонами, то можно на основании всей совокупности опытных фактов утверждать, что силы, действующие между двумя протонами, очень похожи на силы, действующие между двумя нейтронами, — свойство, которое носит название *зарядовой симметрии ядерных сил*. Как мы увидим в дальнейшем, зарядовая симметрия ядерных сил является проявлением еще более глубокой закономерности — так называемой *изотопической инвариантности*.

Современная ядерная физика еще не смогла построить теорию ядерных сил. В результате сейчас единственным источником наших сведений о ядерных силах является непосредственно опыт. Поэтому, излагая известные нам свойства ядерных сил, естественно делать это в связи с опытами, из которых эти сведения получены.

Простейшей системой ядерных частиц является система, состоящая из протона и нейтрона, а наиболее элементарными опытами являются опыты по рассеянию нейтронов протонами и опыты с дейтроном. Уже само существование дейтрона — сложной частицы, состоящей из связанных между собой протона и нейтрона (с энергией связи $2,23 \text{ Мэв}$), показывает, что ядерное взаимодействие достаточно сильно и что оно, по крайней мере, в существенной своей части отвечает притяжению частиц. Последнее утверждение следует из того, что если бы частицы отталкивались, то они, очевидно, не смогли бы образовать устойчивой составной частицы.

При этом не следует, однако, представлять себе, что это взаимодействие отвечает потенциальной энергии, именно

равной $2,23 \text{ Мэв}$, как это было бы в классической механике в случае двух покоящихся частиц. Такая картина покоящихся связанных частиц не может быть перенесена в квантовую механику. Действительно, согласно самому смыслу слов «связанная система», в этой системе частицы находятся на малом расстоянии друг от друга и, следовательно, неопределенность в их взаимном расстоянии Δr мала; отсюда следует в согласии с законами квантовой механики, что их взаимный импульс не может быть мал, а должен быть, по крайней мере, порядка $\hbar/\Delta r$. Это, в частности, означает, что

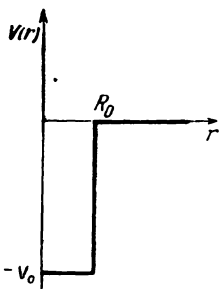
энергия связи определяется отнюдь не только величиной энергии взаимодействия, но и теми эффективными расстояниями, на которых действуют ядерные силы.

Для того чтобы сделать наглядными квантово-механические свойства взаимодействия, рассмотрим простую модель взаимодействия протона и нейтрона, так называемую «прямоугольную потенциальную яму». Именно предположим, что потенциал ядерных сил строго равен нулю на взаимных расстояниях $r > R_0$, где R_0 — некоторая постоянная; при меньших расстояниях будем считать потенциал постоянным и равным по

Рис. 1. Зависимость потенциала от расстояния между частицами в модели «прямоугольной ямы».

абсолютной величине V_0 (так как ядерные силы — суть силы притяжения, то этот потенциал должен быть отрицательным). График этого потенциала $V(r)$ изображен на рис. 1, из которого ясно, почему он называется прямоугольной ямой.

Вспоминая, что величина силы равна производной от потенциала, мы видим, что прямоугольной потенциальной яме отвечает картина двух частиц, взаимодействующих лишь тогда, когда расстояние между ними равно точно R_0 , так как при всех остальных значениях $r < R_0$ потенциал $V(r)$ постоянен; в самих же точках $r = R$ сила взаимодействия бесконечна. Ясно, что такой потенциал ни в какой мере не является естественным с физической точки зрения. Однако эта модель проста для вычислений и достаточно хорошо передает основные свойства квантово-механического



взаимодействия и потому ею часто пользуются для иллюстрации.

Прежде всего посмотрим, что происходит с системой, если мы, закрепив радиус ямы R_0 , будем (начиная с нуля) увеличивать ее глубину V . При достаточно малых V оказывается, что система вовсе не имеет связанных состояний. Для существования такого состояния, т. е. для того, чтобы могла образоваться стабильная составная частица, глубина ямы должна удовлетворять неравенству

$$V > \frac{\pi^2 \hbar^2}{8 \mu R^2},$$

где μ — приведенная масса системы ($\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$), при $m_1 = m_2$, например для системы из двух нуклонов, $\mu = \frac{m}{2}$. Это неравенство (без численного коэффициента) сразу следует, если мы заметим, что импульсу порядка \hbar/R , который, как уже говорилось, должна иметь частица в потенциальной яме радиуса R , отвечает кинетическая энергия порядка $\hbar^2/\mu R^2$. Указанное неравенство, грубо говоря, сводится к требованию, чтобы глубина ямы была бы больше кинетической энергии частицы.

Когда глубина ямы становится больше, чем величина $\frac{\pi^2 \hbar^2}{8 \mu R^2}$, то у системы появляется один уровень. При дальнейшем увеличении глубины ямы увеличивается по абсолютной величине и энергия уровня. Однако величина энергии уровня остается существенно меньше глубины ямы.

Энергия уровня остается сравнительно малой, когда глубина ямы достигает больших значений. Это иллюстрирует рис. 2, где показана зависимость энергии уровня от глубины ямы. Из этого рисунка видно, что при оценке интенсивности

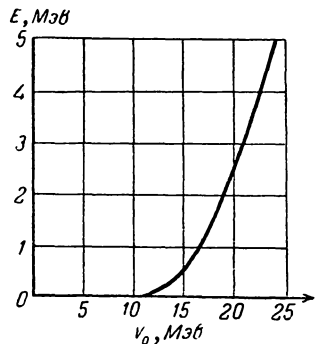


Рис. 2. Энергия уровня в прямоугольной потенциальной яме.

Радиус ямы принят равным $2,80 \cdot 10^{-13}$ см.

взаимодействия на основании данных об энергии связи надо проявлять осторожность, ибо может оказаться, что интенсивность взаимодействия во много раз превышает энергию связи. Именно такое положение имеет место в случае дейтрона. Связанное состояние дейтрона лежит вблизи самого края потенциальной ямы, так что его энергия связи $2,23 \text{ Мэв}$ значительно меньше энергии взаимодействия нейтрона и протона. Это свойство дейтрона весьма существенно для анализа рассеяния нейтронов протонами. К этому анализу мы и перейдем, напомнив только некоторые сведения из квантовой теории рассеяния, которые нам в дальнейшем понадобятся.

Теория рассеяния нейтронов протонами несколько усложнена тем, что частицы имеют спины. Однако теория рассеяния частиц без спина сохраняет основные черты более полной теории. Поэтому мы, избегая длинных формул, напомним результаты более простой теории рассеяния частиц, лишенных спина в некотором сферически симметричном поле сил (т. е. поле, потенциал которого не зависит от углов). С точки зрения аппарата квантовой механики процесс рассеяния в таком поле описывается наложением плоской волны, отвечающей падающему пучку частиц, и сферической расходящейся волны, отвечающей частицам, рассеянным силовым центром.

Плоская волна, распространяющаяся вдоль положительного направления оси z , изображается волновой функцией e^{ikz} (при амплитуде, равной единице, эта функция изображает поток частиц интенсивностью в v частиц в 1 сек. через 1 см^2 , v — скорость частицы $v = \frac{1}{m} \hbar k$). Сферическая волна, расходящаяся на большое расстояние от рассеивающего центра, описывается функцией $f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$, где r — расстояние от рассеивающего центра, а $f(\theta)$ — некоторая зависящая от полярного угла амплитуда рассеяния, описывающая угловое распределение рассеянных частиц и их интенсивность. Положительный знак в показателе экспоненты определяет направление рассеяния — от рассеивающего центра на бесконечность.

Введенная таким способом амплитуда рассеяния и есть квантово-механическая характеристика процесса. Нетрудно

видеть, что $f(\theta)$ имеет размерность длины. Это следует из того, что $f(\theta)/r$ должно иметь ту же размерность, что и e^{ikz} , т. е. быть безразмерной. Поэтому $f(\theta)$ иногда называют еще *длиной рассеяния* (обычно это название применяется при малых энергиях частиц, когда $-f(\theta)$ обращается в постоянную, не зависящую ни от углов, ни от энергии). Измеряемые на опыте сечения рассеяния связаны с $f(\theta)$ простым соотношением

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 d\omega$$

($d\omega$ — элемент телесного угла).

Квантовая механика дает метод, с помощью которого можно связать амплитуду рассеяния со свойствами системы. Для этого мы прежде всего должны разложить падающую волну на сферические волны: падающий поток с заданным значением импульса частиц $\hbar k$ представляется в виде суммы потоков, каждый из которых имеет заданный момент количества движения. Это можно сделать, так как в поле с центральной симметрией момент количества движения есть интеграл движения, описываемый азимутальным квантовым числом L (квадрат момента количества движения $|L|^2 = L(L+1)\hbar^2$). Каждая сферическая волна с заданным L будет иметь свою угловую зависимость, описываемую множителем $P_L(\cos \vartheta)$ — полиномом Лежандра. Волна с $L=0$ является сферически симметричной: $P_0(\cos \vartheta) = 1$; волна с $L=1$ описывается множителем $P_1(\cos \vartheta) = \cos \vartheta$, волна с $L=2$ — множителем $P_2(\cos \vartheta) = \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{2}$ и т. д.

В курсах квантовой механики показывается, что в разложении плоской волны по сферическим волнам член, отвечающий волне с моментом $L\hbar$, имеет на больших расстояниях от начала координат вид

$$\Psi_L \sim \frac{1}{r} \sin \left[(\mathbf{kR}) + \frac{L\pi}{2} \right] P_L(\cos \vartheta) \quad (r \rightarrow \infty).$$

Если на пути падающего пучка имеется рассеивающий центр, то вид функции изменится. При этом, однако, на больших расстояниях от начала координат ее зависимость от расстояния останется почти той же, так как на этих расстояниях поле практически отсутствует и волновая функция должна удовлетворять волновому уравнению свободной

частицы. Рассеяние скажется лишь в том, что фаза функции изменится на некоторое постоянное слагаемое δ_L :

$$\Psi'_L \sim \frac{1}{r} \sin \left[(\mathbf{kR}) + \frac{L\pi}{2} + \delta_L \right].$$

Изменение фазы (или, как обычно говорят, просто фаза) δ_L является характеристикой, описывающей рассеяние L -ой шаровой волны.

Фаза δ_L оказывается связанной простым соотношением с амплитудой рассеяния. Именно:

$$f(\theta) = \lambda \sum_L (2L+1) \frac{e^{2i\delta_L} - 1}{2i} P_L(\cos \theta),$$

где

$$\lambda = \frac{1}{k},$$

или в несколько другой форме

$$f(\theta) = \lambda \sum_L (2L+1) e^{i\delta_L} \sin \delta_L P_L(\cos \theta).$$

Это выражение для амплитуды рассеяния комплексно; чтобы получить сечение рассеяния, надо вычислить квадрат модуля $f(\theta)$.

Нетрудно видеть, что полное сечение рассеяния будет описываться формулой

$$\sigma_t = \int |f(\theta)|^2 d\Omega = 4\pi\lambda^2 \sum_L (2L+1) \sin^2 \delta_L.$$

Для волны с моментом $L=0$, например, получаем:

$$\sigma(L=0) = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0.$$

Рассеяние частиц с моментом ноль называют S -рассеянием.

Сразу видно, что сечение S -рассеяния не может быть сколько угодно большим. Так как $\sin \delta_0$ не может быть больше единицы, то

$$\sigma_L(L=0) \leq 4\pi\lambda^2.$$

Для волны с $L = 1$ (P -рассеяние), $L = 2$ (D -рассеяние) и т. д. сечение ограничено величиной $4\pi(2L+1)\lambda^2$.

Мы видим, что значения фаз полностью характеризуют рассеяние. Поэтому первой задачей анализа результатов опытов является определение фаз; величины фаз, полученные при этом, дают сведения о существенных чертах взаимодействия между частицами. Строго говоря, знание фаз рассеяния позволяет вычислить зависимость сил взаимодействия от расстояния, однако такая задача требует очень подробных сведений о фазах и до сих пор это не было проведено ни для одного случая. Следует иметь в виду, что и само определение фаз из измеренных сечений есть сложная задача, которая особенно запутывается, если частицы имеют спины. В последнем случае для получения полных данных необходимо произвести опыты с поляризованными частицами.

Посмотрим теперь, какие значения могут принимать фазы, каков возможный интервал их изменения?

Легко видеть, что фазам δ_L и $\delta_L + \pi$ отвечает одна и та же волновая функция. Таким образом, фаза определена лишь с точностью до произвольного слагаемого, кратного π . Для того, чтобы избавиться от этой формальной неоднозначности, удобно ограничить интервал изменений фазы. Так, в качестве такового можно принять, что либо

$$0 \leq \delta \leq \pi,$$

либо же

$$-\frac{\pi}{2} \leq \delta \leq \frac{\pi}{2}.$$

Обычно интервал выбирается соответственно последнему способу.

Хотя зависимость величины фазы от энергии определяется свойствами взаимодействия весьма сложным образом, можно высказать некоторое общее утверждение относительно ее величины при достаточно малых энергиях. Именно для системы, в которой нет кулоновских сил (например, для системы, состоящей из нейтрона и протона) и в которой силы действуют лишь на малых расстояниях, фаза зависит от энергии системы E (или от величины ее волнового вектора k) по формуле

$$\delta_L \sim k^{2L+1} \sim \frac{1}{\lambda^{2L+1}} \sim E^{L+\frac{1}{2}}.$$

Согласно формуле фазы уменьшаются с уменьшением энергии, причем тем быстрее, чем больше L . Медленнее всего падает S -фаза (т. е. фаза δ_0), при достаточно малых энергиях системы, очевидно, только она одна и будет определять рассеяние. Физически это означает, что при достаточно малой энергии рассеяние всегда становится сферически симметричным, причем его сечение перестает зависеть от энергии. Последнее видно из того, что сечение пропорционально произведению λ^2 на $\sin^2 \delta_0$ или просто на δ_0^2 , так как δ_0 мало. Но δ_0 само пропорционально $\frac{1}{\lambda}$, а потому произведение $\lambda^2 \delta_0^2$ не зависит от энергии.

Общие соображения, изложенные выше, не дают сведений относительно знака фаз при малой энергии. Он связан с тем, являются ли силы взаимодействия силами притяжения или отталкивания. Если частицы притягиваются, то $\delta > 0$, если частицы отталкиваются, то $\delta < 0$. Однако такая простая связь между знаком фазы и типом взаимодействия справедлива лишь в случае отсутствия у системы связанных состояний. В потенциальной яме, в которой нет уровня, т. е. в сравнительно «мелкой» яме, фаза положительна. Если увеличивать глубину ямы, то фаза будет расти, приближаясь к $\frac{\pi}{2}$ по мере приближения глубины ямы к значению, при котором в ней появляется уровень. Так как мы ограничили интервал изменения фазы углами $-\frac{\pi}{2} < \delta < +\frac{\pi}{2}$, то фаза $\frac{\pi}{2}$ тождественна фазе $-\frac{\pi}{2}$; при дальнейшем же увеличении глубины ямы фаза будет расти от $-\frac{\pi}{2}$ до 0, оставаясь отрицательной.

Определяя фазы из экспериментальных данных, необходимо иметь в виду, что общий знак фаз определить труднее, чем их величину. Если изменить знаки всех фаз в выражении для сечения рассеяния на обратные, то это выражение не изменится; при таком преобразовании амплитуда рассеяния перейдет в комплексно-сопряженную функцию, квадрат же ее модуля останется тем же самым. Поэтому определить фазы непосредственно из рассеяния можно лишь с точностью до общего знака. Для того чтобы определить знак фаз, надо их связать с фазами рассеяния на потенциале, для которого они могут быть найдены теоретически.

Таким потенциалом является, например, кулоновский потенциал. Если мы имеем систему, в которой действуют как кулоновские силы, так и силы, закон которых изучается (ядерные в нашем случае), то благодаря интерференции сечение рассеяния оказывается зависящим от знака фаз ядерных сил, так как фазы кулоновского рассеяния известны как по величине, так и по знаку теоретически. Таким образом, определяются фазы рассеяния протонов протонами.

В случае же рассеяния нейтронов протонами знак фаз определить подобным образом нельзя, и для его определения необходимо использовать факт существования связанного состояния у системы, состоящей из протона и нейтрона — дейтрона. К этому мы вернемся позже.

Поставим теперь вопрос о возможных формах взаимодействия нуклонов с учетом их спинов. При этом мы сразу ограничим себя нуклонами, движущимися со скоростями, небольшими по сравнению со скоростью света, так как именно таковы скорости нуклонов в большинстве явлений, с которыми имеет дело ядерная физика. Для таких скоростей можно ожидать, что потенциал взаимодействия не будет зависеть от скорости. Это сильно сокращает возможности выбора формы потенциала. При отсутствии спина отсюда следовало бы, что взаимодействие зависит только от взаимного расстояния этих частиц. Однако у нуклонов взаимодействие может зависеть и, как показывает опыт, действительно зависит еще и от ориентации их спинов.

Попробуем определить, какой вид может иметь формула для потенциала? Мы знаем, что это взаимодействие должно определяться расстоянием между частицами r и векторами их спинов \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 . Очевидно, что в формулу для потенциала может входить одно слагаемое, зависящее только от координат $V_1(r)$, дальнейшие слагаемые должны зависеть от спинов. Благодаря специфическим квантовым свойствам вектора спина \mathbf{s} , при спине $\frac{1}{2}$ его компоненты могут входить только в первой степени, ибо любая квадратичная комбинация компонент этого вектора сводится с помощью следующих соотношений к одной компоненте или просто к постоянному числу:

$$s_x^2 = s_y^2 = s_z^2 = \frac{1}{4}, \quad s_x s_y = \frac{1}{2} i s_z, \quad s_y s_z = \frac{1}{2} i s_x, \quad s_z s_x = \frac{1}{2} i s_y.$$

Поэтому из двух векторов спинов можно составить только один скаляр ($\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2$) и в выражение для потенциальной энергии войдет слагаемое $V_2 \cdot (\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2)$, где V_2 — некоторая новая функция координат. Дальнейшие слагаемые могут содержать еще проекцию спина на направление радиуса-вектора ($\mathbf{s}_1\mathbf{n}$) или ($\mathbf{s}_2\mathbf{n}$), где \mathbf{n} — единичный вектор (\mathbf{r}/r). Однако эти произведения не могут входить каждый в отдельности; вектор спина \mathbf{s}_1 является псевдовектором (или, как говорят, аксиальным вектором). Это значит, что при переходе от правой системы координат к левой он меняет свое направление на обратное (как и всякий вектор момента количества движения). Следовательно, и произведение ($\mathbf{s}_1\mathbf{n}$) не является скаляром, а есть псевдоскаляр, знак его зависит от выбора системы координат.

Поэтому в выражение для потенциальной энергии, скаляра по определению, может входить только произведение ($\mathbf{s}_1\mathbf{n}$) \times \times ($\mathbf{s}_2\mathbf{n}$), являющееся уже настоящим скаляром. Нетрудно видеть, что никаких других скалярных выражений, не зависящих от скоростей, составить нельзя, и для энергии взаимодействия мы получаем выражение

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) + V_3(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{n})(\mathbf{s}_2\mathbf{n}).$$

Это выражение включает в себя все возможные типы взаимодействия двух протонов. Однако оно еще не исчерпывает всех возможных типов взаимодействия между протоном и нейтроном.

Опыт показывает, что в процессе рассеяния может происходить еще один процесс, неизвестный в классической механике. Именно, частицы при взаимодействии могут обмениваться зарядами. Возможность существования обменных сил связана с очень большим сходством между протоном и нейтроном — можно себе представить, что когда эти частицы находятся близко друг от друга, какая-то относительно легкая заряженная частица переходит от протона к нейтрону (или от нейтрона к протону), изменяя таким образом их заряды. Существование таких заряженных частиц сейчас несомненно: это π -мезоны, о которых будет еще идти речь в дальнейшем.

Для описания обменного взаимодействия мы должны построить по аналогии с предыдущим такой же потенциал, который будет характеризоваться еще тремя скалярными функциями $V_4(r)$, $V_5(r)$ и $V_6(r)$:

$$V_{\text{обм}}(r) = [V_4(r) + V_5(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) + V_6(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{n})(\mathbf{s}_2\mathbf{n})] P.$$

Здесь P — оператор, обменивающий местами нейтрон и протон. Таким образом, описание взаимодействия в системе протон — нейтрон требует задания целых шести функций, нахождение которых и является задачей исследования — задачей, еще очень далекой от своего разрешения. Если бы рассеивающиеся частицы не имели спина и не обменивались бы зарядами, то задача сводилась бы к нахождению всего одной функции — наличие спина и заряда делает ее решение несравненно более сложной.

Опыт показывает, что интенсивностью всех шести типов взаимодействия одного порядка величины; повидимому, нет оснований пренебречь хотя бы одним из этих типов.

Выражение для потенциала, полученное выше, можно написать в несколько иной форме, в которой видна его связь с величиной спина системы. Две частицы — протон и нейтрон — могут находиться в состоянии, в котором их суммарный спин равен нулю, либо в состоянии с суммарным спином 1. Первое состояние называется синглетным (мультиплетность равна 1), второе триплетным (мультиплетность равна 3). Напомним, что вообще мультиплетностью системы называют число $2S + 1$, где S — величина спина (мультиплетность равна числу возможных ориентаций вектора спина \mathbf{S}). В состояниях с $S = 0$ спин, очевидно, не может играть никакой роли, и в таких состояниях потенциал каждой из форм взаимодействия (простого и обменного) может зависеть только от расстояния; обозначим его через $U_1(r) + U_{1обм}(r)P$. В состоянии с $S = 1$ спины параллельны, и потенциал можно разложить на две части: одну, не зависящую от направления полного спина в пространстве, запишем ее в виде: $U_2(r) + U_{2обм}(r)P$, а вторую, зависящую от этого направления. Зависимость от направления в системе из двух частиц может появиться только благодаря существованию выделенного направления — вектора, соединяющего обе частицы; зависимость потенциала от направления может поэтому определяться псевдоскаляром $(\mathbf{S}\mathbf{n})$.

Благодаря псевдоскалярному характеру произведения $(\mathbf{S}\mathbf{n})$ оно может входить в потенциал лишь квадратично в форме $(\mathbf{S}\mathbf{n})^2$. Более высокие степени исключаются благодаря квантовыми свойствами вектора \mathbf{S} при $S = 1$.

Обычно принята более удобная форма записи этого потенциала. Именно член, зависящий от направления спина,

выбирается в такой форме, чтобы средняя его величина по всем направлениям равнялась бы нулю. Усредняя выражение $(S\mathbf{n})^2 = \sum S_i S_k n_i n_k$ по всем направлениям вектора \mathbf{n} и пользуясь соотношениями

$$\overline{n_i n_k} = \frac{1}{3} \delta_{ik}$$

(они сразу получаются, если вспомнить, что n_i — направляющие косинусы прямой, соединяющей обе частицы), получим:

$$\sum_{i, k} \overline{S_i S_k n_i n_k} = \frac{1}{3} \sum_{i, k} S_i S_k \delta_{ik} = \frac{1}{3} \sum_i S_i^2 = \frac{1}{3} S(S+1) = \frac{2}{3}.$$

Последнее равенство использует выражение для квадрата квантового вектора момента количества движения с $S=1$.

Пользуясь выведенной формулой, мы напишем множитель, определяющий зависимость потенциала от направления в виде

$$[U_3(r) + U_3 \text{ обм}(r) P] \left[(S\mathbf{n})^2 - \frac{2}{3} \right].$$

Таким образом, в синглетных состояниях потенциал имеет вид

$$U_{\text{синг}} = U_1(r) + U_1 \text{ обм}(r) P,$$

а в триплетных

$$U_{\text{трипл}} = [U_2(r) + U_2 \text{ обм}(r) P] + [U_3(r) + U_3 \text{ обм}(r) P] \left[(S\mathbf{n})^2 - \frac{2}{3} \right].$$

Ясно, что число функций, описывающих взаимодействие (именно шесть), осталось таким же независимо от перехода к другому представлению. Никакие общие соображения не могут нам помочь в уменьшении числа этих функций. Так нельзя установить никакой общей связи между взаимодействиями в синглетном и триплетном состояниях — связь функций $U_1(r)$ и $U_2(r)$ обусловлена свойствами конкретной ядерной системы — протона и нейтрона в нашем случае. Опыт показывает, что и последний член — потенциал тензорных сил, как его называют*), — столь же существенен, как и остальные составляющие.

*) Название тензорных связано с тем, что спин в потенциал входит в виде тензора с составляющими $S_i S_k$.

Одним из первых опытных фактов, указавших на роль тензорных сил, было наличие у дейтрона квадрупольного момента. Спин дейтрона равен единице — это можно описывать как результат сложения двух параллельных спинов протона и нейтрона, каждого равного $1/2$. Если бы тензорных сил не было, то спин дейтрона не был бы связан с его осью — линией, соединяющей протон и нейтрон. Это означало бы, что распределение заряда в дейтроне не связано с направлением спина, спин не выделяет в дейтроне никакого направления и, следовательно, распределение заряда может быть в среднем только сферически симметричным. С другой стороны, известно, что сферически симметричное распределение заряда создает поле, тождественное полю точечного заряда, т. е. такая система не имеет никаких электрических моментов, в том числе и квадрупольного. Наличие у дейтрона квадрупольного момента следует поэтому интерпретировать как указание на несимметрию в распределении заряда.

Очень грубо говоря, дейтрон, в смысле его электрических свойств, эквивалентен заряженному эллипсоиду вращения с осью вращения, параллельной спину, причем вытянутому эллипсоиду, так как квадрупольный момент дейтрона положителен.

Величина квадрупольного момента дейтрона, правда, невелика. Однако это обстоятельство связано не с малостью сил взаимодействия, а с сравнительно большими размерами дейтрона. Из-за малой энергии связи дейтрона протон и нейтрон в среднем находятся на сравнительно больших расстояниях друг от друга (большем радиуса действия ядерных сил). Как показывает расчет, для того чтобы создать даже небольшой по величине квадрупольный момент системы с большим расстоянием между частицами, необходимо, чтобы тензорные силы были велики.

Таким образом, оказывается, что уже описание простейшей ядерной системы — системы из двух частиц — весьма сложно, а потому исследование ядерных систем дало к настоящему времени значительно меньше сведений, чем в случае атомных систем, в которых кулоновское поле приводит к сравнительно простым и хорошо понятным сейчас закономерностям.

ЛЕКЦИЯ ВТОРАЯ
ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ
(РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ)

Как мы уже говорили, опытные данные о системе протон — нейтрон получены при изучении рассеяния нейтронов протонами и при изучении свойств дейтрона. Анализ этих данных, задачей которого является нахождение фаз, требует прежде всего разложения рассеянных волн по шаровым функциям. Благодаря спинам протона и нейтрона разложение оказывается несколько более сложным, чем в описанном случае бесспиновых частиц. Прежде всего мы должны провести классификацию возможных состояний системы. В случае бесспиновых частиц состояние определялось азимутальным квантовым числом L . При наличии спина состояние системы определяется еще и спиновым квантовым числом S . Если спин и координаты не связаны между собой, то у системы сохраняются, в отдельности момент орбитального движения и спиновый момент. Связь между спином и орбитой приводит к тому, что векторы \mathbf{L} и \mathbf{S} в отдельности уже не сохраняются, а сохраняется лишь вектор полного момента количества движения \mathbf{J}^*), равный сумме векторов орбитального и спинового моментов.

Кроме момента \mathbf{J} , в ядерной, как и во всякой другой квантовой системе, сохраняется еще одна величина — *четность*, не имеющая классической аналогии. Четность определяет свойство волновой функции системы относительно отражения в начале координат. Четность положительна, если волновая функция системы не меняет знака при этом отражении; в этом случае говорят, что система *четная*.

*) Квантовое число, соответствующее полному моменту количества движения, в дальнейшем будем обозначать через J .

Четность отрицательна, если при этом отражении волновая функция меняет знак (система *нечетная*). Разделение систем по четности аналогично разделению векторных величин на настоящие и псевдовеличины, о котором мы говорили вначале.

Состояния системы из двух частиц обозначаются так же, как это делается в атомной спектроскопии. Большой буквой обозначают орбитальный момент; величинам азимутального квантового числа $L=0, 1, 2, 3, 4, 5$ и т. д. отвечают буквы S, P, D, F, G, \dots . Слева вверху ставят индекс — мультиплетность $2S+1$, справа внизу — значение J . Так 3D_3 означает триплетное состояние с $L=2$ и с суммарным моментом, равным 3.

Выпишем сначала синглетные состояния. Так как спин в таких состояниях равен нулю, то J совпадает с L , и мы получаем ту же классификацию, что и для частиц без спина: ${}^1S_0, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^1F_3, {}^1G_4$ и т. д.

Для триплетных состояний классификация несколько сложнее. При $L=0$ мы получаем только одно состояние, так как спин, равный 1, складываясь с $L=0$, дает единицу. Это состояние 3S_1 . В состоянии с $L=1$ мы имеем 2 вектора — орбитальный и спиновый моменты, каждый из которых по величине равен единице. Складывая их, получаем три возможных значения полного момента 0, 1 и 2. Таким образом, получим три состояния (соответственно с мультиплетностью, равной трем): ${}^3P_0, {}^3P_1$ и 3P_2 . Также для $L=2$ получим триплет ${}^3D_1, {}^3D_2$ и 3D_3 . Продолжая построение, мы придем к системе триплетов:

$${}^3S_1, \left\{ \begin{matrix} {}^3P_0 \\ {}^3P_1 \\ {}^3P_2 \end{matrix} \right\}, \left\{ \begin{matrix} {}^3D_1 \\ {}^3D_2 \\ {}^3D_3 \end{matrix} \right\}, \left\{ \begin{matrix} {}^3F_2 \\ {}^3F_3 \\ {}^3F_4 \end{matrix} \right\}, \left\{ \begin{matrix} {}^3G_3 \\ {}^3G_4 \\ {}^3G_5 \end{matrix} \right\} \text{ и т. д.}$$

Состояние 3S_1 называют триплетным для единообразия, хотя при $L=0$ имеется не три, а только одно состояние.

Установив возможные значения момента количества движения (квантовое число L) и спина системы нейтрон — протон, мы можем теперь провести классификацию состояний этой системы. Точным квантовым числом системы является J , определяющее полный момент системы и четность системы. Для системы из двух частиц четность определяется одно-

значно азимутальным квантовым числом L . Так как волновая функция системы с азимутальным числом L пропорциональна L -му полиному Лежандра $P_L(\cos \vartheta)$ и так как полином Лежандра при переходе от правой системы координат в левую умножается на $(-1)^L$ *, то четность системы определяется четностью числа L и равна $(-1)^L$. Отсюда, между прочим, и произошло само название этой квантовой характеристики.

Таким образом, состояния S , D , G и т. д. — четные состояния, а состояния P , F и т. д. — нечетные. Если теперь посмотреть на сводку возможных значений J и L , то обнаруживается, что в случае триплетных состояний задание J и четности еще не определяет, в общем случае, однозначно значение L . Это имеет место только для триплетных состояний таких, как например 3D_2 , в которых J совпадает с L , и для всех синглетных состояний. Для триплетных же состояний, для которых $J = L \pm 1$, всегда существуют два состояния с тем же значением J и четностью, но с разными L (кроме значения $J = 0$ (нечетное), которому отвечает только одно состояние 3P_0). Такие состояния «комбинируют» друг с другом. Это значит, что реальное состояние системы представляет собой наложение — суперпозицию двух состояний с двумя различными L (очевидно, отличающихся друг от друга на 2 единицы). Говоря наглядно, система лишь часть времени проводит в состоянии с каждым из значений L . Так, например, дейтрон — система с $J = 1$ (четная) — проводит примерно 96% времени в состоянии 3S_1 , а 4% в состоянии 3D_1 .

Нетрудно перечислить возможные состояния системы p — p . Эти состояния мы будем обозначать числом — значением J и в виде верхнего индекса $+$ или $-$ задавать четность системы. Так, состояние дейтрона по этой классификации будет обозначаться как (1^+) . Если состояние представляет собой наложение двух состояний с разными L , то будем записывать это символически как сумму этих состояний: например, ${}^3S_1 + {}^3D_1$ для дейтрона.

* При таком переходе ϑ заменяется на $\pi - \vartheta$ и $\cos \vartheta$ на $-\cos \vartheta$. С другой стороны, полиномы Лежандра с четным L являются четными функциями своего аргумента, а полиномы с нечетным L — нечетными функциями. Отсюда и следует сделанное утверждение.

Возможные состояния системы $n-p$ представлены в табл. 1.

Мы разбили все состояния на синглеты и триплеты. Вообще говоря, из сказанного выше не следует, что синглеты и триплеты не могут комбинировать (например, состояния 1D_2 и 3D_2). Однако можно показать, что если энергия

Т а б л и ц а 1

Синглеты	Триплеты
$(0^+) {}^1S_0$	$(0^-) {}^3P_0$
$(1^-) {}^1P_1$	$(1^+) {}^3S_1 + {}^3D_1$
$(2^+) {}^1D_2$	$(1^-) {}^3P_1$
$(3^-) {}^1F_3$	$(2^+) {}^3D_2$
и т. д.	$(2^-) {}^3P_2 + {}^3F_2$
	$(3^+) {}^3D_3 + {}^3G_3$
	и т. д.

взаимодействия зависит только от координат и спинов (т. е. не зависит от скоростей), то эти состояния не комбинируют.

Одной из важных особенностей системы $n-p$ является существование в этой системе связанного состояния — дейтрона. Дейтрон имеет энергию связи $2,23$ Мэв. Как уже отмечалось, эта величина не отражает интенсивности взаимодействия между нейтроном и протоном. Реальная «потенциальная яма» значительно глубже, чем $2,23$ Мэв. Если описывать взаимодействие моделью потенциальной ямы, то глубина такой ямы должна превышать 30 Мэв. Сравнительная малость энергии связи свидетельствует лишь о том, что глубина «ямы» лишь не на много превышает ту глубину, при которой появляется первый уровень. Если энергия связи была бы строго равна нулю, то между глубиной «ямы» и ее радиусом должно примерно выполняться соотношение

$$Vr_0^2 \sim \frac{\pi^2}{8} \frac{\hbar^2}{\mu} \approx 10^{-24} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2.$$

При радиусе $r_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ см (величина, которую, как увидим ниже, надо выбрать для согласия с опытом) $V = 25$ Мэв, в действительности V раза в полтора больше. Эти числа, между прочим, иллюстрируют еще раз, как сильно надо «углубить» яму для того, чтобы увеличить энергию связи от нуля до 2,3 Мэв.

Как мы должны классифицировать состояние дейтрона? Опыт показывает, что спин дейтрона — квантовое число J равно 1. В нашей таблице имеются три состояния с таким J . Это два состояния $(1^-) {}^1P_1$ и 3P_1 и состояние $(1^+) {}^3S_1 + {}^3D_1$. Как же определить четность дейтрона? Наиболее убедительные сведения об этом получаются из опытов по рассеянию нейтронов протонами. Это явление исследовано сейчас очень тщательно и в очень большом интервале энергий нейтронов от сотых долей электрон-вольта до сотен мегаэлектрон-вольт.

Опыт показал, что это рассеяние оказывается (в системе центра инерции) сферически симметричным при энергиях нейтронов от нуля до примерно 20 Мэв. Несомненно, что это соответствует S -рассеянию. Теория рассеяния дает возможность по вычисленной из опытных данных величине фазы рассеяния при малых энергиях определить, имеется ли у изучаемой системы неглубокий S -уровень, и вычислить энергию этого уровня, если он существует. Такой анализ рассеяния нейтронов протонами действительно приводит к заключению, что у системы существует уровень в состоянии 3S_1 и что этот уровень имеет энергию связи дейтрона. В действительности имеется еще небольшая примесь состояния 3D_1 , которое не влияет на рассеяние при малых энергиях.

Опыты по рассеянию определяют также и фазу состояния 1S_0 , которая оказывается большой при совсем малых энергиях, так что рассеяние при этих энергиях носит резонансный характер. Это означает, что взаимодействие в системе близко к такому, при котором она имеет уровень при $E = 0$. Вопрос о том, есть ли в системе уровень на самом деле или нет, связан со знаком фазы, которая должна быть в случае наличия уровня отрицательной. Однако знак фаз определить из рассеяния нейтронов свободными протонами нельзя — сечение не меняется, если изменить знаки фаз на обратные. Для определения знаков фаз необходимо изу-

чать явления, при которых происходит интерференция рассеяний в состояниях 1S_0 и 3S_1 . Таким явлением может служить рассеяние медленных нейтронов на молекулах водорода, в которых спины обоих ядер параллельны (ортоводород) и антипараллельны (параводород). Эти опыты позволили установить, что знаки фаз в состояниях 3S_1 и 1S_0 противоположны. Так как в состоянии 3S_1 имеется уровень (дейтрон), то, следовательно, в состоянии 1S_0 фаза положительна и уровня нет.

Несмотря на отсутствие уровня в состоянии 1S_0 , тем не менее оказывается удобным и для этого состояния характеризовать поведение фазы величиной некоторого «виртуального» уровня.

Пусть V_0 есть глубина ямы, при которой возникает уровень (т. е. глубина, при которой энергия уровня равна нулю). Тогда яма с глубиной $V_0 + \delta V$, где δV мало, будет иметь уровень, а яма с глубиной $V_0 - \delta V$ не будет его иметь. Фаза рассеяния при энергии, равной нулю при потенциале V_0 , будет по определению равна $\frac{\pi}{2}$. Если яму сделать немного глубже (потенциал $V_0 + \delta V$), то фаза несколько возрастет. Согласно принятому условию значения фаз должны лежать в интервале $\left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)$. Поэтому возрастание фазы означает, что она делается отрицательной, принимая значения вблизи $-\frac{\pi}{2}$. С другой стороны, потенциалу $V_0 - \delta V$, очевидно, отвечает положительная фаза со значением, близким к $\frac{\pi}{2}$.

Более точные рассуждения показывают, что рассеяние на обеих этих ямах при малой энергии будет иметь одинаковые по величине, но разные по знаку фазы. Можно говорить, что реальному уровню в яме $V_0 + \delta V$ соответствует «виртуальный» уровень той же величины в яме $V_0 - \delta V$. Такая терминология особенно удобна потому, что сечение рассеяния при малых энергиях не зависит от знака фазы, т. е. не зависит от того, является ли уровень реальным или виртуальным (рассеяние на яме $V_0 + \delta V$ и на яме $V_0 - \delta V$ происходит одинаково).

Глубина «виртуального уровня» для состояния 1S_0 оказывается равной примерно 70 кэв.

Таким образом, теория рассеяния при малых энергиях позволяет нам из измеренной величины сечения найти параметр, характеризующий взаимодействие. Оказывается, что изучение зависимости рассеяния от энергии позволяет определить еще один параметр, характеризующий взаимодействие. Таким образом, из опыта определяются всего два параметра. Им можно придать наглядный смысл, только используя для описания взаимодействия какую-нибудь модель ядерных сил. Например, если в качестве такой модели выбрать прямоугольную яму, то из опыта можно определить ее глубину и ширину.

Теория рассеяния, позволяя определить две характеристики взаимодействия, в то же время показывает, что из рассеяния нейтронов небольших энергий нельзя определить ничего большего, чем две постоянные. Поэтому из опытов с нейтронами небольших энергий нельзя определить истинную форму потенциала даже в простейшем случае синглетного состояния, в котором взаимодействие, как уже указывалось, описывается всего одной функцией*). Опытные данные можно описать почти любым потенциалом, лишь бы он приводил к исчезновению взаимодействия на больших расстояниях. В разных работах принимаются различные формы потенциала, зависящие от двух параметров. Это может быть описанная выше прямоугольная яма с параметрами: радиусом r и глубиной V , потенциал вида

$$V_0 \frac{e^{-\alpha r}}{r}$$

с параметрами V_0 и α и различные другие. Действительная форма потенциала пока еще остается неизвестной, так как оказалось, что пока и опыты с нейтронами больших энергий не смогли еще дать ответа на эту проблему. Рассмотрение конкретной формы потенциала может служить сейчас только для более наглядной иллюстрации вида взаимодействия. Для такой иллюстрации можно указать, что рассеяние в состоянии 1S_0 можно описать прямоугольной ямой радиусом $2,8 \cdot 10^{-13}$ см и глубиной несколько большей 10 Мэв.

*) Роль этой функции в состоянии 1S_0 играет сумма потенциалов $V_1 + V_1 \text{ обм}$

Значительно сложнее складывается положение в триплетном состоянии 3S_1 . В триплетных состояниях, как указывалось выше, существенную роль играют тензорные силы, и состояние 3S_1 оказывается смешанным с состоянием 3D_1 . Если пренебречь для наглядности тензорными силами, то и в этом состоянии можно описать рассеяние прямоугольной ямой. При этом в триплетном состоянии «яма» должна иметь ширину меньшую, чем в случае синглетного потенциала, а глубина ее должна быть примерно в три раза больше, чем в синглетном состоянии. Эти числа дают нам представление о зависимости взаимодействия от взаимной ориентации спинов сталкивающихся частиц.

Для оценки величины тензорных сил опыты с медленными нейтронами не дают никаких данных. Для их оценки мы можем воспользоваться только одним числом — величиной квадрупольного момента дейтрона, что совершенно недостаточно для анализа. Можно только утверждать, что тензорные силы имеют примерно тот же порядок величины, как и силы обычного типа.

Перейдем теперь ко второй системе: системе $p-p$. Она отличается от рассмотренной системы $n-p$ прежде всего тем, что между двумя протонами существует электрическое взаимодействие. Наличие специфического ядерного взаимодействия проявляется здесь в том, что распределение протонов, рассеянных протонами, отклоняется от вычисленного на основании закона Кулона (так называемое *резерфордское рассеяние*).

Кроме того, существенную роль играет тождественность обоих протонов. Эта роль определяется требованиями, накладываемыми на систему принципом Паули. Согласно принципу Паули волновая функция системы должна быть антисимметрична относительно перестановки координат и спинов обеих частиц (т. е. должна менять знак при такой перестановке). Триплетные состояния системы суть состояния, в которых волновая функция не меняется при перестановке спинов частиц, в синглетных состояниях волновая функция меняет свой знак при такой перестановке на обратный. Поэтому для того, чтобы волновая функция была в целом антисимметричной, необходимо, чтобы в триплетных состояниях она меняла знак на обратный при перестановке координат обеих частиц (состояния были бы нечетными состояниями)

и не менялась при такой перестановке в синглетных состояниях (т. е. синглетные состояния должны быть четными состояниями). Отсюда следует, что в системе $p-p$ реализуются не все состояния, возможные для системы $p-p$, в которой не было никакой связи между четностью

Таблица 2

Синглеты	Триплеты
$(0^+) \ ^1S_0$	$(0^-) \ ^3P_0$
$(2^+) \ ^1D_2$	$(1^-) \ ^3P_1$
$(4^+) \ ^1G_4$	$(2^-) \ ^3P_2 + ^3F_2$
и т. д.	$(3^-) \ ^3F_3$
	и т. д.

состояния и симметрией волновой функции, а только половина этих состояний.

Возможные состояния системы $p-p$ представлены в табл. 2.

Опыты по рассеянию протонов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт позволяют сделать важные заключения о взаимодействии в состоянии 1S_0 . Теория рассеяния и в этом случае позволяет свести

обработку экспериментальных данных по рассеянию к определению двух постоянных. Самым важным фактом, открытым в опытах по рассеянию протонов протонами, было открытие практической тождественности ядерного взаимодействия между нейтроном и протоном, с одной стороны, и двумя протонами, с другой.

Если записывать потенциал взаимодействия двух протонов в состоянии 1S_0 в виде

$$\frac{e^2}{r} + V(r),$$

т. е. в виде суммы кулоновского потенциала и потенциала ядерных сил, то параметры потенциала $V(r)$ практически совпадают с параметрами потенциала $V_1 + U_{1 \text{ обм}} P$ в состоянии 1S_0 системы $p-p$. Отсюда, в частности, следует, что у системы $p-p$ (так же, как и в состоянии 1S_0 системы $n-p$) нет стабильного уровня. Другими словами, отсюда следует, что в природе не может существовать ядра He^2 .

Сходство взаимодействия в системах $p-p$ и $n-p$ носит фундаментальный характер. Оно указывает на очень глубокую симметрию, существующую между обеими частицами. Эта симметрия значительно шире, чем зарядовая симметрия,

проявляющаяся в одинаковом спектре уровней зеркальных ядер и выражающая тождество сил между протонами и между нейтронами. Вся совокупность имеющихся сейчас данных о поведении нуклонов как при малых энергиях, так и при больших делает правдоподобным утверждение, что свойства всех трех систем $p-p$, $p-n$ и $n-n$ очень близки друг к другу не только при рассеянии в состоянии 1S_0 , для которого у нас есть прямое доказательство, а вообще во всех явлениях, в которых роль кулоновских сил мала. Это свойство получило название *изотопической* (или зарядовой) *инвариантности*.

Заметим, что изотопическая инвариантность отнюдь не приводит к полной эквивалентности взаимодействий трех различных пар частиц, так как система $n-p$ имеет состояния, в которых система из одинаковых частиц вообще не может находиться. Ясно, что взаимодействия в этих состояниях непосредственно не связаны со свойствами систем $p-p$ или $n-n$. Говоря об изотопической инвариантности, следует поэтому подчеркивать, что речь идет о равенстве взаимодействий в одинаковых состояниях различных систем.

Для использования свойства изотопической инвариантности удобно ввести некоторый формальный аппарат, который оказывается очень удобным для получения выводов о свойствах различного рода ядерных систем. Поэтому, несмотря на кажущуюся абстрактность, мы изложим основные черты схемы такого аппарата.

Исходным положением схемы является рассмотрение нейтрона и протона как двух разных «зарядовых состояний» одной частицы. Эти два зарядовых состояния нуклона описывают с помощью введения нового понятия *изотопического спина*. Частица характеризуется в этой схеме новым вектором — вектором изотопического спина τ , равным по абсолютной величине $1/2$, который, как и обычный спин $1/2$, может иметь только два значения проекции на выделенную в некотором вспомогательном изотопическом пространстве ось — ось ζ (остальные две оси обозначают через ξ и η). Проекция $+1/2$ означает, что частица — протон, проекция $-1/2$ означает, что частица — нейтрон. Переход от нейтрона к протону означает изменение проекции от $-1/2$ к $+1/2$. По аналогии с обычным пространством такую операцию можно описывать как поворот в изотопическом пространстве на 180° вокруг оси ξ . (В обычном пространстве это был бы поворот относительно осей x

или у.) Если система состоит из нескольких нуклонов, то их изотопические спины складываются по правилам сложения квантовых векторов. Проекция суммарного изотопического спина системы на ось ζ равняется для такой системы нейтронному избытку $N - Z^*$), умноженному на $-1/2$, ибо каждый протон вносит в эту проекцию вклад, равный $+1/2$, а каждый нейтрон — вклад, равный $-1/2$.

Понятие изотопического пространства носит сугубо формальный характер. Поэтому не следует искать ответа на вопрос о его взаимоотношении с обычным пространством или о наглядном смысле этого пространства.

Удобство изотопического пространства состоит в том, что в новых терминах легко математически сформулировать свойство изотопической инвариантности. Если не принимать во внимание кулоновские силы, то система из двух протонов отличается от системы, состоящей из одного протона и одного нейтрона только поворотом в изотопическом пространстве. Аналогичные состояния этих двух систем (т. е. состояния с одинаковыми квантовыми числами) рассматривают как состояния, соответствующие разным проекциям изотопического спина системы из двух нуклонов на ось ζ в изотопическом пространстве. Изотопическая инвариантность выражается при таком рассмотрении как свойство инвариантности системы относительно поворотов в этом изотопическом пространстве. Заметим, что зарядовая симметрия — инвариантность свойств системы относительно замены всех нейтронов в системе на протоны и наоборот, являющаяся частным случаем изотопической инвариантности, описывается в этой схеме как инвариантность относительно поворота в изотопическом пространстве на угол 180° вокруг оси, лежащей в плоскости $\xi\eta$.

Свойство изотопической инвариантности не относится, очевидно, к кулоновскому взаимодействию. Это видно и формально: заряд определяется проекцией изотопического спина, следовательно, кулоновское взаимодействие зависит от величины проекций изотопического спина, которые, очевидно, не инвариантны относительно вращений системы координат.

Введение изотопического спина позволяет продолжить классификацию состояний системы двух нуклонов, введя

*) Z — атомный номер и N — число нейтронов.

новое квантовое число — изотопический спин. Так как каждый из нуклонов имеет изотопический спин, равный половине, то согласно правилам сложения квантовых векторов их векторная сумма может равняться либо единице, либо нулю. Поэтому все состояния системы можно разбить на две группы: одна отвечает изотопическому спину $T=1$, другая $T=0$.

Изотопический спин $T=1$ может иметь три значения проекции. Согласно указанным выше правилам проекции $T_z = -1$ отвечает заряд системы 0, проекции $T_z = 0$ — заряд $+1$ (в единицах e — величины заряда электрона), проекции $T_z = 1$ — заряд $+2$. Отсюда видно, что система с $T=1$ может быть реализована двумя нейтронами, двумя протонами, либо же нейтроном и протоном, причем в последнем случае к состояниям с $T=1$ будут относиться только те из состояний системы $p-p$, которые могут существовать и у системы из двух одинаковых частиц, т. е. состояния, удовлетворяющие принципу Паули.

Состояние с $T=0$ имеет только одну проекцию $T_z = 0$; к нему относятся все состояния системы $p-p$, не удовлетворяющие принципу Паули. Нетрудно видеть, что эти состояния описываются симметричной волновой функцией (т. е. эти состояния суть четные триплеты и нечетные синглеты).

Таким образом, мы приходим к следующей классификации состояний:

$$\begin{array}{lll} \text{при } T=1 & {}^1S_0, {}^3P_{0,1,2} & \text{и т. д.;} \\ \text{при } T=0 & {}^3S_0, {}^1P_1 & \text{и т. д.} \end{array}$$

Интересно отметить, что в этой схеме триплеты и синглеты (при заданном L) всегда относятся к разным значениям T и поэтому не комбинируют друг с другом.

Используя понятие изотопического спина, можно теперь точнее сформулировать свойство изотопической инвариантности ядерных сил в применении к системе двух нуклонов: изотопическая инвариантность в этом случае выражает тождественность взаимодействия любых двух нуклонов в состояниях с $T=1$.

Перед тем как перейти к описанию результатов опытов с нуклонами больших энергий, нужно сказать еще о взаимодействии нуклонов не очень больших энергий в состояниях с $L > 0$.

Мы уже говорили, что только при малых энергиях взаимодействие должно быть в основном связано с S -состоянием. Теоретически нельзя предсказать, при каких энергиях начнут проявляться другие состояния. Опыт показывает, что даже при 20 Мэв их роль очень мала и определение остальных фаз оказывается затруднительно. В то же время при 40 Мэв в системе $p-p$ другие состояния играют уже существенную роль. К сожалению, именно эта область энергий 20—40 Мэв остается почти неисследованной. При энергии вблизи 20 Мэв в системе $p-p$ величина фазы в P -состоянии оценивается примерно в 1° ; малость фазы не позволяет определить, к какому из трех состояний P относится эта фаза.

Больше ничего сказать об этом состоянии нельзя. Опыты, о которых мы будем говорить в дальнейшем, показывают, что взаимодействия во всех трех P -состояниях (3P_0 , 3P_1 , 3P_2) существенно различны и поэтому заключение о некотором среднем взаимодействии в трех P -состояниях носит весьма неопределенный характер. Еще меньше можно сказать о параметрах этого взаимодействия. Порядок величины взаимодействия определяется здесь произведением глубины ямы на 5-ю степень радиуса (в S -состоянии был квадрат радиуса); поэтому глубина ямы очень чувствительна к выбору радиуса.

ЛЕКЦИЯ ТРЕТЬЯ

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

(РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ)

Мы видели, что опыты по рассеянию нуклонов нуклонами при не слишком больших энергиях позволили получить лишь некоторые сведения о взаимодействии в состояниях 3S_1 и 1S_0 и весьма мало продвинули нас в определении потенциалов взаимодействия между нуклонами. Причина состояла в том, что при энергиях около 10 Мэв длина волны нуклонов порядка радиуса взаимодействия и рассеяние оказывается нечувствительным к детальной зависимости взаимодействия от расстояния. Для того чтобы «прощупать» потенциальную яму, необходимо, чтобы длина волны была значительно меньше размеров «ямы». Поэтому большие надежды возлагались на опыты с нуклонами больших энергий (несколько сот мегаэлектрон-вольт), которые начали проводиться несколько лет назад в различных лабораториях.

Эти эксперименты были тем более интересными, что квантовая механика показывала, как из данных о рассеянии при таких энергиях без всякого фазового анализа получить непосредственно потенциал, действующий между частицами. Такая возможность основана только на одном предположении о том, что энергию взаимодействия можно считать малой по сравнению с энергией частиц; предположение, казавшееся весьма правдоподобным для больших энергий сталкивающихся частиц. Однако представление о слабом взаимодействии оказалось совсем неприменимым к рассеянию нуклонов, и полученная картина рассеяния при больших энергиях была совсем не похожа на ту, которую можно было ожидать на основании привычной теории возмущений.

Мы начнем все же с описания рассеяния при больших энергиях, основанной на теории возмущений, так как эта картина оказывается полезной для дальнейшего анализа.

Когда кинетическая энергия сталкивающихся частиц становится значительно большей их энергии взаимодействия, то амплитуда рассеяния в системе координат центра инерции (ц. и.) определяется следующей формулой, которая выводится в квантовой механике (так называемая *формула Борна*):

$$f(\vartheta) = \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int V(r) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}} d^3r.$$

В этой формуле μ — эффективная масса, $V(r)$ — потенциал взаимодействия, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы частиц до и после рассеяния, ϑ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{k}' (угол рассеяния), d^3r — элемент объема.

Напомним, что сечение рассеяния определяется через амплитуду рассеяния формулой

$$d\sigma(\vartheta) = |f(\vartheta)|^2 d\omega$$

и что ϑ и $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ связаны соотношением (для упругого рассеяния)

$$q^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 = 4k^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Нетрудно видеть, что амплитуда рассеяния, с точностью до постоянного коэффициента, есть просто амплитуда Фурье от потенциала взаимодействия. Поэтому, если бы формулы теории рассеяния были бы применимы, то, определив амплитуду рассеяния, можно было бы, пользуясь свойствами интеграла Фурье, найти потенциал.

Приведённые формулы дают характерную картину углового распределения рассеянных частиц. Для иллюстрации мы выберем потенциал, который отличен от нуля только внутри некоторой области примерных размеров a .

В формуле для амплитуды рассеяния множитель $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$ под интегралом есть периодическая функция с периодом (по направлению вектора \mathbf{q}) $\frac{2\pi}{q}$. Если этот период мал по сравнению с размером ямы, то множитель $e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$ в пределах ямы много раз изменит свой знак (будет, как говорят, сильно осциллировать). Это приведет к тому, что интеграл в выра-

жении $f(\vartheta)$ будет мал, так как $V(r)$ меняется значительно медленнее, чем e^{iqr} и различные области интеграла будут примерно компенсировать друг друга. Чем больше q , тем с большей степенью будет происходить компенсация, поэтому при $q \gg \frac{2\pi}{a}$ значение интеграла можно считать равным нулю.

Отличным от нуля этот интеграл будет лишь в области

$$q \lesssim \frac{2\pi}{a}.$$

С другой стороны, при малых ϑ величина вектора q связана с углом рассеяния соотношением

$$q \approx k\vartheta.$$

Отсюда видно, что интеграл будет отличен от нуля в области углов $\vartheta < \frac{2\pi}{ka}$.

Таким образом, величина угла ϑ , внутри которого рассеиваются частицы, будет обратно пропорциональна волновому вектору или же обратно пропорциональна корню квадратному из энергии частицы. При этом амплитуда, отвечающая рассеянию вперед ($\vartheta = 0$), не зависит от энергии частиц и определяется формулой

$$f(0) = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \int V(r) r^2 dr.$$

Очень грубо можно сказать, что согласно теории возмущений при больших энергиях рассеяние будет происходить с примерно постоянным сечением только внутри малого телесного угла, величина которого $\pi\vartheta^2$ (в системе ц. и.) уменьшается обратно пропорционально энергии частицы. Полное сечение рассеяния при этих условиях будет, очевидно, обратно пропорционально E .

Описанная картина рассеяния изменится, если силы, действующие между нуклонами, носят обменный характер. Характер этого изменения очень легко понять, если рассмотреть в предыдущей задаче угловое распределение не рассеянных частиц, а частиц отдачи (тех, которые до столкновения покоились с точки зрения лабораторной системы). В системе центра инерции частицы отдачи будут, очевидно, двигаться в сторону, противоположную рассеянной частицы,

а потому их угловое распределение будет описываться таким же конусом, но только направленным назад (вблизи углов рассеяния $\vartheta \sim \pi$).

Обменное рассеяние состоит в том, что в результате рассеяния частицы обмениваются зарядами, т. е. налетающий нейтрон рассеивается в форме протона, а частица, играющая роль частицы отдачи, оказывается нейтроном.

Ясно, что распределение нейтронов при обменном рассеянии совпадает с распределением частиц отдачи в обычном рассеянии. В общем случае диаграмма рассеяния будет иметь вид двух направленных соответственно вперед и назад (в системе ц. и.) конусов, относительная величина которых определяется долей обменных сил во взаимодействии между частицами.

Результаты опытов, опубликованные в последние годы, оказались совершенно непохожими на описанную картину. Наиболее ярко это противоречие выявилось в опытах по рассеянию протонов протонами. Опыты показали, что в весьма широком интервале энергии от 150 до 350 Мэв сечение оказалось не зависящим в пределах ошибок опыта ($\sim 10\%$) ни от углов, ни от энергий. Только при переходе в область совсем малых углов сечение растет, что связано с наличием обычного кулоновского рассеяния. Величина сечения, отнесенного на единицу телесного угла, составляет около

$$\sigma(\vartheta) = 4 \text{ мбарн/стерад}^1).$$

Лишь при еще больших энергиях (430 Мэв) начинает быть заметной зависимость сечения от угла. В последних опытах, проведенных на советском синхротронном ускорителе, рассеяние изучено до 657 Мэв (рис. 3). При таких энергиях зависимость сечения от угла становится уже резкой.

Такой результат опытов прежде всего означает, что основное предположение теории возмущений — относительно слабое взаимодействие при больших энергиях налетающих частиц оказывается неверным. Результаты опытов доказывают, что при малых расстояниях между частицами существует область, в которой действуют очень большие силы. Для того чтобы можно было высказать какие-то более по-

1) 1 барн = 10^{-24} см².

дробные суждения о характере сил, необходимо начать с фазового анализа углового распределения. Однако сейчас накоплено еще слишком мало данных, чтобы можно было проделать такой анализ полностью. Посмотрим все же, что можно сказать на основании независимости сечения от углов рассеяния в широком интервале углов.

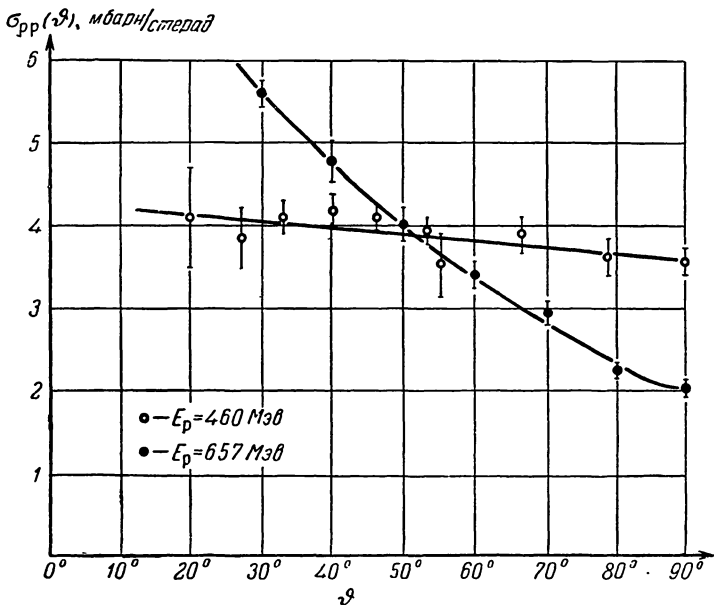


Рис. 3. Упругое рассеяние протонов протонами (по данным Н. П. Богачева, И. К. Взорова, М. Г. Мещерякова, Б. С. Неганова и Е. В. Пискарева).

Энергия протонов 460 Мэв (почти изотропное рассеяние) и 657 Мэв (резко анизотропное рассеяние); ϑ — угол рассеяния протона в системе ц. и.

Выше было указано, что существует теорема, ограничивающая величину сечения рассеяния. Именно сечение S-рассеяния (т. е. при $L = 0$) на единицу телесного угла не может превышать величины

$$\frac{d\sigma_{\max}}{d\Omega} = \lambda^2$$

(эта формула верна как для рассеяния нейтронов, так и для рассеяния протонов в S -состоянии).

Величина λ^2 составляет при 380 Мэв около 2,5 мбарн, что меньше наблюдаемого сечения. Казалось бы (и такие утверждения встречались в литературе), что мы имеем дело с явным противоречием. Однако это не так. Существует еще одно состояние (кроме S -состояния), которое так же, как и S -состояние, приводит к сферической симметрии рассеяния. Это состояние 3P_0 , в котором максимальная допустимая величина сечения также равна λ^2 , а потому оба состояния вместе 1S_0 и 3P_0 могут обеспечить величину изотропного сечения $2\lambda^2$, что уже не находится в противоречии с опытом. При этом, очевидно, необходимо, чтобы фазы остальных состояний с $l=1$ (состояний 3P_1 и 3P_2) были бы малы, ибо в противном случае они привели бы к заметной зависимости сечения от угла. Отсюда сразу же следует важный вывод о том, что взаимодействие в трех состояниях 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 существенно отличается друг от друга, т. е. что в системе из двух протонов велико взаимодействие спина с орбитой. С этим свойством системы двух частиц мы уже встретились ранее в дейтроне. Там оно обуславливало наличие небольшого квадрупольного момента, связывая состояния 3S_0 и 3D_1 между собой. Однако в дейтоне эффект был мал, при больших же энергиях он определяет всю картину явления.

Дальнейшие сведения о системе протон—протон можно будет получить при исследовании рассеяния поляризованных частиц на неполяризованных и в особенности на поляризованных мишенях. Проблема создания мишени из поляризованных протонов очень трудна и еще не решена. В последние 1—2 года появились первые опыты по рассеянию поляризованных частиц на обычных неполяризованных мишенях.

При рассеянии (на мишени—анализаторе) такого поляризованного пучка наблюдается различие в интенсивности частиц, рассеянных направо и налево. Разность сечений рассеяния вправо и влево и дает данные о поляризации пучка. Сейчас уже опубликованы результаты ряда работ по рассеянию поляризованных протонов протонами. Эти данные еще недостаточно точны, но уже позволяют сделать вывод о роли при этих энергиях взаимодействий в состояниях, отличных от 1S_0 и 3P_0 . Можно уже сейчас сказать, что при энергиях около 200 Мэв фаза состояния 3P_2 достигает $7-10^\circ$, что

соответствует наблюдаемой при этих энергиях поляризации около 20%. При больших энергиях поляризация увеличивается и интерпретация данных по поляризации при энергиях 400 Мэв уже требует участия наряду с состояниями с $L = 1$ состояний с $L > 1$. Эти результаты являются пока еще ненадежными: их уточнение произойдет при дальнейшем развитии эксперимента. Дальнейшую информацию о взаимодействии протонов с протонами должны дать опыты, в которых наряду с поляризованными пучками протонов будут использованы и поляризованные мишени. Однако можно обойтись и без поляризованных мишеней, если усложнить опыт и одновременно с поляризацией рассеянного протона наблюдать и поляризацию протона отдачи. Результаты таких опытов позволят, например, различить рассеяние в состояниях 1S_0 и 3P_0 , которые неразличимы в обычных опытах по рассеянию (оба состояния, как мы видели, дают сферически симметричное рассеяние).

Существенным свойством рассеяния при больших энергиях (больше 400 Мэв) является наличие неупругого рассеяния — рассеяния, сопровождающегося рождением π -мезонов. В связи с рождением π -мезонов картина взаимодействия протонов с протонами резко меняется при энергиях, приближающихся к 1000 Мэв. Полное сечение взаимодействия (упругого + рождение π -мезонов) возрастает, достигая при примерно 800 Мэв значения около 50 мбарн, и остается в пределах ошибок (10%) постоянным до 1000 Мэв — энергии, до которой эти измерения были проведены. Упругое же сечение практически не меняется, сохраняя величину примерно 25 мбарн, которую оно имело при меньших энергиях. Таким образом, в этом интервале энергий обнаруживается, что упругое и неупругое сечения оказываются практически равными друг другу и постоянными. Как показывают вычисления (мы приведем их в восьмой лекции), таким свойством обладает рассеяние частиц на абсолютно черном шарике, т. е. на сфере, поглощающей все частицы, попавшие на ее поверхность. Благодаря волновым свойствам потока протонов с таким поглощением связана диффракция на краю сферы (аналогично диффракции света на краю черного экрана), которая и наблюдается как упругое рассеяние.

Сечение поглощения (рождения π -мезонов) равно в такой модели πR^2 ; тому же равно и сечение диффракции упругого

рассеяния). Если описывать такой моделью рассеяние протонов протонами, то, приняв в качестве радиуса соударения сумму «радиусов» двух протонов, получим для величины радиуса протона величину

$$r_p = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ см.}$$

Очень интересно, что в согласии с этой оценкой находятся и результаты опытов по рассеянию электронов протонами. Они указывают на то, что электростатическое поле протона не может быть описано как поле точечного заряда, на расстояниях, меньших чем приблизительно $7 \cdot 10^{-14}$ см.

Упругое рассеяние частиц на черном шарике должно иметь и характерное для дифракции угловое распределение. Такое распределение, повидимому, наблюдается на опыте. Естественно, что очень интересно узнать, как будет вести себя сечение при больших энергиях.

Перейдем теперь к рассеянию нейтронов протонами. Это рассеяние исследовано в широкой области энергий до 590 Мэв и привело к картине, существенно отличной от той, о которой мы только что рассказывали. Общий ход сечения с энергией можно описать следующим образом: сечение сильно зависит от углов, возрастая к углу 180° в несколько раз по сравнению с сечением при 90° (рис. 4). Так, например, при энергии 380 Мэв сечение при 90° равно 2 мбарн и при 180° — 12 мбарн. При дальнейшем росте энергии сечение при 90° падает, достигая 1 мбарн при 590 Мэв; сечение же при 180° остается почти постоянным (измерения Джелепова и Казаринова).

В сторону углов, меньших 90° , сечение растет не столь резко, так что кривая имеет асимметричный характер (совсем недавно считалось, без достаточных оснований, что кривая рассеяния симметрична относительно угла 90°).

Есть все основания считать, что опыты с нуклонами больших энергий вполне согласуются с изотопической инвариантностью ядерных сил. Аппарат изотопического спина позволяет нам несколько продвинуться в анализе полученных результатов.

Как уже говорилось, нуклону можно приписать изотопический спин, равный половине. Протону отвечает проекция изотопического спина $+1/2$, а нейтрону — проекция $-1/2$. Система

из двух нуклонов может иметь изотопический спин, равный либо единице, либо нулю. В системе из двух протонов изотопический спин равен единице (проекция равна +1).

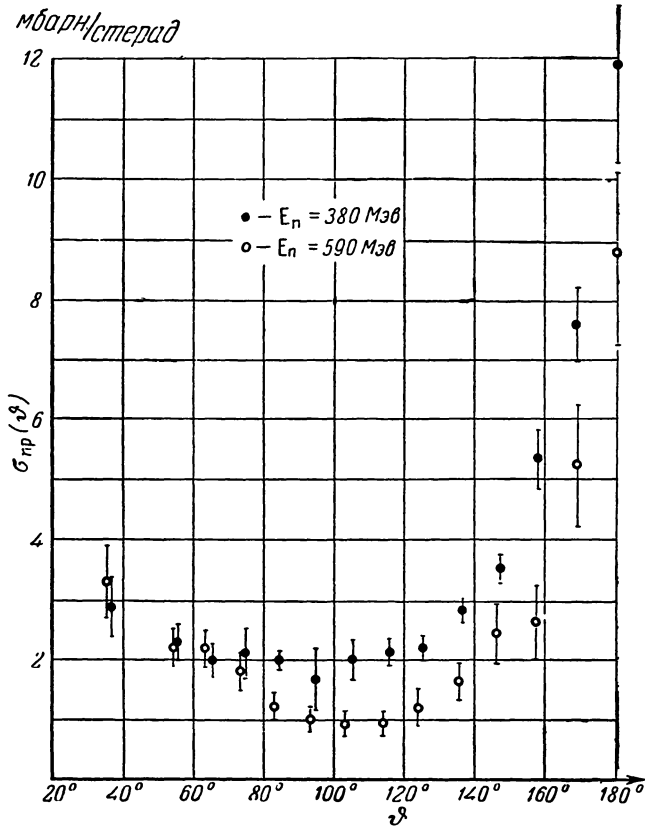


Рис. 4. Упругое рассеяние нейтронов протонами (по данным В. П. Желепова и Ю. М. Казаринова).

Энергия нейтронов (в лабораторной системе) 380 и 590 Мэв, φ — угол рассеяния нейтрона в системе ц. и.

Система п — р может находиться в состоянии с изотопическим спином как 1, так и 0. В состояниях с $T=1$ взаимодействие в системе должно быть таким же, как и взаимодействие двух протонов (за вычетом кулоновского взаимодействия).

Состояния же с $T = 0$ не имеют аналогов в системе двух протонов, и взаимодействие в этих состояниях специфично для двух разных частиц. Поэтому даже в рамках изотопической инвариантности нельзя ожидать, что рассеяние нейтронов протонами должно быть похожем на рассеяние протонов протонами. Не следует также ожидать, что сечение рассеяния нейтронов в данном угле будет равно сумме сечений рассеяний в состояниях с $T = 0$ и $T = 1$, так как эти состояния интерферируют друг с другом. Можно, однако, указать способ уничтожить интерференционные члены, т. е. можно эти состояния разделить. Для этого вместо сечения рассеяния нейтронов на угол ϑ в системе ц. и. следует рассмотреть сумму сечения на угол ϑ и сечение на угол $\pi - \vartheta$. Физический смысл этой операции состоит в том, что вместо сечения рассеяния нейтронов вводится сечение рассеяния частиц, т. е. считается суммарное число рассеянных в данном угле нейтронов и протонов. Такая операция, очевидно, естественна в рамках представлений об изотопической инвариантности. При этом интерференционные члены исчезают.

Составив таким образом величину

$$\sigma'(\vartheta) = \sigma_{\text{пр}}(\vartheta) + \sigma_{\text{пр}}(\pi - \vartheta),$$

можно записать ее как сумму сечений рассеяния в состояниях с $T = 0$ и $T = 1$ соответственно

$$\sigma'(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) + \sigma_1(\vartheta).$$

Так как $\sigma_1(\vartheta)$ есть не что иное, как сечение рассеяния протонов протонами, из которого выброшена часть, отвечающая кулоновскому рассеянию, то, зная $\sigma_{\text{пр}}(\vartheta)$, можно из данных эксперимента вычислить теперь и сечение рассеяния $\sigma_0(\vartheta)$.

Прежде всего следует отметить, что вычисленное таким образом сечение $\sigma_0(\vartheta)$, как и следовало ожидать, всегда оказывается положительным.

На рис. 5 показано, как ведут себя оба сечения $\sigma_0(\vartheta)$ и $\sigma_1(\vartheta)$ при энергии около 400 Мэв. Бросается в глаза, что эти две кривые совсем не похожи друг на друга. Кривая $\sigma_0(\vartheta)$ оказывается значительно ближе к типу кривой, которую дает теория возмущения. Хотя точность этой кривой мала (так как она получена как разность двух кривых, каждая

из которых имеет ошибки порядка $10^0/0$), тем не менее уже можно сделать вывод о том, что взаимодействие в состояниях $T=0$ значительно слабее и может описываться, по крайней мере грубо, теорией возмущений.

Чтобы закончить краткий обзор о ядерных силах, мы обратим внимание на то, что взаимодействие протонов и

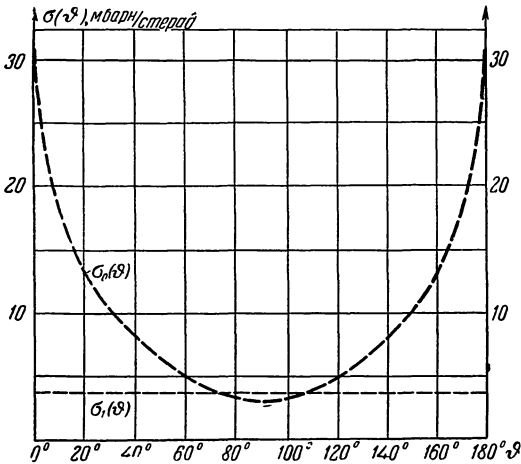


Рис. 5. Примерная зависимость сечения рассеяния нуклонов в состояниях с изотопическими спинами $T=0$ и $T=1$.

Энергия нуклонов ~ 400 Мэв, φ — угол рассеяния в системе ц. и.

нейтронов в ядре может отличаться от взаимодействия свободных нуклонов, изучаемых в опытах по рассеянию. В обычных атомных системах взаимодействие электронов складывается из взаимодействий всех пар частиц между собой. Так, например, потенциальная энергия трех электронов описывается функцией

$$V(r_1, r_2, r_3) = + e^2 \left(\frac{1}{|r_1 - r_2|} + \frac{1}{|r_2 - r_3|} + \frac{1}{|r_3 - r_1|} \right),$$

т. е. взаимодействие трех частиц равно сумме взаимодействий трех пар частиц между собой. Такая «аддитивность» кулоновских сил является следствием линейности уравнений

электродинамики. У нас нет достаточных причин утверждать, что ядерные силы также должны быть аддитивны и что взаимодействие двух нуклонов не должно зависеть от присутствия вблизи третьего нуклона. Поэтому возможно, что ядерные силы не аддитивны и что взаимодействие частиц в ядре не сводится просто к сумме попарных взаимодействий. В этом случае изучение сложных ядер может добавить новые сведения о ядерных силах, которые не могут быть получены из изучения системы двух частиц.

ЛЕКЦИЯ ЧЕТВЕРТАЯ
СТРУКТУРА ЯДРА
(МОДЕЛЬ НЕЗАВИСИМЫХ ЧАСТИЦ)

Ясно, что никакая простая модель не может передать всех свойств столь сложной квантовой системы, какой является ядро. Поэтому всякая модель с необходимостью должна иметь ограниченное применение. Не следует удивляться, если разные области явлений будут требовать для своего описания различные модели, иногда даже взаимоисключающие по своим свойствам (как, например, модель независимых частиц и оптическая модель).

Многие свойства ядра находят свое объяснение с помощью модели независимых частиц. Эта модель возникла по аналогии с электронной оболочкой атомов. Для описания электронов в атоме исходят из предположения, что каждый электрон движется в некотором среднем поле, создаваемом всеми остальными электронами.

Аналогично этому можно себе представить, что каждая ядерная частица также движется в усредненном поле всех остальных нуклонов в ядре, а не взаимодействует с каждой из этих частиц в отдельности.

Мы уже обращали внимание на то, что размеры нуклонов равны примерно $4,5 \cdot 10^{-14}$ см. В то же время расстояния между нуклонами в ядрах составляют около $1,8 \cdot 10^{-13}$ см. Таким образом, грубо говоря, нуклоны занимают около 1/50 объема ядра. Не очень странно поэтому, что они сохраняют в ядре свои свойства. В частности, этим объясняется и тот факт, что магнитные моменты нуклонов внутри ядер остаются такими же, как и у свободных нуклонов.

Если, согласно сказанному, описывать движение каждого отдельного нуклона в поле, то это поле наиболее естественно считать сферически симметричным и описывать состояния

ядерных частиц, используя известные квантовые законы движения частиц в поле сферической симметрии. Мы потом обсудим, насколько справедливо наше предположение о такой симметрии поля, во всяком случае для легких ядер оно, безусловно, правильно.

В поле сферической симметрии частица имеет определенный момент количества движения. Орбитальный момент количества движения частицы (в единицах \hbar) обозначается буквой l (в отличие от L — обозначения для орбитального момента системы). Как известно, соответствующее квантовое число l принимает целые значения $0, 1, 2, \dots$, и эти состояния обозначаются соответственно буквами s, p, d, f и далее по алфавиту.

Кроме орбитального момента, нуклоны имеют спин. Поэтому полный момент нуклона j складывается из двух векторов

$$j = l + s.$$

При анализе взаимодействия двух частиц мы видели, что спины нуклонов взаимодействуют с орбитальным моментом. Это сказывалось в появлении тензорных сил, т. е. сил, потенциал которых пропорционален выражению

$$(s_1 n)(s_2 n);$$

n — единичный вектор расстояния между частицами.

Для нуклона,двигающегося в центральном поле, нельзя составить похожего выражения. Само поле не имеет спина, а потому в нашем распоряжении остается лишь спин нуклона s и его радиус-вектор r или соответствующий единичный вектор $n = \frac{r}{r}$. Из этих двух векторов нельзя составить скаляр, ибо, как мы уже видели, (sn) есть псевдоскаляр, а $(sn)^2$ просто равно $1/4$, так как проекция s на любое направление (в частности, на направление n) равна $\pm 1/2$. Но это не означает, что энергия нуклона вовсе не зависит от направления спина.

Спин нуклона в ядре связан с его орбитальным движением; эта связь зависит, однако, от скорости нуклона v . Поэтому в выражение для энергии может входить еще один вектор — скорость нуклона. Из трех векторов s, n, v уже можно составить скаляр. Такой скаляр имеет вид:

$$f(r)[rv]s,$$

где $f(r)$ — некоторая (скалярная) функция координат. Так как

$$[\mathbf{rv}] = \frac{1}{m} \mathbf{l},$$

то выражение для энергии спин-орбитальной связи можно записать в виде

$$\frac{1}{m} f(r) (\mathbf{l}s).$$

Это взаимодействие имеет релятивистскую природу (при $v \rightarrow 0$ оно исчезает) и относительно слабее, чем взаимодействие нуклона с усредненным полем ядра.

Экспериментальные данные показывают, что взаимодействие спин — орбита характеризуется энергией порядка 2 Мэв , в то время как взаимодействие с полем ядра имеет величину $20\text{—}30 \text{ Мэв}$.

В системе из нескольких нуклонов спины разных нуклонов взаимодействуют между собой, также взаимодействуют между собой их орбитальные моменты.

Известно, что у легких атомов взаимодействие между спином и орбитой электрона мало по сравнению со взаимодействием электронов между собой. В такой системе орбитальные моменты частиц складываются между собой, образуя полный орбитальный момент атома

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i.$$

Аналогичным образом складываются и спины частиц, так как их связь между собой, связанная с тождественностью частиц, также оказывается сильнее, чем взаимодействие спин — орбита

$$\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i.$$

Если бы спин с орбитой не взаимодействовали, то состояние системы вообще не зависело бы от взаимного расположения векторов \mathbf{L} и \mathbf{S} , т. е. от их векторной суммы

$$\mathbf{I} = \mathbf{L} + \mathbf{S}.$$

Слабое взаимодействие, существующее между спинами и орбитами, приводит к тому, что различным значениям квантового числа I отвечают различные состояния системы.

Такая схема связи носит название *схемы Ресселя—Саундерса*.

Можно рассмотреть и другой тип связи, который отвечает случаю, когда взаимодействие спин—орбита каждой частицы велико по сравнению с взаимодействием спинов и орбит различных частиц. Это означает, что в такой системе полный момент количества движения каждой частицы

$$\mathbf{j}_i = \mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i$$

оказывается определенным, так как связь между векторами \mathbf{l} и \mathbf{s} не разрушается слабым взаимодействием частиц между собой.

Векторы \mathbf{j}_i отдельных частиц складываются между собой, образуя полный момент количества движения системы

$$\mathbf{I} = \sum_i \mathbf{j}_i.$$

Эта схема носит название *«схемы jj -связи»*. Опыт показывает, что такая связь в некоторых случаях приближенно реализуется в тяжелых атомах. В атомных ядрах схема jj -связи оказывается гораздо ближе к реальной картине, чем схема Ресселя—Саундерса.

Схеме jj -связи соответствуют свои обозначения, которые мы сейчас кратко и опишем.

Состояние каждой частицы задается ее полным моментом и четностью. Вообще говоря, при произвольном спине отсюда нельзя было бы узнать орбитального момента. Однако для случая частиц со спином половина орбитальный момент частицы также оказывается определенным. Нетрудно видеть, что вектор \mathbf{j} может возникнуть либо из состояния с $l = j - 1/2$, либо из состояния с $l = j + 1/2$. При заданном значении (полуцелом!) оба эти состояния имеют разную четность, а потому задания четности и j определяют и квантовое число l .

Очевидно, что могут существовать следующие состояния (с разными j и l): $s_{1/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $d_{3/2}$, $d_{5/2}$ и т. д. При этом состояния s , d , ... — четные, а состояния p , f , ... — нечетные. В ядре могут существовать несколько различных состояний одного и того же типа, т. е. несколько состояний с одинаковыми l и j . Они отличаются с помощью последовательной нумерации. Существуют два типа обозначений.

Один из них следует примеру главного квантового числа атома водорода *) и начинается нумерацию состояний с $n = l + 1$. В этой схеме первый s -уровень обозначается как $1s$, первый p -уровень как $2p$, первый d -уровень как $3d$ и т. д.

В другой схеме, более естественной (которой будем придерживаться и мы), нумерация всех уровней начинается с единицы.

Очевидно, что, зная слишком мало о среднем ядерном поле, в котором движутся нуклоны, мы не можем теоретически определить порядок расположения уровней. Эти сведения нам может дать только эксперимент. В результате анализа свойств ядер можно было установить ряд закономерностей в расположении уровней.

Прежде всего обнаруживается, что энергия уровней возрастает с увеличением орбитального квантового числа. Это правило связано с тем, что с увеличением l увеличивается центробежный потенциал частицы, а следовательно, уменьшается ее энергия связи.

Далее спин-орбитальная связь в ядре оказывается такой, что уровень с $j = l + 1/2$ (т. е. отвечающий параллельным векторам \mathbf{l} и \mathbf{s}) лежит глубже (имеет большую энергию связи), чем уровень с $j = l - 1/2$. Правило это не имеет, повидимому, исключений.

Следующее эмпирическое правило относится к изотопическому спину ядра.

Напомним, что проекция изотопического спина ядра T_z , определяемая как сумма проекций изотопических спинов нейтронов и протонов

$$T_z = \sum_i \tau_{iz} = \frac{1}{2} (Z - N),$$

равна половине нейтронного избытка ядра с обратным знаком.

Очевидно, что проекцию T_z может иметь не только вектор изотопического спина, равный по величине $|T_z|$, но и любой вектор длиннее его, т. е. ядро с проекцией изотопи-

*) Главное квантовое число в атоме водорода определяет энергию уровня $E_n = -\frac{R_H}{2n^2}$.

ческого спина T_z может иметь состояния с изотопическими спинами, удовлетворяющими неравенству

$$T \geq |T_z|.$$

Данные о легких ядрах (в которых изотопический спин из-за малости электрического взаимодействия является достаточно точным квантовым числом) приводят к выводу, что основное состояние ядра имеет изотопический спин, наименьший из совместимых с этим неравенством, т. е. изотопический спин легких ядер в основном состоянии

$$T_{\text{основ}} = |T_z| = \frac{1}{2}(N - Z).$$

Это правило явно связано с характером взаимодействия нейтрона с протоном. Мы видели, что в системе $p - p$ из двух возможных значений изотопического спина $T = 1$ (состояние, подобное состояниям двух протонов) и $T = 0$, состояние с $T = 0$ (дейтрон) имеет бóльшую энергию связи, чем состояние с $T = 1$. (В последнем состоянии силы притяжения не приводят к образованию реального уровня.) Это правило относится и к сложным ядрам, например, ядра Be^{10} и C^{10} имеют в основном состоянии изотопический спин $T = 1$. Ядро B^{10} имеет одинаковое количество нейтронов и протонов и его изотопический спин в основном состоянии оказывается равным $T = 0$. Уровень же $T = 1$ у этого ядра, аналогичный уровню ядер Be^{10} и C^{10} , лежит на 1,74 Мэв выше основного.

Можно еще сформулировать ряд правил, относящихся к спинам основных состояний ядер. Эти правила определяют, каким образом складываются моменты количества движения отдельных нуклонов \mathbf{j} в результирующий момент ядра *).

Если ядро имеет четное число как протонов, так и нейтронов, т. е. если четны и массовое число A и атомный номер Z , то все спины складываются так, что общий момент системы обращается в нуль

$$\sum_i \mathbf{j}_i = 0 \quad (\text{для ядер с } N \text{ и } Z \text{ четными}).$$

*) Мы все время говорили только о нуклонах, находящихся вне замкнутых оболочек, так как нуклоны, образующие эти оболочки, не участвуют в построении спинов и магнитных моментов ядра.

Далее, если все нуклоны (сверх замкнутых состояний) находятся в одном и том же состоянии; то у ядер, у которых A нечетно, т. е. у которых нечетно либо число протонов, либо число нейтронов, спины складываются так, что суммарный момент системы оказывается равным моменту одной частицы.

Это свойство ядер долгое время служило источником неправильного вывода о том, что нечетные ядра могут быть описаны моделью, в которой одна (нечетная) частица движется в поле всех остальных, образующих некоторую замкнутую сердцевину ядра.

Наконец, у ядер, у которых нечетны как число протонов, так и число нейтронов, т. е. A четное, а Z нечетное, причем и нейтроны и протоны находятся в одинаковых состояниях (т. е. имеют одно и то же j и четность), суммарный момент равен удвоенному моменту одного нуклона. Как известно, таких стабильных ядер существует лишь 4. Это ядра H^2 , Li^6 , Be^{10} и N^{14} . Остальные ядра этого типа радиоактивны.

Со спином связан и магнитный момент ядра. Из опыта анализа атомных спектров известно, что магнитные моменты атомов (например, редких земель) хорошо объясняются векторной моделью Рессель — Саундерса. Естественно, что и в случае легких ядер прежде всего следует посмотреть, в какой мере векторная модель независимых частиц, изложенная только что, способна объяснить магнитные моменты ядра.

Для определения магнитного момента напомним, что магнитный момент, создаваемый частицей в ядре, складывается из двух частей: собственного момента нуклона, направленного по или против спина нуклона, и орбитального момента, обусловленного движениями заряженной частицы по орбите — эту часть магнитного момента, очевидно, создают только протоны.

Орбитальный момент протона, согласно известной формуле электродинамики, равен:

$$\mu = \frac{e}{2c} [\mathbf{rv}] = \frac{e}{2m_p c} [\mathbf{rp}],$$

где \mathbf{v} — скорость протона, m_p — его масса, а \mathbf{p} — его импульс.

Так как $[gp] = 1$ — моменту количества движения протона, то

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m_p c} l.$$

Множитель

$$\mu_{\pi} = \frac{e\hbar}{2m_p c}$$

носит название протонного или ядерного магнетона, он меньше боровского магнетона

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}$$

(m — масса электрона) в $\frac{m_p}{m}$ раз и равен $5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг·гаусс $^{-1}$.

Магнитные моменты ядер измеряют обычно в ядерных магнетонах, а поэтому в дальнейшем мы будем опускать множитель μ_{π} из формул.

Спиновые магнитные моменты протона и нейтрона были измерены на опыте. Магнитный момент свободного нейтрона оказался равным — 1,91; магнитный момент свободного протона оказался равным 2,79.

Когда говорят об измерении магнитного момента ядра, то подразумевают всегда значение магнитного момента, усредненное по движению частиц в ядре. Этот средний магнитный момент ядра направлен по его спину, так как спин ядра есть единственное направление, выделенное внутри ядра. Таким образом можно написать:

$$\langle \mu \rangle = g_j j;$$

множитель g_j носит название *гироскопического множителя*. Отметим, что магнитным моментом, обычно приводящимся в таблицах, называют максимальную проекцию $\langle \mu \rangle$ на направление магнитного поля, т. е. величину

$$\mu = g_j j.$$

Момент количества движения нуклона j складывается из двух частей

$$j = l + s,$$

магнитный момент нуклона также может быть записан в виде суммы

$$\mu = g_l l + g_s s.$$

В этом выражении g_l и g_s называется соответственно орбитальным гироскопическим множителем и спиновым гироскопическим множителем. Очевидно, что эти множители для протона и нейтрона разные. Именно, учитывая, что собственные значения s равны $\pm 1/2$, мы можем написать:

$$\text{для протона } g_l = 1 \text{ и}$$

$$g_s = 5,58,$$

$$\text{для нейтрона } g_l = 0 \text{ и}$$

$$g_s = -3,82.$$

Наша задача определить g_j для протона и нейтрона, выразив эту величину через g_l , g_s и j (или l).

Перепишем выражение для μ в виде

$$\mu = \frac{1}{2} (g_l + g_s) (l + s) + \frac{1}{2} (g_l - g_s) (l - s).$$

Среднее значение μ должно быть направлено по \mathbf{j} . Для того, чтобы определить гироскопический множитель, умножим это равенство на $\mathbf{j} = l + s$. Для вычисления скалярного произведения $(\mu \mathbf{j})$ умножим вектор μ скалярно на вектор \mathbf{j} . Очевидно,

$$(\mu \mathbf{j}) = g_j j^2 = g_j j(j+1) = \mu(j+1),$$

здесь использованы определение $\mu = g_j j$ и тождество $j^2 = j(j+1)$.

Из только что представленных формул легко получить

$$g_j = \frac{1}{2} (g_l + g_s) + \frac{1}{2} (g_l - g_s) \frac{(l-s)(l+s+1)}{j(j+1)}.$$

Подставляя $s = \frac{1}{2}$ и $j = l \mp \frac{1}{2}$, получаем:

$$g_j = g_l \mp \frac{g_s - g_l}{2l + 1},$$

Это дает для протона

$$\mu = \left(1 - \frac{2,29}{j+1}\right)j \quad \left(j = l - \frac{1}{2}\right),$$

$$\mu = \left(1 + \frac{2,29}{j}\right)j = j + 2,29 \quad \left(j = l + \frac{1}{2}\right)$$

и для нейтрона соответственно

$$\mu = \frac{1,91}{j+1}j \quad \left(j = l - \frac{1}{2}\right),$$

$$\mu = -\frac{1,91}{j}j = -1,91 \quad \left(j = l + \frac{1}{2}\right).$$

Мы приведем в табл. 3 значения g_j и $\mu = g_j j$ для протона и нейтрона в нескольких состояниях.

Таблица 3

	p	$d_{3/2}$	$f_{5/2}$	$g_{7/2}$	$s_{1/2}$	$p_{3/2}$	$d_{5/2}$	$f_{7/2}$	$g_{9/2}$
Протон	g_j	-0,53	0,06	0,35	0,49	5,58	2,53	1,92	1,65
	μ	-0,26	0,13	0,86	1,72	2,79	3,79	4,79	5,79
Нейтрон	g_j	1,28	0,77	0,54	0,43	-3,82	-1,27	-0,76	-0,54
	μ	0,64	1,15	1,36	1,49	-1,91	-1,91	-1,91	-1,91

Для вычисления магнитного момента ядра надо взять векторную сумму магнитных моментов всех нуклонов и спроектировать ее на направление спина ядра, ибо, как и в случае одного нуклона, на опыте проявляется лишь среднее значение магнитного момента ядра. При этом нуклоны, находящиеся на заполненных оболочках, ничего не вносят в суммарный магнитный момент и при вычислении следует принимать в расчет только нуклоны, находящиеся на незаполненных уровнях ядра.

Если сверх заполненных оболочек имеется только нечетное число нейтронов с одним и тем же j , то

$$\langle \mu \rangle_{\text{ядра}} = \sum g_j j = g_j \sum j = g_j j$$

в силу сформулированного выше правила сложения спинов нуклонов. То же справедливо для ядер, у которых сверх заполненных оболочек имеются только протоны.

В этих случаях как спин, так и магнитный момент имитируется моделью одной частицы в поле остальных нуклонов. Однако такая модель делается неверной для ядер, в которых сверх заполненных оболочек имеются как нейтроны, так и протоны. В этом случае нельзя просто выразить магнитный момент ядра через спин, так как гироскопические множители нейтрона и протона не равны друг другу. Вычисление моментов мы и проведем для ряда легких ядер в следующей лекции.

Другой характеристикой электрических свойств ядра является его квадрупольный момент. Квадрупольный момент системы зарядов представляет собой тензор:

$$Q_{ik} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} (3x_{i\alpha}x_{k\alpha} - \delta_{ik}r_{\alpha}^2),$$

где суммирование происходит по всем частицам (отмеченным индексом α). Если заряженные частицы имеют одну и ту же величину заряда e , то его можно вынести за знак суммы.

Обычно квадрупольный момент принято измерять в барнах (10^{-24} см²). Для этого в его определении опускают множитель e и расстояние измеряют в 10^{-12} см.

Из определения квадрупольного момента легко видеть, что знак компоненты Q_{zz} у ядра:

$$Q_{zz} = \sum_{\alpha} (3z_{\alpha}^2 - r_{\alpha}^2)$$

(сумма по всем протонам) связан с формой заряженного тела. Если тело вытянуть вдоль оси z , то $Q_{zz} > 0$ (так как среднее значение координаты z больше среднего значения квадрата радиуса); если тело сплюснуть вдоль этой оси, то $Q_{zz} < 0$.

Для квантовой системы квадрупольный момент, подобно моменту магнитному, связан с вектором спина. Для того чтобы найти эту связь, воспользуемся тем, что тензор Q_{ik} : а) симметричен $Q_{ik} = Q_{ki}$ и б) сумма его диагональных элементов равна нулю $Q_{xx} + Q_{yy} + Q_{zz} = 0$. Эти два свойства позволяют выразить Q_{ik} однозначно через вектор (квантовый) спина ядра I . Именно:

$$Q_{ik} = A \left(I_i I_k + I_k I_i - \frac{2}{3} I^2 \delta_{ik} \right),$$

где A — некоторая постоянная. (Следует помнить, что компоненты вектора спина не коммутируют между собой.)

Величиной квадрупольного момента Q , приводимой в таблицах, называют компоненту Q_{zz} этого тензора в состоянии, когда проекция спина на ось z равна самому спину. Положим $I_z = I$ и $I^2 = I(I+1)$, тогда

$$Q = \frac{2}{3} AI(2I-1).$$

Из этой формулы видно, что как при $I=0$, так и при $I=\frac{1}{2}$ ядро не может иметь квадрупольного момента, ибо $Q=0$ тождественно.

Из этой же формулы можно выразить постоянную A через Q и, подставляя полученное значение, затем получить выражение для тензора квадрупольного момента в виде

$$Q_{ik} = \frac{3Q}{2I(2I-1)} \left[I_i I_k + I_k I_i - \frac{2}{3} I(I+1) \delta_{ik} \right].$$

ЛЕКЦИЯ ПЯТАЯ

СТРУКТУРА ЯДРА (ЛЕГКИЕ ЯДРА)

Приступим теперь к анализу магнитных моментов ядер, начиная с легких ядер. Мы увидим, что вплоть до ядер, состоящих более чем из 20 частиц, измеренные значения магнитных моментов согласуются со схемой оболочек.

п, р. Рассмотрение начнем с отдельных нуклонов. Напомним, что их магнитные моменты, измеренные в ядерных магнетонах, равны 2,79 у протона и $-1,91$ у нейтрона. Ясно, что говорить о состояниях, в которых находится один нуклон, бессмысленно, но для единообразия в обозначениях можно условно говорить об одной частице в состоянии $1s$.

d. Дейтрон в основном находится в состоянии с моментом $L = 0$. Будем говорить о двух частицах в состоянии $1s^2$, обозначая это состояние, аналогично атомной номенклатуре, для частиц в сферически симметричном поле через $1s^2$.

Магнитный момент в состоянии $1s^2$ должен быть просто равен сумме моментов обоих нуклонов, т. е. равен $2,79 - 1,91 = 0,88$. В действительности магнитный момент дейтрона равен $0,86$. Это, конечно, очень хорошее согласие.

H^3 . Три нуклона, входящие в состав трития, могут находиться все на уровнях $1s$, не входя в противоречие с принципом Паули, так как только 2 из них одинаковые. Этой структуре отвечает спин трития $1/2$. Таким образом, состояние H^3 можно обозначить через $1s^3$. Магнитный момент такого состояния также нетрудно определить, если заметить, что в этом состоянии остается одно незаполненное состояние $1s$, в котором может находиться протон. Ясно, что система тритий + протон, который заполняет это пустое место, не

будет иметь магнитного момента. Поэтому система в состоянии $1s^3$ (одна «дырка» в оболочке $1s$) должна иметь тот же момент, что и протон*). В связи с этим свойством такое «дырочное» состояние обозначают также через $1s^{-1}$. Таким образом, теоретическое значение магнитного момента трития равно 2,79. Измеренный магнитный момент его равен 2,98. Расхождение между теорией и опытом составляет 0,2 магнетона. Ниже мы увидим, что величина масштаба 0,2 магнетонов во многих случаях будет характеризовать точность модели оболочек с jj -связью для задачи о магнитном моменте.

He^3 . Следующее ядро зеркально тритию. Спин его также равен $1/2$. Здесь мы имеем опять дело с состоянием $1s^3$, только незаполненным остается место нейтрона. Поэтому магнитный момент должен быть равен магнитному моменту нейтрона —1,91. Опыт дает значение —2,13. Опять, как и в случае трития, расхождение составляют те же 0,2 магнетона, только в этом случае теоретическое значение больше экспериментального.

He^4 . Спин и магнитные моменты равны нулю. Все 4 состояния $1s$ заполнены; мы имеем дело, таким образом, с первой заполненной оболочкой ($1s^4$).

He^5 и Li^5 . Этих ядер нет в природе. Они неустойчивы относительно развала на нуклон и He^4 . Это свидетельствует о том, что оболочка $1s^4$, заполнение которой закончилось у He^4 , представляет собой настолько замкнутую систему, что она даже не способна присоединить к себе еще один нуклон.

Данные по рассеянию протонов и нейтронов на He^4 обнаруживают резонанс, который отвечает промежуточному ядру He^5 (или Li^5), и позволяют утверждать, что нуклон, не входящий в состав He^4 , занимает место в состоянии $1p_{3/2}$.

Li^6 . Спин этого ядра равен 1. Если бы, как это можно было ожидать на основании простой схемы заполнения оболочек, Li^6 имел бы структуру $\text{He}^4 1p_{3/2}^2$, то согласно эмпири-

*) Причем того же знака, так как знак магнитного момента определяется по отношению к направлению спина.

ческому правилу сложения моментов у нечетно-нечетных ядер его спин был бы равен 3. Такой спин действительно наблюдается у B^{10} , который, как мы увидим позже, имеет структуру $1p_{3/2}^{-2}$. Можно сделать предположение, что это эмпирическое правило не выполняется и что в ядре Li^6 спины двух нуклонов складываются так, что образуется суммарный спин, равный 1.

Такая система имела бы магнитный момент, равный 0,63, в то время как его экспериментальное значение $\mu(Li^6) = 0,82$. Расхождение между этими двумя значениями само по себе не очень велико; оно равно 0,2 магнетона, расхождению, отмеченному для ядер H^3 и He^3 . Однако резкое противоречие возникает, если вычислить квадрупольный момент системы. Известно, что квадрупольный момент Li^6 составляет не более 2% квадрупольного момента Li^7 (он равен $-4,6 \cdot 10^{-4}$ барн). Это значит, что квадрупольный момент Li^6 практически равен нулю. С другой стороны, два нуклона в состоянии $1p_{3/2}^2$ будут иметь заметный квадрупольный момент. Очевидно, что в случае ядра Li^6 мы сталкиваемся с нерегулярностью в заполнении уровней в ядрах. Это явление, которое часто расценивается как аномальное, в действительности не является сколько-нибудь странным. Это явление встречается при рассмотрении электронных оболочек атомов. И здесь заполнение оболочек совершается нерегулярным образом. Известно, например, что в области редких земель «конкурируют» между собой оболочки $4f$, $6s$ и $5d$, а в области урана одновременно заполняются оболочки $5f$, $7s$ и $6d$. Поэтому не следует ожидать и абсолютной регулярности в заполнении ядерных уровней. Наиболее простым предложением в структуре ядра Li^6 является предположение о том, что оба нуклона (для краткости часто будем откидывать мысленно нуклоны на заполненных оболочках) занимают новое s -состояние $2s_{1/2}$. Структуре $Li^6 2s_{1/2}^2$ отвечает согласно эмпирическому правилу спин 1. Квадрупольный момент такого состояния равен, очевидно, нулю (сферическая симметрия s -состояний!). Магнитный момент, как и у дейтрона, равен сумме магнитных моментов протона и нейтрона, т. е. 0,88, что также хорошо согласуется с экспериментальным значением.

Предположить, что оба нуклона находятся не в состоянии $2s_{1/2}$, а в состоянии $1p_{3/2}^d$, что также не дает квадра-

польного момента (момент нуклонов равен $1/2$), нельзя. Такое строение Li^6 нарушило бы схему порядка уровней во взаимодействии спин—орбита и мы получили бы неправильное значение магнитного момента, равное 0,40.

Li⁷. Спин этого ядра равен $3/2$. Магнитный момент 3,26. Ядро состоит из 3 нуклонов—1 протона и 2 нейтронов (сверх He^4). Эти три частицы должны находиться в состоянии $1p_{3/2}$, на что указывает величина спина. Для того чтобы вычислить магнитный момент такой системы, недостаточно простых соображений, которыми мы обходились до сих пор. Волновая функция системы из 3-х частиц может быть построена различными способами, даже в том случае, когда спин системы задан. Для того чтобы определить состояние однозначно, необходимо еще задать изотопический спин системы. Общее эмпирическое правило утверждает, что низшее состояние имеет минимальный изотопический спин. Поэтому мы приписываем основному состоянию Li^7 изотопический спин, равный $1/2$. Магнитный момент, вычисленный для состояния $(1p_{3/2}^3, T = \frac{1}{2}, I = \frac{3}{2})$, оказывается равным 3,07, что на 0,2 меньше экспериментального значения. Это подтверждает схему.

Таким образом у ядра Li^7 начинает заполняться оболочка $p_{3/2}$, которая и продолжает заполняться у последующих ядер.

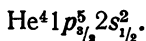
Be⁹. Спин этого ядра равен $3/2$ и мы можем предположить, что все 5 частиц находятся на уровнях $1p_{3/2}$ и их спины складываются согласно правилам в суммарный спин, равный моменту одной частицы. Это состояние можно также описать как состояние, в котором не хватает трех частиц (2 протонов и одного нейтрона) до заполненной оболочки C^{12} . Таким образом, состояние Be^9 можно обозначить либо как $\text{He}^4 1p_{3/2}^5$, либо $\text{C}^{12} 1p_{3/2}^{-3}$. Магнитный момент такой системы также зависит от ее изотопического спина. Считая изотопический спин Be^9 равным $1/2$, можно вычислить магнитный момент этого ядра. Он равен —1,14. Экспериментальное значение равно —1,18. Мы видим, что согласие очень хорошее.

Ядро Be^9 интересно и в другом отношении. Оно позволяет показать непригодность другой модели, часто диску-

тировавшейся в литературе — именно модели ядра, построенного из α -частиц. С точки зрения модели α -частиц, это ядро Be^9 состоит из 2 α -частиц и 1 нейтрона. Магнитный момент, который создает 1 нейтрон в состоянии с $j = 3/2$, равен либо 1,15 (если это состояние $d_{3/2}$), либо — 1,91 (если это состояние $p_{3/2}$). Оба варианта не согласуются с опытом.

V¹⁰. Спин V^{10} равен 3, что в согласии с правилами отвечает двум нуклонам разного сорта, находящимся в состоянии $1p_{3/2}$. В нашем случае речь идет о незаполненных состояниях, т. е. о состоянии $C^{12}1p_{3/2}^{-2}$. Вычисленный момент такого состояния равен 1,88, экспериментальное его значение 1,80.

V¹¹. Спин V^{11} равен $3/2$. Мы должны были бы ожидать для этого ядра состояния $C^{12}1p_{3/2}^{-1}$ и соответственно магнитного момента, равного по величине магнитному моменту протона в состоянии $p_{3/2}$. Согласно табл. 3, приведенной в предыдущей лекции, это значение равно 3,79, что находится в резком противоречии с экспериментальным значением 2,69. Таким образом, мы опять сталкиваемся с нерегулярностью в заполнении оболочек. Естественно считать, что нуклоны частично занимают состояние $2s$. Расчет показывает, что можно добиться согласия с опытом, только предположив, что 2 нуклона переходят в новое состояние $2s_{1/2}$, а остальные 5 остаются в состоянии $1p_{3/2}$. При этом, к сожалению, нельзя говорить о степени согласия теории с экспериментом, так как состояние оказывается заданным неоднозначно. Неоднозначность связана с тем, что хотя полный изотопический спин системы задан, нельзя ничего сказать о том, как он распределен между обеими группами частиц. Отметим только, что предложенная схема не противоречит и величине квадратурного момента ядра. Таким образом, можно принять для ядра V^{11} следующую схему:



C¹². Это ядро не имеет ни спина, ни момента и состоит из 2-х замкнутых оболочек $1s_{1/2}^4$ и $1p_{3/2}^8$. Правда, замыкание оболочки $1p_{3/2}$ не связано уже со столь сильным уменьшением энергии связи, как это было в случае оболочки $1s_{1/2}$ в He^4 .

Характеристикой степени замкнутости оболочки может служить энергия сродства нуклона к этому ядру, т. е. энергия, выделяющаяся при присоединении к ядру протона или нейтрона. Энергия сродства нуклонов по отношению к ядрам с заполненной оболочкой оказывается существенно меньше, чем у соседних ядер. При этом с ростом атомного веса, однако, этот эффект уменьшается, что связано с нерегулярностью заполнения оболочек и с все меньшей и меньшей применимостью всей схемы оболочек по мере увеличения числа нуклонов в ядре. У He^4 энергия сродства отрицательная, так как ядер He^5 и Li^5 просто не существует. Энергия сродства нейтрона к C^{12} равна 4,9 Мэв, а протона к C^{12} равна 1,9 Мэв. В то же время, например, у ядра B^{10} энергии сродства нейтрона и протона равны соответственно 11 и 9 Мэв.

C^{13} . Спин ядра C^{13} равен $1/2$. Такой спин мог возникнуть, если к нему добавить нуклон в состоянии $1p_{1/2}$, либо в состоянии $2s_{1/2}$. В первом случае магнитный момент должен быть (см. табл. 3) 0,64, во втором — 1,91. Экспериментальное значение момента 0,70. Это определяет состояние однозначно, как $\text{C}^{13}1p_{1/2}$.

N^{14} . Ядро N^{14} подтверждает тот факт, что после C^{12} начинают заполняться состояния $1p_{1/2}$. Спин N^{14} равен 1, что отвечает нейтрону и протону в состояниях $j = 1/2$. Магнитный момент такого состояния равен 0,40, что в точности совпадает с экспериментальным. Таким образом, несомненно, что состояние этого ядра $\text{C}^{12}1p_{1/2}^2$.

По этому поводу следует отметить удивительный факт очень большой продолжительности жизни β -активного ядра C^{14} . По аналогии с N^{14} это ядро должно иметь спин 0, отвечающий структуре $\text{C}^{12}1p_{1/2}^2$, и распад $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ должен быть разрешенным распадом. В действительности этот распад сильно запрещен (период полураспада 5600 лет вместо нескольких часов по разрешенной схеме). Такая аномалия указывает на различие структуры оболочек у C^{14} и N^{14} .

N^{15} . Ядро N^{15} дает новое подтверждение заполнения уровня $1p_{1/2}$. Спин его $1/2$, магнитный момент — 0,28. Если интерпретировать это состояние как одну «дырку» в состоя-

нии $1p_{1/2}$ (не хватает одного протона до O^{16}): $O^{16} 1p_{1/2}^{-1}$, то момент его должен быть равен $-0,24$.

O^{16} . У этого ядра заполнилась оболочка $1p_{1/2}$. Его строение

$$1s_{1/2}^4 \quad 1p_{3/2}^8 \quad 1p_{1/2}^4.$$

Это ядро, подобно ядру C^{12} , замкнуто. Энергия сродства нейтрона к O^{16} составляет $4,1$ Мэв, а протона $0,6$ Мэв. Это существенно меньше, чем, например, у ядра O^{17} , у которого энергия сродства нейтрона равна $7,9$ Мэв, а протона $5,7$ Мэв.

O^{17} . Спин ядра O^{17} равен $5/2$. Это значит, что начинает заполняться оболочка с $l=2$, и мы впервые встречаемся с состоянием $1d_{5/2}$. Нейтрон в состоянии $d_{5/2}$ имеет магнитный момент, равный $-1,91$, что прекрасно согласуется со значением $-1,89$, измеренным на опыте.

F^{19} . Вопреки простым предположениям, спин F^{19} не равен $5/2$, как это было, если бы заполнялись состояния $1d_{5/2}$, а оказался равным $1/2$. Это, повидимому, означает, что в игру вступают новые состояния $2s_{1/2}$, вытесняя состояния $1d_{5/2}$.

Магнитный момент системы $Ne^{20}(2s_{1/2})^{-1}$ должен быть равен моменту протона $2,79$. Экспериментальное его значение равно $2,63$.

Ne^{20} . Это ядро согласно сказанному состоит из 4 заполненных состояний:

$$1s_{1/2}^4 \quad 1p_{3/2}^8 \quad 1p_{1/2}^4 \quad 2s_{1/2}^4.$$

Ne^{21} . Спин этого ядра равен $3/2$, что указывает на состояние $2p_{3/2}$. В этом случае (Ne^{20} и нейтрон $p_{3/2}$) магнитный момент был бы равен $-1,91$. Есть указание, что магнитный момент Ne^{21} отрицателен. Очевидно, что исследование этого ядра представляет существенный интерес.

Na^{22} . Это радиоактивное ядро, у которого известны и спин (3) и магнитный момент (1,75). Наиболее естественно считать, что два нуклона (сверх Ne^{20}) находятся в состоянии $2p_{3/2}$. Тогда состояние Na^{22} очень похоже на состояние B^{10} , у которого имеются две «дырки» в состоянии $1p_{3/2}$. Спин

такой системы должен быть равен 3, а магнитный момент, как мы видели в случае V^{10} , 1,88. Напомним, что магнитный момент Na^{23} (экспериментальный) равен 1,79, т. е. почти равен моменту V^{10} , что и подтверждает сходство в строении этих двух ядер.

Mg^{25} . Последнее ядро, в строении которого можно разоб-
браться без большого числа допущений. Спин его равен $5/2$.
Магнитный момент равен $-0,85$. Эти величины хорошо
объясняются, если принять для Mg^{25} схему $O^{16}d_{3/2}^9 \equiv Si^{28}d_{3/2}^{-3}$.
Такое состояние при $T = \frac{1}{2}$ имеет магнитный момент, согла-
сующийся с опытом. Любопытно, что при этом нацело исче-
зают уже заполнявшиеся состояния $2s_{1/2}^4$.

Дальнейшее сравнение теоретических значений магнит-
ных моментов с экспериментальными менее интересно, так
как из-за большого числа частиц в оболочках вычисления
становятся неоднозначными. Однако уже из рассмотренных
случаев ясно видно, насколько хорошо модель независи-
мых частиц описывает легкие ядра. Для большей нагляд-
ности мы собрали все разобранные случаи в табл. 4,
где для легких ядер даны значения спинов и магнитных
моментов.

Схема независимых частиц позволяет понять не только
магнитные моменты и спины легких ядер, но и разобраться
в ряде закономерностей ядерных реакций, где проявляются
не только основные, но и возбужденные состояния ядер.
Непосредственное измерение спинов и магнитного моментов
возбужденных состояний ядер находится за пределами со-
временного эксперимента; поэтому идентификация этих со-
стояний может быть сделана на основании изучения правил
запрета и угловых распределений различных реакций. Такой
анализ позволил уже сейчас накопить довольно большое
количество сведений об уровнях легких ядер и эти сведения
в основном хорошо укладываются в рассмотренную нами
схему состояний. Приведем здесь лишь некоторые примеры
анализа ядерных реакций.

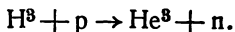
Самые легкие ядра H^2 , H^3 и He^3 не имеют никаких воз-
бужденных состояний, взаимодействие частиц в этих ядрах
еще недостаточно велико и в «потенциальных ямах» имеется

Таблица 4

Ядро	Спин	Магнитный момент	Состояние	Магнитный момент (теоретический)
	измеренные значения			
n	1/2	-1,91	1s _{1/2}	
H ¹	1/2	2,79	1s _{1/2}	
H ²	1	0,86	1s _{1/2} ²	0,88
H ³	1/2	2,98	1s _{1/2} ³	2,79
H ³	1/2	-2,13	1s _{1/2} ³	-1,91
He ⁴	заполненные состояния		1s _{1/2} ⁴	
Li ⁶	1	0,82	He ⁴ 2s _{1/2} ²	0,88
Li ⁷	3/2	3,26	He ⁴ 1p _{3/2} ³	3,07
Be ⁹	3/2	-1,17	He ⁴ 1p _{3/2} ⁵	-1,14
B ¹⁰	3	1,80	He ⁴ 1p _{3/2} ⁶	1,88
B ¹¹	3/2	2,69	He ⁴ 1p _{3/2} ⁵ 2s _{1/2} ²	неоднозначен
Cl ¹²	заполненные состояния		1s _{1/2} ⁴ 1p _{3/2} ⁸	
Cl ¹³	1/2	0,70	Cl ¹² 1p _{1/2}	0,64
N ¹⁴	1	0,40	Cl ¹² p _{1/2} ²	0,40
N ¹⁵	1/2	-0,28	Cl ¹² p _{1/2} ³	-0,24
O ¹⁶	заполненные состояния		1s _{1/2} ⁴ 1p _{3/2} ⁸ 1p _{1/2} ⁴	
O ¹⁷	5/2	-1,89	O ¹⁶ d _{5/2}	-1,91
F ¹⁹	1/2	2,63	O ¹⁶ 2s _{1/2} ³	2,79
Ne ²⁰	заполненные состояния		1s _{1/2} ⁴ 1p _{3/2} ⁸ 1p _{1/2} ⁴ 2s _{1/2} ⁴	
Na ²¹	3/2	< 0	Ne ²⁰ 2p _{3/2} ²	-1,91
Na ²²	3	1,75	Ne ²⁰ 2p _{3/2} ²	1,88
Mg ²⁵	5/2	-0,85	O ¹⁶ 1d _{5/2} ⁹	-1,06
Si ²⁸	заполненные состояния		1s _{1/2} ⁴ 1p _{3/2} ⁸ 1p _{1/2} ⁴ 1d _{3/2} ¹²	

лишь по одному уровню, отвечающему основным состояниям ядер.

Также не имеет уровня и α -частица. Однако в этом случае существуют указания на существование у α -частицы нестабильного уровня, способного распасться на тритий и нейтрон. Этот уровень, повидимому, проявляется в реакции

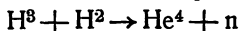


В этой реакции при энергии 2,6 Мэв (в системе ц. и.) наблюдается очень широкий резонанс. Этот резонанс может быть интерпретирован как проявление уровня α -частицы с энергией около 22 Мэв и шириной около 1 Мэв. Такой уровень возникает, если один из нуклонов α -частицы переходит из состояния $1s_{1/2}$ в состояние $1p_{3/2}$. Тогда суммарный спин системы будет определяться векторной суммой $\frac{1}{2} + \frac{3}{2}$ и будет равен либо 2, либо 1 (состояния, очевидно, будут нечетными). Возможно, что на опыте должны наблюдаться два состояния 2 и 1, расположенные друг относительно друга на расстоянии около 1 Мэв. Отметим, что отсутствие стабильного уровня α -частицы позволяет сделать заключение о несуществовании стабильного ядра H^4 . Действительно, один протон и три нейтрона не могут, в силу принципа Паули, находиться все в состоянии $1s_{1/2}$. Поэтому, если бы H^4 существовал, один из нейтронов должен был бы быть в состоянии $1p_{3/2}$, и ядро H^4 должно было бы быть подобным возбужденному состоянию He^4 . Однако у He^4 нет возбужденного состояния, стабильного относительно вылета нуклона, а следовательно, его нет и в системе H^4 . Можно еще заметить, что не обязательно возбужденное состояние He^4 , о котором мы говорили, должно иметь аналог в системе H^4 . Система H^4 имеет изотопический спин по крайней мере 1 (проекция его $T_z = 1$). Возбужденное состояние He^4 может иметь и изотопический спин нуль.

Интересное явление наблюдается в системе He^5 . Уже упоминалось, что при рассеянии нейтронов ядрами наблюдается резонанс, отвечающий образованию в промежуточном состоянии ядра He^5 . Этот уровень нестабилен по отношению к распаду на $\text{He}^4 + \text{p}$ (он лежит при энергии 1 Мэв) и отвечает состоянию нейтрона $1p_{3/2}$.

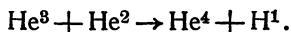
Таковую же картину обнаруживает и рассеяние протонов на гелии, происходящее с образованием в промежуточном состоянии ядра Li^5 . В этом случае из-за кулоновских сил уровень лежит несколько выше, чем в случае He^5 (при 1,8 Мэв).

У системы He^5 имеется еще один уровень, интересный по своим свойствам. Известно, что реакция



имеет очень резко выраженный резонанс при энергии 15 кэв (в системе ц. и.). Величина этого максимума отвечает максимально возможному сечению в системе со спином $3/2$. Неожиданным в этой реакции является то, что резонанс очень узкий (ширина ~ 40 кэв), несмотря на то, что нейтроны из этой реакции имеют большую энергию. Узость резонанса свидетельствует о сравнительно большой устойчивости ядра, что при такой высоте уровня (16,6 Мэв над основным состоянием He^5) могло бы показаться странным. В действительности, легко объяснить такое поведение реакции, если принять, что мы имеем здесь дело с возбуждением двух частиц в системе He^5 на уровень $1p_{3/2}$. Так как на возбуждение He^4 необходимо затратить энергию около 20 Мэв, то появление уровня на такой высоте вполне естественно. С другой стороны, распад такого возбужденного ядра He^5 на α -частицу и нейтрон должен сопровождаться переходом двух частиц — одного нейтрона в непрерывный спектр (вылетающий свободный нейтрон), а другого нуклона в основное состояние $1s_{1/2}$. Естественно, такой переход должен обладать заметно меньшей вероятностью, чем одночастичные переходы, с которыми мы встречаемся в большинстве реакций. Этим и объясняется относительная устойчивость этого состояния.

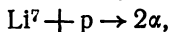
Аналогичное явление наблюдается и у системы Li^5 , возникающей в реакции



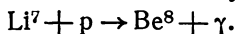
Только резонанс здесь лежит при несколько большей энергии (260 кэв) и, соответственно, имеет меньшую величину. (Максимальное сечение, как известно, пропорционально $\lambda^2 \sim \frac{1}{E}$.)

При интерпретации ядерных реакций следует учитывать и возникающие правила запрета. Наиболее известным примером такого рода является распад ядра Be^8 на две α -частицы.

Две α -частицы, как известно, могут находиться только в симметричных состояниях (как и любые две одинаковые частицы, лишенные спина). Это значит, что они могут разлетаться только в состояниях s , d , f (с четным l). Поэтому ядро Be^8 может распасться на две α -частицы только в тех состояниях, которые имеют четный спин и положительную четность (и добавим еще изотопический спин, равный нулю). Это правило запрета проявляется в реакции $\text{Li}^7 + p$. Последняя реакция идет либо с вылетом двух α -частиц



либо же такой результат реакции сопровождается еще и излучением γ -кванта. Реакция в этом случае идет в два этапа:



Интересной особенностью этой реакции является то, что при энергии протонов, равной 441 кэв, кривая выхода γ -лучей имеет максимум, который следует связывать с уровнем Be^8 , в то же время кривая выхода α -частиц при этой энергии максимума не имеет. Это значит, что ядро Be^8 в состоянии, образуемом при такой энергии протона, не может развалиться на две α -частицы. Такой запрет объясняется тем, что уровень Be^8 , участвующий в этой реакции (энергия возбуждения 17,63 Мэв), имеет спин 1 и нечетен. Такой уровень не может распасться на две α -частицы, и энергия возбуждения может уйти только на излучение.

Интересным образом проявляются в реакциях правила запрета по изотопическому спину. Если, например, рассматривать неупругое рассеяние дейтронов или α -частиц на ядрах, после которого ядро остается в возбужденном состоянии, то, так как и у дейтрона и у α -частицы изотопический спин равен нулю, в результате реакции могут возбуждаться только уровни, имеющие тот же изотопический спин, что и основное состояние. Например, при неупругом рассеянии дейтронов ядрами B^{10} возбуждаются уровни B^{10} с энергией 0,72; 2,15 и 3,58 Мэв. При неупругом же рассеянии протонов, кроме этих уровней, возбуждается еще и уровень с энергией 1,74 Мэв. Так как изотопический спин B^{10} равен нулю, то отсюда однозначно следует, что изотопический спин уровня 1,74 Мэв равен

единице. Это есть как раз тот уровень, который аналогичен основным состояниям ядер B^{10} и C^{10} .

Наиболее простое проявление изотопической инвариантности (в форме более слабой изотопической симметрии) имеется в зеркальных ядрах типа $Be^7—Li^7$, $C^{13}—N^{13}$, $O^{17}—F^{17}$ и др. В этих ядрах каждому уровню одного ядра соответствует уровень другого, а потому их спектры отличаются только кулоновским полем (а массы еще на разность масс протона и нейтрона).

Сравнение изобарных ядер оказывается иногда полезным для определения изотопического спина уровней. Рассмотрим, например, ядра N^{16} и O^{16} . Ядро N^{16} имеет проекцию изотопического спина $T_z = -1$, для ядра O^{16} проекция $T_z = 0$. Это видно из того, что нейтронный избыток $N - Z$ у N^{16} равен 2, а у O^{16} нулю. Поэтому уровни N^{16} могут иметь изотопический спин $T = 1, 2, \dots$, а ядро O^{16} может иметь еще и уровни с $T = 0$. Все уровни ядра N^{16} должны встретиться в спектре ядра O^{16} , но не все уровни O^{16} можно искать в спектре N^{16} . Те уровни, которых не окажется в спектре N^{16} , и будут уровнями с $T = 0$. Переход от уровня ядра O^{16} на соответствующий уровень ядра N^{16} совершается заменой одного протона на нейтрон. Поэтому ядро N^{16} в полученном состоянии будет иметь массу, отличающуюся от массы ядра O^{16} в соответствующем состоянии на кулоновскую энергию лишнего протона минус разность масс нейтрона и протона. Эта величина для легких ядер невелика *). Она равна нулю (точнее — 15 кэв) у пары H^3, He^3 , и растет с увеличением заряда ядра. Такое сравнение спектров соседних ядер оказывается полезным для идентификации их уровней. Отсюда можно, в частности, подтвердить, что O^{16} в основном состоянии имеет изотопический спин, равный нулю (O^{16} в основном состоянии имеет массу, меньшую массы N^{16}).

Такой анализ проводится и для других изобаров. Привлекая и другие данные о ядерных реакциях, мы сейчас в состоянии охарактеризовать большую часть низких возбужденных состояний легких ядер.

*) Как обычно, в ядерной физике мы говорим не о массах ядер, а о массах нейтральных атомов.

ЛЕКЦИЯ ШЕСТАЯ

СТРУКТУРА ЯДРА (ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА)

В области легких ядер мы рассматривали нейтрон и протон как «изотопически» подобные частицы; в области тяжелых ядер, для которых большую роль играют кулоновские силы, такой подход непригоден. Если в легких ядрах существенную роль играло полное число нуклонов в оболочке, то свойства тяжелых ядер зависят от числа нейтронов N и от числа протонов Z в отдельности.

Наиболее ярко зависимость свойств ядер от N и Z проявляется в существовании так называемых «магических чисел» и, соответственно, «магических ядер».

Магическими ядрами называются ядра, в которых либо число протонов, либо число нейтронов отвечает заполненным оболочкам. Магические ядра довольно резко выделяются по своим свойствам.

Можно считать установленным, что *магическими числами* являются числа 50, 82, 126, 152. Другие магические числа, указываемые в литературе, либо относятся к области совсем легких ядер, где они имеют мало смысла, либо же их существование сомнительно.

Лучшим примером магического ядра является изотоп свинца с атомным весом 208. Это, как говорят, дважды магическое ядро, оно состоит из магического числа протонов (82) и магического числа нейтронов (126). Pb^{208} обладает свойствами, характерными для замкнутой системы. Если у обычных тяжелых ядер первые возбужденные уровни лежат при энергии не выше 200 кэв, то у возбужденного Pb^{208} надо затратить энергию в 2,6 Мэв. Кроме того, у него аномально мала и энергия сродства к нуклону. Захват нейтрона обычно сопровождается возбуждением возникающего ядра порядка 7 Мэв,

захват Pb^{208} нейтрона приводит к выделению всего только 4 *Мэв*.

Вероятно, наиболее чистым способом нахождения магических ядер является изучение энергии сродства ядер к α -частицам (т. е. энергии, выделяющейся при захвате ядром α -частицы). Зависимость энергии сродства к α -частице от числа нуклонов в ядре оказывается более чистой характеристикой, чем энергия сродства к нейтрону или протону, которая зависит от числа частиц нерегулярным образом, меняясь скачком при переходе от четных элементов к нечетным. Благодаря этому большую пользу приносит систематика α -активных элементов и реакций с испусканием α -частиц.

К сожалению, установив магические числа ядра, мы еще очень мало можем сказать о состояниях нуклонов. Потребуется еще много опытов, чтобы картина состояний тяжелых ядер стала сколько-нибудь полной. Схема уровней и порядок их заполнения, которые часто приводятся в литературе, основаны на упрощенной модели уровней потенциальной ямы и идеальной регулярности заполнения, которая, как видно на примере легких ядер, не соответствует действительности.

Более того, опыт показал, что в тяжелых ядрах модель частиц, движущихся в центральном поле, вообще нуждается в существенном изменении, так как исходное предположение о сферической симметрии поля оказывается неправильным.

Магические ядра несомненно имеют сферическую форму. Однако эта форма ядра очень неустойчива, особенно в случае тяжелых ядер; кулоновские силы, стремящиеся вытянуть ядро, и силы поверхностного натяжения, стремящиеся уменьшить его поверхность в тяжелом ядре, почти полностью компенсируют друг друга. Поэтому уже под влиянием сравнительно небольших сил поверхность ядра перестает быть сферой.

Неустойчивость тяжелых ядер очень хорошо иллюстрируется явлением деления ядер. При сравнительно малом возбуждении (~ 6 *Мэв*) ядра U^{238} , образовавшегося при захвате теплового нейтрона, ядро становится неустойчивым и настолько вытягивается, что это приводит к его разрыву на два осколка. У ядра U^{238} , Pu^{240} и др. неустойчивость даже

еще больше — такие ядра делятся спонтанно, находясь в основном состоянии. В связи с такой неустойчивостью поверхности тяжелого ядра многие тяжелые ядра в основном состоянии имеют не сферическую форму, а вытянутую. Вытянутость ядра связана со взаимодействием его поверхности и нуклонов, находящихся вне замкнутых оболочек. Без анализа экспериментальных данных невозможно указать, у каких ядер вытянутость становится настолько большой, что их следует рассматривать как несферические. Несомненно, что легкие ядра можно считать сферическими — это доказывается успехом теории оболочек, в которой нуклоны классифицируются по состояниям в поле сферической симметрии. Из сказанного выше столь же ясно, что особенно резкой несферичности следует ожидать у ядер в конце периодической системы.

Представление о несферических ядрах наиболее полно было развито в работах О. Бора *). Рассмотрим, какие характерные свойства должно иметь несферическое ядро.

Важнейшим свойством несферических ядер, отличающих их от ядер сферических, является наличие вращательных уровней. Согласно законам квантовой механики не имеет смысла говорить о вращении сферического ядра. Из квантовой механики известно, что сферически симметричная система, т. е. система, свойства которой не зависят от углов, не может иметь вращательного спектра энергии. Вращение такой системы ничего не означает, а потому не имеет смысла говорить и о вращении сферически симметричного ядра. Однако для вытянутого ядра уже можно говорить о вращении. Если для простоты считать, что ядро имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, то ядро такой формы может вращаться вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии. В то же время вращение вокруг оси симметрии ядра попрежнему не имеет смысла.

Состояние несферического ядра характеризуется прежде всего состоянием «покоящегося» ядра и моментом вращения ядра вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии ядра.

*) Мы отсылаем читателя к сборнику «Проблемы современной физики» № 9, ИЛ, 1955, в котором дан перевод двух основных работ по несферическим ядрам. (См. также книгу О. Бора: *Rotational States of Atomic Nuclei*, København, 1955.)

В поле несферического ядра теряет смысл понятие момента количества движения отдельного нуклона, так как эта величина является точным квантовым числом только для сферически симметричного поля. Поэтому состояние нуклонов в таком поле следует классифицировать по аналогии со случаем двухатомной молекулы.

В поле с аксиальной симметрией, как известно, сохраняется не величина момента количества движения, а только величина его проекции на ось симметрии. При этом проекция момента количества движения нуклона складывается из проекции его орбитального момента и проекции его спина; говорить о полном моменте нуклона j в поле с аксиальной симметрией не имеет смысла.

Обозначим величину суммы проекций моментов количества движения отдельных нуклонов на ось ядра буквой Ω .

Рассмотрим теперь вращающееся ядро. Вращение ядра характеризуется моментом количества движения K , который, как мы видели, не может иметь составляющей вдоль оси вращения ядра. Если обозначить через n единичный вектор, направленный вдоль оси симметрии ядра, то полный спин ядра можно записать в виде суммы:

$$I = \Omega n + K.$$

Вектор K направлен перпендикулярно к оси симметрии, а потому

$$(Kn) = 0.$$

Отсюда следует, что $(In) = \Omega$, т. е. что проекция спина ядра на ось симметрии всегда равна Ω .

Из очевидного утверждения, что проекция вектора не может превышать его длины, следует, что возможными значениями спина ядра при заданном Ω являются значения

$$I = \Omega; \Omega + 1; \Omega + 2; \dots \text{ и т. д.}$$

Особо следует рассмотреть ядра, у которых $\Omega = 0$, т. е. ядра со спином, равным нулю. Как показывает теория, такие ядра похожи на двухатомные молекулы с одинаковыми ядрами, лишенными спина, и потому могут иметь момент количества движения, равный только одному из четных чисел 0, 2, 4, ...

Изучение спектров ядер с точки зрения идентификации вращательных уровней привело к интересным результатам. Наиболее резко вращательный характер спектров проявляется у самых тяжелых α -активных ядер. Лучшее всего вращательные уровни видны у четно-четных ядер, у которых возбуждение

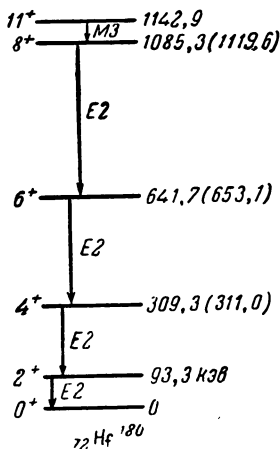


Рис. 6. Спектр ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$ с четным числом протонов и нейтронов (из книги: А. Вогт, *Rotational States of Atomic Nuclei*, Kobenhavn, 1955).

В скобках указаны энергии, отвечающие формуле для вращательных уровней. При больших энергиях появляется уровень 11^+ , уже не имеющий вращательного характера. Стрелками показаны наблюдавшиеся электромагнитные переходы (E2 — квадрупольный электрический, M3 — октупольный магнитный). Видно, что между вращательными уровнями происходят квадрупольные переходы (излучение заряженной капли). Ясно видно также, что последний уровень не является вращательным.

инерции твердого эллипсоида. Действительно, такой момент инерции при переходе к шару стремится к конечной величине — моменту инерции шара. Однако вращение сфери-

отдельных нуклонов требует сравнительно большой энергии и спектр возбуждения нуклонов не накладывается на вращательный. Пример такого спектра дан на рис. 6.

Однако и у нечетных ядер можно выделить вращательные уровни, пользуясь закономерностями в их расположении, которые описаны ниже. На рис. 7 мы приводим пример вращательного спектра нечетного ядра ${}_{73}\text{Ta}^{181}$.

Следует иметь в виду, что на опыте оказывается трудным выделить вращательные уровни с большим моментом. Однако уже сейчас известны вращательные уровни с моментом 8.

Энергия вращательных уровней ядер определяется известной формулой

$$E = \frac{M^2}{2J},$$

где M — момент количества движения, а J — момент инерции ядра. В квантовых системах $M^2 = \hbar^2 I(I+1)$, и потому энергия уровня с моментом I равна

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1).$$

Момент инерции ядра J не имеет ничего общего с моментом

ческого ядра, как мы видели, ничего не означает, и момент инерции J должен прежде всего обладать тем свойством, что $J \rightarrow 0$, когда форма ядра переходит в сферическую.

Таким образом, вращение ядра нельзя описывать как вращение твердого тела. Теоретическое рассмотрение задачи о вращении несферического ядра показывает, что это вращение можно приближенно описывать уравнениями, подобными уравнениям гидродинамической задачи о потенциальном движении идеальной

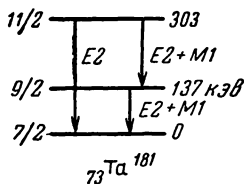


Рис. 7. Спектр ядра ${}_{73}\text{Ta}^{181}$ с нечетным числом протонов и четным числом нейтронов (из той же книги, что и рис. 6).

Спин основного состояния отвечает проекции спина нуклонов $\Omega = 1/2$. Первое вращательное состояние имеет энергию, отвечающую почти тому же моменту инерции, что и у соседнего ядра ${}_{73}\text{Hf}^{181}$. Второй уровень также описывается формулой для вращательных уровней. Отношение их энергий $E_{11/2} : E_{9/2} = 2,21 \pm 0,02$ согласуется с теоретическим 2,22. Вращательный характер уровней подтверждается и наблюдаемыми квадрупольными переходами, которые, однако, конкурируют здесь с магнитными — дипольными, происходящими с изменением Ω .

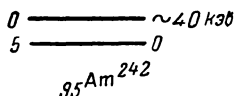


Рис. 8. Вероятная схема первых уровней ${}_{95}\text{Am}^{242}$, отождествленных по β -распаду кюрия (по данным С. А. Баранова и К. Н. Шлягина).

Ядро ${}_{95}\text{Am}^{242}$ имеет нечетное число как протонов, так и нейтронов. Спины уровней возникли в результате сложения и вычитания проекций моментов обоих нуклонов, каждая из которых равна $5/2$. Из схемы видно, что сложение проекций приводит к более низкому уровню.

жидкости во вращающейся несимметричной оболочке. Однако в настоящее время степень пригодности такого приближения нельзя считать установленной.

Решение такой задачи, как нетрудно видеть, обладает как раз теми особенностями, которые были указаны выше. Обычные условия гидродинамики требуют, чтобы нормальная компонента скорости жидкости обращалась в нуль на границе с неподвижной стенкой. Если стенка не неподвижна, а движется с некоторой скоростью, то граничное условие для этого случая переходит в требование, чтобы нормальная (к стенке) составляющая скорости совпадала с нормальной составляющей скорости самой стенки.

Рассмотрим жидкость, заключенную в сферический сосуд, который вращается вокруг некоторой оси, проходящей через его центр. Очевидно, что при таком движении скорость каждой точки поверхности направлена по касательной, а нормальная составляющая скорости стенки равна везде нулю.

Уравнениям гидродинамики потенциального движения в таком сосуде будет удовлетворять только покоящаяся жидкость, так как $\mathbf{v} = 0$ удовлетворяет как уравнениям, так и граничным условиям. В сосуде же несферической формы стенки имеют нормальную составляющую скорости, и жидкость будет увлекаться стенками, причем кинетическая энергия при заданной угловой скорости оболочки будет тем больше, чем больше сосуд отличается от сферы.

Выберем в качестве модели формы ядра эллипсоид. Обозначим длины полуосей эллипсоида через c (ось симметрии) и a . Тогда можно показать, что кинетическая энергия потенциального вращающегося жидкого эллипсоида равна

$$\frac{M}{10} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2} \omega_0^2,$$

где ω_0 — угловая скорость вращения поверхности эллипсоида. Сравнивая это выражение с общим выражением для кинетической энергии вращающегося тела

$$\frac{1}{2} J \omega_0^2,$$

получим:

$$J = \frac{M}{5} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2}.$$

Заметим, что момент инерции твердого эллипсоида равен

$$J_0 = \frac{M}{5} (c^2 + a^2),$$

так, что их отношение равно

$$\frac{J}{J_0} = \left(\frac{c^2 - a^2}{c^2 + a^2} \right)^2.$$

Отношение стремится к нулю, когда $\frac{c}{a} \rightarrow 1$ (шар) и стремится к единице, когда $\frac{c}{a} \rightarrow \infty$.

Объем эллипсоида равен:

$$V = \frac{4}{3} \pi a^2 c.$$

Средний радиус ядра, о котором обычно говорят в ядерной физике, надо, очевидно, определять как

$$R = (a^2 c)^{\frac{1}{3}}.$$

Вернемся к ротационным уровням энергии. Для ядра без спина (четно-четное ядро) получаем уровни энергии, определяемые формулами:

$$E_I = \frac{I(I+1)}{2J} \hbar^2; \quad E_0 = 0; \quad E_2 = \frac{3\hbar^2}{J}; \quad E_4 = \frac{10\hbar^2}{J};$$

$$E_6 = \frac{21\hbar^2}{J} \text{ и т. д.}$$

Сравним эти формулы с известными из опыта уровнями энергии тяжелых ядер. Для этого нужно, во-первых, проверить правило интервалов — отношения между разностями энергий уровней, которые должны быть равны

$$(E_2 - E_0) : (E_4 - E_2) : (E_6 - E_4) : \dots = 3 : 7 : 11 : \dots$$

или, если отсчитывать энергию от основного состояния ядра

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 : \dots = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \dots$$

Этот результат превосходно подтверждается на уровнях двух групп четно-четных ядер — в области редких земель и в области самых тяжелых α -активных ядер. Очень интересно, что у свинца Pb^{208} , дважды магического сферического ядра, ротационных уровней нет, лишь по мере удаления от свинца к более тяжелым ядрам возникают вращательные уровни, и отношение $E_4 : E_2$ достигает теоретической величины 3,3. Расстояние до первого возбужденного уровня составляет около 80 кэв в области редких земель и около 40 кэв у α -активных ядер. Отсюда можно определить моменты инерции. Для редких земель J оказывается равным $J = 1,9 \cdot 10^{-47}$ г. см², а для тяжелых α -активных ядер $J = 3,8 \cdot 10^{-47}$ г. см².

Правило интервалов между уровнями хорошо иллюстрируются примерами. Один из них, это спектр U^{234} , измеренный по энергиям α -частиц при распаде Pu^{238} . Здесь ясно заметны три ротационных уровня с энергией 43, 143 и 297 *кэв*, а спины и четности соответственно 2^+ , 4^+ и 6^+ . Отношение энергий уровней равно 1:3,3:6,9 в строгом соответствии с теоретическими значениями.

Второй пример — спектр редкоземельного элемента ${}_{72}Nf^{180}$ (рис. 6), образующийся при распаде изомерного состояния ${}_{72}Nf^{180}$ (5,5 часа). Здесь видны даже 4 уровня — 2^+ , 4^+ , 6^+ и 8^+ с энергиями 93, 309, 642, 1085 *кэв*, которые относятся друг к другу как 1:3,3:6,9:11,7. Спины и четности уровней определяются тем, что все переходы между этими уровнями отождествлены как электрические квадрупольные переходы.

Для нечетных ядер выражение для расстояний между уровнями изменяется. Так как спин такого ядра в основном состоянии не равен нулю, то его уровни определяются формулой

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1),$$

где $I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2$ и т. д. (I_0 — спин основного состояния ядра); пример такого спектра дан на рис. 7.

Для того чтобы отсюда можно было сделать вывод о степени вытянутости эллипсоида, необходимо иметь еще одну экспериментальную величину, так как форму эллипсоида определяют две величины a и c . Это можно сделать, привлекая другие данные о несферических ядрах. Такое сравнение мы проведем ниже.

Сейчас же рассмотрим состояния отдельных нуклонов в несферическом ядре.

Квантовым числом нуклона, находящегося в аксиально-симметричном поле, является прежде всего проекция орбитального момента количества движения нуклона на ось эллипсоида λ . Так как спин нуклона может иметь проекцию на ось ядра, равную $\pm 1/2$, то суммарная проекция момента количества движения нуклона ω может быть равна либо $\lambda + 1/2$, либо $\lambda - 1/2$. Отметим, что существует очевидное исключение. Если $\lambda = 0$, то ω принимает только одно значение $\omega = 1/2$.

Уровни нуклона в поле эллипсоида обозначаются в спектроскопии по величине проекции λ . Аналогично тому, как значениями $l=0, 1, 2, 3, \dots$ сопоставляются буквы s, p, d, \dots , так и уровни с $\lambda=0, 1, 2, 3, \dots$ обозначаются буквами $\sigma, \pi, \Delta, \dots$.

Так как в несферическом ядре нуклоны не имеют определенного вектора момента количества движения, то для них нет и векторного сложения моментов. В системе из нескольких нуклонов складываются только проекции моментов на ось ядра. Благодаря этому схема заполнения уровней в несферическом ядре оказывается совсем иной, чем схема заполнения уровней в центральном поле, которая разбиралась для легких ядер.

Главное различие обеих схем состоит в следующем. Уровни частицы в центральном поле с моментом j сильно вырождены. Каждому значению j отвечают $2(2j+1)$ -состояний с одинаковой энергией, отличающихся либо зарядом, либо проекцией на произвольную ось. Это значит, что в состоянии с заданным j могут находиться $2j+1$ нейтронов и столько же протонов.

Для частицы в аксиально симметричном поле степень вырождения существенно меньше. На уровне с заданной величиной проекции могут находиться два нуклона с проекциями момента $\pm \omega$ соответственно. При этом так как в тяжелых ядрах протоны и нейтроны занимают разные уровни, то вырождение по заряду (по изотопическому спину) здесь отсутствует. Поэтому каждые два одинаковых нуклона образуют подобие замкнутой оболочки, не имеющей ни спина, ни магнитного момента. В то же время в легких ядрах для образования заполненных оболочек необходимо было иметь $2(2j+1)$ нуклонов. Свойства тяжелых ядер поэтому определяются в значительной мере свойствами последней нечетной частицы, так что обнаруживается несколько парадоксальное обстоятельство; тяжелые ядра с большим числом частиц должны лучше описываться моделью одной частицы, чем легкие ядра, где, как мы видели, эта модель оказалась непригодной.

Следует еще добавить, что если сверх замкнутых оболочек в ядре имеются две разные частицы — один протон и один нейтрон, то эти нуклоны занимают разные уровни и свойства таких ядер оказываются несколько более сложными. Если взаимодействие обоих нуклонов мало, то энергия уровня слабо зависит от знака проекции момента количества

движения ядра. В соответствии с этим нужно ожидать появления двух уровней, близко расположенных один к другому, со спинами, равными соответственно сумме проекций моментов двух нуклонов и их разности. Такой спектр был, например, обнаружен для ядра Am^{242} *) (рис. 8), в котором нижний уровень имеет, повидимому, спин 5, а спин верхнего уровня равен нулю. Эта картина отвечает двум нуклонам, проекция спина каждого из которых равна $5/2$. Нижний уровень отвечает сложению проекций, верхний — их вычитанию. Расстояние между уровнями равно примерно 40 кэв, что дает представление о величине взаимодействия между нуклонами.

Рассматривая свойства тяжелых ядер, начнем с их спинов. Оставляя в стороне нечетно-нечетные ядра, мы можем утверждать, что величина спина ядра определяется состоянием нечетного нуклона. Спин ядра совпадает с проекцией ω полного момента количества движения нуклона на ось ядра. Проекция орбитального момента λ равна либо $\omega - 1/2$, либо $\omega + 1/2$.

Так как каждые два одинаковых нуклона образуют замкнутую систему, то в области тяжелых ядер спины соседних ядер следуют друг за другом нерегулярно.

Магнитный момент тяжелого ядра складывается из двух. Кроме магнитного момента, который создают отдельные нуклоны в «покоящемся» ядре, вращение ядра как целого приводит к появлению дополнительного магнитного момента. Отношение магнитного момента к механическому для вращения ядра как целого имеет величину $Ze/2Amc$, где Ze — заряд, а Am — масса ядра. В ядерных магнетонах гироскопический множитель для ядра как целого равен поэтому

$$g_k = \frac{Z}{A}.$$

Полный момент ядра μ равен, таким образом, сумме:

$$\mu = \mu_0 n + \frac{Z}{A} K,$$

где n , как и раньше, единичный вектор, направленный по оси ядра, K — момент количества движения ядра как целого, а μ_0 — проекция магнитного момента нечетного нуклона на ось симметрии.

*) Баранов и Шлягин, Доклад на сессии АН СССР, посвященной мирному использованию атомной энергии, июль 1955 г.

Определим теперь проекцию магнитного момента на направление спина ядра μ . Как мы знаем, именно эту величину называют *магнитным моментом ядра*. По определению:

$$\mu = \mu \frac{I}{I},$$

откуда

$$\mu = \frac{(\mu I)}{I+1}.$$

Для того чтобы вычислить скалярное произведение (μI) , умножим выражение для μ на спин ядра I :

$$(\mu I) = \mu_0 (nI) + \frac{Z}{A} (KI).$$

Спин ядра I состоит из двух слагаемых: $I = \Omega n + K$. Умножая последнее выражение на I и вспоминая, что в основном состоянии ядра $\Omega = I$, получаем:

$$I(I+1) = I^2 + (KI).$$

Мы воспользовались еще тем, что $(nI) = I$. Отсюда $(KI) = I$.

Таким образом,

$$(\mu I) = \mu_0 I + \frac{Z}{A} I.$$

Окончательно получаем для магнитного момента ядра

$$\mu = \left(\mu_0 + \frac{Z}{A} \right) \frac{I}{I+1}.$$

Проекция μ_0 имеет совсем простой вид в случае когда нечетная частица есть нейтрон. Так как спин нуклона имеет проекцию на ось ядра либо $+1/2$, либо $-1/2$, то μ_0 равно $\pm 1,91$.

Считая для всех ядер $Z/A \cong 0,45$ (Z/A меняется от 0,5 для легких ядер, до 0,4 для самых тяжелых), получим для ядра с четным Z и нечетным A формулы

$$\mu = -1,5 \frac{I}{I+1} \quad \text{или} \quad \mu = 2,4 \frac{I}{I+1}$$

в зависимости от того, как направлен спин нейтрона по отношению к его орбитальному моменту.

В случае ядер, которые содержат четное число нейтронов и нечетное число протонов, формулы получаются более сложными. Это связано с орбитальным моментом протона, который также вносит свой вклад. Магнитный момент нечетного нуклона будет равен сумме проекций собственного магнитного

момента протона $\mu_p = 2,8$ и его орбитального магнитного момента, численно равного в ядерных магнетонах орбитальному моменту. Сумма проекции орбитального момента протона и проекции спина равна спину ядра I . Поэтому проекция орбитального момента равна либо $I + 1/2$, либо $I - 1/2$, в зависимости от знака проекции спина на ось ядра. Отсюда получаем:

$$\mu_0 = \pm 2,8 + \left(I \mp \frac{1}{2} \right)$$

или

$$\mu_0 = 2,3 + I \quad \text{и} \quad \mu_0 = -2,3 + I.$$

Окончательно для магнитного момента всего ядра

$$\mu = \begin{cases} 2,75 \frac{I}{I+1} + \frac{I^2}{I+1}, \\ -1,85 \frac{I}{I+1} + \frac{I^2}{I+1}. \end{cases}$$

При сравнении вычисленных значений магнитных моментов с опытом нужно исходить из того, что далеко не все ядра можно рассматривать как несферические. Необходимо сначала убедиться, что спектр уровней ядра имеет вращательную структуру и тем самым убедиться, что ядро несферично. Как уже говорилось, вращательный характер уровней установлен только у α -активных тяжелых ядер и у ядер в районе редких земель. Поэтому и сравнение выведенных формул законно производить только для этих ядер. В области α -активных ядер магнитный момент измерен и то очень грубо лишь у нескольких из них, известные значения магнитных моментов этих ядер приводятся в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

Ядро	Спин	Магнитный момент	
		экспер.	теор.
${}_{92}\text{U}^{235}$	$7/2 (5/2)$	$-0,8 \pm 0,2$	$-1,1 (1,7)$
${}_{93}\text{Np}^{237}$	$5/2$	$6 \pm 2,5$	3,1
${}_{94}\text{Pu}^{239}$	$1/2$	$(-)\ 0,4 \pm 2$	-0,5
${}_{94}\text{Pu}^{241}$	$5/2$	$\pm (1,4 \pm 6)$	$-1,1 (1,7)$

Ядра U^{235} и Pu^{241} имеют по одному лишнему нейтрону. При спине $7/2$ отрицательный магнитный момент может быть равен в этом случае $-1,1$, что близко к экспериментальному. При спине $5/2$ магнитный момент может быть равен либо $-1,1$, либо $1,7$, что также неплохо согласуется с опытом. Ядро Pu^{239} при спине $1/2$ должно иметь магнитный момент $-0,5$. Наконец, в случае ядра Nr^{237} , который имеет один лишний протон, магнитный момент при спине $5/2$ должен быть равен $3,1$, что лежит в пределах экспериментальных ошибок.

Несколько хуже согласие в области редких земель. Однако в этой области очень мало известно о спектрах ядер и о их вращательных уровнях. В случае ядра гафния, вращательный характер спектра которого хорошо установлен, магнитный момент (известный только по абсолютной величине) равен $0,6$ при спине $1/2$ или $3/2$ и близок к теоретическому $-0,5$ или $-0,9$.

Очевидно, что дальнейшие изучения спектров и магнитных моментов тяжелых ядер позволят сделать более подробные выводы о границах применимости модели несферического ядра.

Поучительным примером является ядро Bi^{209} , оно состоит из дважды магического ядра $Pb^{208} + 1$ протон. Если рассматривать это ядро как сферическое, то его магнитный момент должен определяться последним прогоном. При спине $9/2$ орбитальный момент прогона может быть равен либо 4 , либо 5 . (Состояние $g_{7/2}$ или $h_{7/2}$). Этим случаям отвечают значения магнитного момента $6,8$ и $2,6$ соответственно, что не согласуется с экспериментальным значением $4,08$. Это значит, что прибавление к магическому ядру даже одного нуклона достаточно, чтобы нарушить устойчивость его поверхности.

Интересные результаты о форме тяжелых ядер могут быть получены из рассмотрения их квадрупольных моментов. В области ядер с $A > 50$ большинство ядер имеет положительный квадрупольный момент, в несколько раз превышающий по величине квадрупольный момент одной частицы.

Вычислим квадрупольный момент несферического ядра. Квадрупольный момент равномерно заряженной системы с зарядом Z , имеющий ось симметрии, определяется формулой

$$Q = \frac{Z}{2} \int (3z^2 - x^2 - y^2 - z^2) dv,$$

Q — объем эллипсоида. Ввиду аксиальной симметрии

$$Q = 2Z \frac{1}{Q} \int (z^2 - x^2) d\tau.$$

Для равномерно заряженного эллипсоида отсюда получается следующая формула:

$$Q = \frac{2Z}{5} (c^2 - a^2).$$

Однако квадрупольный момент, вычисленный по этой формуле, не равен квадрупольному моменту ядра, измеряемому экспериментально. Квадрупольный момент Q_0 есть составляющая Q_{33} тензора квадрупольного момента в системе координат, неподвижно связанной с ядром (и осью „3“, направленной по оси симметрии ядра).

На опыте же измеряется среднее значение компоненты тензора квадрупольного момента ($Q_{zz} \equiv Q$) вращающегося ядра в системе координат, неподвижно закрепленной в пространстве и выделяемой обычно направлением внешнего поля. Связь между Q и Q_0 дается формулой

$$Q = Q_0 \frac{I}{I+1} \frac{2I-1}{2I+3}.$$

Это выражение обращается в нуль при $I=0$ и $I=1/2$.

Фактор $\frac{I}{I+1} \cdot \frac{2I-1}{2I+3}$ сильно уменьшает квадрупольный момент и очень медленно стремится к 1. При $I=1$ он равен $1/10$, при $I=3/2$ он равен $1/6$, даже при $I=9/2$ он еще далек от единицы и равен $6/11$.

Вспоминая выражение для момента инерции

$$J = \frac{M}{5} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2},$$

можно найти полуоси эллипсоида для каждого ядра, у которого известны квадрупольный момент и ротационные уровни.

Квадрупольные моменты нечетных тяжелых ядер Q известны из спектроскопических наблюдений. Однако такие измерения непосредственно определяют лишь энергию взаимодействия квадрупольного момента ядра с электрическим полем электронной оболочки, вычисления которого очень ненадежны. Существует другой более непосредственный способ определения

величины квадрупольных моментов, не связанный со свойствами атома. Если установлено, что уровни имеют ротационную структуру (по величине интервалов между ними), то можно показать, что время жизни такого уровня *) пропорционально квадрату истинного квадрупольного момента ядра Q_0 (не спектроскопического Q). Этот метод позволяет определить квадрупольные моменты и четно-четных ядер, у которых нет спина, а потому $Q = 0$ **). Если теперь попытаться из значений Q_0 и момента инерции J определить величину этих полуосей эллипсоида (отношение Q^2/J дает сумму их квадратов, а само Q — разность), то обнаружим, что эллипсоид очень сильно вытянут. Однако при таком способе анализа оказывается, что объем ядра получается слишком малым и отвечает величине постоянной r_0 , входящей в выражение для радиуса ядра $R = r_0 A^{1/3}$ и равной $\sim 0,7 \cdot 10^{-13}$ см. В то же время данные о радиусе ядра, полученные из рассеяния электронов, дают для r_0 существенно большее значение $\sim 1,1 \cdot 10^{-13}$ см. С этим значением согласуются и данные о спектрах мезоатомов. С другой стороны, если вычислять полуоси эллипсоида из радиуса ядра и величины Q_0 , то значение момента инерции, вычисленное по модели потенциального течения, оказывается существенно меньше (раза в три), чем значение, определенное из наблюдаемых расстояний между ротационными уровнями.

Такое расхождение частично может быть связано с тем, что радиус распределения заряда в ядре (определяющий Q) несколько меньше, чем радиус распределения массы (который связан с моментом инерции). Однако основная причина, по-видимому, лежит в грубом характере гидродинамической модели. Этот вопрос требует еще дальнейшего исследования.

Несмотря на отсутствие количественного согласия, опытные факты тем не менее совершенно ясно указывают, что тяжелые ядра, не расположенные в таблице близко к магическим ядрам, обладают формулой вытянутого эллипсоида вращения,

*) А также и вероятность его возбуждения электрическим полем (при столкновении с заряженной частицей).

***) Для нечетного ядра Ta^{181} квадрупольный момент измерялся обоими способами. При этом спектроскопическое значение $Q = 7$ (или $Q_0 = 15$, так как спин Ta^{181} равен $7/2$) оказалось примерно в два раза больше Q_0 , измеренного по времени жизни. Сравнивая эти значения с Q_0 для соседних ядер, можно предположить, что меньшее значение Q_0 ближе к действительности.

причем величина вытянутости (отношение $\frac{c}{a}$) по крайней мере достигает 1,5. Поэтому рассмотрение поля тяжелого ядра, как поля с центральной симметрией, является незаконным.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В этом приложении мы выведем несколько формул, использованных в лекции.

А. Момент инерции жидкости в эллиптическом, аксиально симметричном сосуде, при потенциальном движении.

Направим ось z по оси симметрии эллипсоида, а ось y по оси вращения.

Потенциальное движение жидкости описывается, как известно, потенциалом φ , удовлетворяющим уравнению Лапласа

$$\Delta\varphi = 0.$$

При этом скорость жидкости v определяется как

$$v = \text{grad } \varphi.$$

Граничные условия состоят в том, что нормальная составляющая скорости жидкости на поверхности равна скорости сосуда.

Уравнение эллипсоида напомним в нормальной форме

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

Скорость поверхности равна $[\omega r]$.

Направляющие косинусы нормали к поверхности эллипсоида пропорциональны x/a^2 , y/a^2 и z/c^2 соответственно.

Умножая компоненты разности

$$v_{\text{пов}} - [\omega r] = (\text{grad } \varphi)_{\text{пов}} - [\omega r]$$

на направляющие косинусы нормали и приравнивая полученное выражение нулю (это и есть, очевидно, условие равенства нулю нормальных составляющих), получим:

$$\frac{x}{a^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \omega z \right) + \frac{y}{a^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{z}{c^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \omega x \right) = 0.$$

Это равенство должно выполняться на всей поверхности. Удовлетворим его, выбрав в качестве решения уравнения

Лапласа функцию

$$\varphi = Axz,$$

где A — некоторая постоянная. Подставляя эту функцию в граничное условие, получим:

$$\frac{1}{a^2}(A - \omega) + \frac{1}{c^2}(A + \omega) = 0.$$

Определив отсюда A , находим потенциал

$$\varphi = \omega \frac{c^2 - a^2}{c^2 + a^2} xz.$$

Вычислим кинетическую энергию жидкости. Положив плотность равной единице, напишем:

$$T = \frac{1}{2} \int v^2 dv = \frac{1}{2} \int (\text{grad } \varphi)^2 dv = \frac{\omega^2}{2} \left(\frac{c^2 - a^2}{c^2 + a^2} \right)^2 \int (z^2 + x^2) dv.$$

Производя обычную замену переменных $x = a\xi$, $y = a\eta$ и $z = c\zeta$, получаем после простых преобразований

$$T = \frac{\omega^2}{2} \left(\frac{c^2 - a^2}{c^2 + a^2} \right)^2 a^2 c (c^2 + a^2) \int \xi^2 d\xi d\eta d\zeta,$$

где интеграл берется уже по шару с радиусом, равным единице. Окончательно имеем:

$$T = \frac{\omega^2}{2} \frac{M}{5} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2},$$

где M — масса эллипсоида (численно равная его объему). Очевидно, что коэффициент при $\frac{\omega^2}{2}$ и есть искомый момент инерции

$$J = \frac{M}{5} \frac{(c^2 - a^2)^2}{c^2 + a^2}.$$

Б. Квадрупольный момент равномерно заряженного вращающегося эллипсоида.

Для нахождения множителя, на который надо умножить квадрупольный момент неподвижного ядра Q_0 , чтобы получить квадрупольный момент ядра вращающегося Q , составим выражения для тензора квадрупольного момента сначала из величин, характеризующих неподвижное ядро, а затем из величин, характеризующих ядро вращающееся.

Обозначим через n_i компоненты единичного вектора, направленного вдоль оси „3“ неподвижного ядра. Тензор квадрупольного момента можно написать в виде

$$Q_{ik} = \frac{3}{2} Q_0 \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right).$$

Коэффициент $\frac{3}{2}$ выбран так, что $Q_0 = Q_{33}$.

Для вращающегося ядра Q_{ik} следует выразить через вектор спина I . Так же, как это делалось в лекции 4, можно написать:

$$Q_{ik} = \frac{Q_0}{\frac{2}{3} I (2I - 1)} \left\{ I_i I_k + I_k I_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} I (I + 1) \right\}.$$

Приравнивая это выражение среднему значению квадрупольного момента, вычисленного по предыдущей формуле, получим:

$$\overline{Q_0 \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right)} = \frac{Q}{I (2I - 1)} \left[I_i I_k + I_k I_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} I (I + 1) \right].$$

Умножим обе части дважды на вектор спина и воспользуемся соотношением $I_i n_i = \Omega$, где Ω — проекция спина на ось симметрии ядра (равное самому спину I), и соотношениями

$$\sum_{i, k} I_i I_k I_k I_i = [I(I + 1)]^2, \quad \sum_{i, k} I_i I_k I_i I_k = [I(I + 1)]^2 - I(I + 1);$$

последнее соотношение следует из правил коммутации компонент вектора спина

$$I_x I_y - I_y I_x = 2I_z \text{ и т. д.}$$

В результате мы получим:

$$\begin{aligned} Q_0 \left[\Omega^2 - \frac{1}{3} I (I + 1) \right] &= \frac{Q}{I (2I - 1)} \left[\frac{4}{3} I^2 (I + 1)^2 - I (I + 1) \right] = \\ &= \frac{1}{3} Q (I + 1) (2I + 3), \end{aligned}$$

откуда

$$Q = \frac{3\Omega^2 - I(I + 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0.$$

При $\Omega = I$ получаем искомую формулу:

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0.$$

ЛЕКЦИЯ СЕДЬМАЯ
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
(СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ)

Пользование понятием уровней отдельных нуклонов имеет смысл только до тех пор, пока взаимодействие между нуклонами меньше, чем расстояние между уровнями (с одинаковым моментом и чётностью), соответствующими различным конфигурациям нуклонов. С увеличением энергии возбуждения плотность уровней быстро возрастает и разбиение нуклонов по оболочкам теряет всякий смысл. Такое положение возникает, когда имеют дело с тяжелым ядром и сравнительно высокими возбуждениями.

В этих случаях нужно отказаться от описания ядра с точки зрения механики отдельных частиц, а перейти к обратному предельному случаю и использовать соображения статистической физики и термодинамики. Однако надо иметь в виду, что поскольку статистические законы справедливы для систем, состоящих из очень большого числа степеней свободы, то применение их к ядрам, в которых число частиц не столь уже велико, очевидно, не может привести к точным соотношениям.

Возбужденное ядро с точки зрения статистической физики характеризуется прежде всего энергией E , величину которой удобно отсчитывать от основного состояния ядра. В такой шкале E будет, очевидно, просто энергией возбуждения. Так как у системы с большим числом степеней свободы уровней много, то распределение их удобно описывать средним расстоянием между ними при заданной энергии возбуждения $D(E)$ или же это распределение представляется плотностью уровней в этом месте спектра $\omega(E) = \frac{1}{D(E)}$. Плотность уровней $\omega(E)$ меняется с энергией возбуждения. Известно, что чем больше энергия возбуждения, тем больше и плотность уровней.

Задачей статистического рассмотрения и будет являться установление связи между плотностью уровней и энергией возбуждения. Связь между этими двумя величинами, как известно, устанавливается в статистике с помощью введения понятия энтропии.

В статистической физике устанавливается связь между энтропией S и числом состояний системы N , имеющих приблизительно одинаковую энергию. Такая связь устанавливается известным соотношением Больцмана

$$S(E) = \ln N$$

(в нашей записи энтропия S измеряется в безразмерных единицах).

Отсюда следует и обратное утверждение, что число уровней системы, лежащей в некотором интервале энергии ΔE , определяется формулой

$$N = e^{S(E)}.$$

Интервал энергии ΔE определяется величиной флуктуации энергии в термодинамической системе, находящейся при постоянной температуре. Эта величина определяет естественную неопределенность энергии системы и может быть вычислена для любой термодинамической системы.

Из последней формулы мы можем определить и среднее расстояние между уровнями $D(E)$.

Полагая $\Delta E = ND$, получим:

$$D(E) = \Delta E \cdot e^{-S(E)} = e^{-S(E) + \ln \Delta E}.$$

Определив энтропию системы, можно уже без дальнейших предположений ввести температуру ядра по обычной термодинамической формуле

$$T = \frac{1}{\partial S / \partial E}.$$

Для того чтобы применить статистические соображения к ядру и вычислить энтропию системы нуклонов, нужно прежде знать, как зависит энергия возбуждения ядра от температуры или, что то же самое, нужно знать теплоемкость ядра.

Систему нуклонов, образующих ядро, можно приближенно рассматривать как идеальный газ из частиц, подчиняющийся статистике Ферми.

Такое приближение кажется на первый взгляд странным, так как нуклоны сильно взаимодействуют друг с другом. Однако хорошо известно, что система из взаимодействующих фермиевских частиц имеет спектр энергии, очень похожий на спектр вырожденного идеального ферми-газа. Убедительным примером этому является спектр электронов в металле. Хорошо известно, что теплоемкость металлов при низких температурах (когда вклад в теплоемкость от решетки пренебрежимо мал) пропорциональна температуре, так же как и у идеального газа. В то же время очевидно, что взаимодействие электронов в металле ни в какой степени не может считаться малым. Поэтому есть все основания полагать, что и в случае ядра теплоемкость будет подчиняться аналогичному закону.

Положим, что для ядра теплоемкость зависит от температуры, так же как теплоемкость вырожденного ферми-газа *)

$$c = \frac{a}{2} T,$$

где a — некоторая постоянная. Так как

$$c = \frac{dE}{dT},$$

то отсюда можно определить энергию:

$$E = \frac{a}{4} T^2.$$

Энтропия определяется соотношением

$$T \frac{\partial S}{\partial T} = c,$$

что дает

$$S = \frac{a}{2} T = (aE)^{1/2}.$$

Относительно постоянной a можно только сказать, что она должна быть пропорциональна числу частиц в ядре, так

*) Условие «сильного вырождения» газа Ферми определяется неравенством $T \ll \frac{\hbar^2}{M} \rho^{2/3}$, где ρ — плотность частиц. Для ядра

$\rho = \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3\right)^{-1} (r_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см})$, откуда условие вырождения примет вид $T \ll 10 \text{ Мэв}$; поэтому можно считать температуру ядра низкой, так как уже $T \sim 1 \text{ Мэв}$ отвечает энергии возбуждения тяжелого ядра $\sim 10 \text{ Мэв}$.

как при заданной температуре энергия ядра, очевидно, должна быть пропорциональна количеству веществ. Поэтому

$$a \simeq KA \quad \text{и} \quad E = \frac{K}{4} AT^2,$$

где коэффициент K должен мало зависеть от свойств ядра.

Зная энтропию ядра, можно вычислить и среднее расстояние между уровнями. Однако для этого необходимо вычислить энтропию значительно точнее, чем это позволяют формулы, написанные выше. При таком вычислении в энтропию войдут логарифмические члены, которые перейдут в выражении e^S в предэкспоненциальный множитель. Таким образом, если пользоваться для энтропии формулой $S = \sqrt{aE}$, то вычисление предэкспоненциального множителя с помощью обычной теории флуктуаций невозможно.

Поскольку уточнённого вычисления энтропии ядер до настоящего времени не производилось, то коэффициент ΔE в формуле

$$D = \Delta E e^{(aE)^{1/2}}$$

не может быть вычислен теоретически. С другой стороны, опытные данные о возбужденных уровнях тяжелых ядер сейчас недостаточны, чтобы можно было произвести подробное сравнение формул с экспериментом.

Говоря об экспериментальных данных по ядерным уровням, нельзя забывать, каким образом эти данные получены. Значительная часть уровней определяется в опытах по захвату медленных нейтронов. В такой реакции не могут быть возбуждены произвольные уровни, так как медленный нейтрон может проникнуть в ядро лишь тогда, когда его орбитальный момент равен нулю. Это значит, что, например, если начальное ядро имеет спин $I=0$, то промежуточное ядро может иметь только одно значение спина, равное $1/2$. Поэтому из большого числа уровней, имеющих у тяжелого ядра, реакция захвата медленных нейтронов выделит лишь уровни с наименьшими спинами. Поэтому же и средняя плотность уровней, определяемая такими опытами, будет меньше истинной плотности. В других же опытах, например в опытах по неупругому рассеянию быстрых протонов, ограничение по спинам практически отсутствует и определенная плотность близка к полной.

В связи с такого рода особенностями представляет интерес вопрос о плотности уровней с заданным значением спина.

Согласно законам статистической физики вероятность системе (в нашем случае ядру) находиться в состоянии с моментом, лежащим в интервале $dM_x dM_y dM_z$, около значения M пропорциональна

$$dW(M_x, M_y, M_z) \sim e^{-\frac{1}{2I_0 T} (M_x^2 + M_y^2 + M_z^2)} dM_x dM_y dM_z.$$

Коэффициент пропорциональности определяется условием нормировки. Это дает для плотности уровней

$$d\omega(M) = \omega (2\pi I_0 T)^{-3/2} e^{-\frac{M^2}{2I_0 T}} 4\pi M^2 dM,$$

где ω — полная плотность уровней. В квантовой механике момент квантуется, и эта формула переходит в

$$\omega_I(E) = \omega(E) \frac{(2I+1)^2}{\sqrt{\pi^3}} \left(\frac{\hbar^2}{2I_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{T^{3/2}} e^{-\frac{\hbar^2}{2I_0 T} I(I+1)},$$

где $\omega_I(E)$ — плотность уровней с данным значением момента I .

Говоря об уровнях ядер, мы говорили о них как о независимых. Формулы, приведенные выше, определяют только среднее расстояние между уровнями, вопрос же о функции распределения — о вероятности определенного расстояния между уровнями при заданном среднем расстоянии остается неисследованным.

Нет никаких оснований считать, что уровни ядер с разными спинами каким-либо образом связаны друг с другом; расстояния между уровнями с разными спинами должны быть распределены по закону случая.

Однако такое заключение будет неверно для уровней с одинаковым спином. Задача о распределении таких уровней не решена. Единственно, что можно сказать по этому поводу, что уровни с одинаковым спином во всяком случае распределены не случайным образом. Из весьма общих соображений можно ожидать, что уровни с одинаковым спином должны быть распределены так, что вероятность очень малого расстояния между ними очень мала — уровни должны как бы «отталкиваться» друг от друга. Этот вопрос заслуживает изучения.

Статистические соображения оказываются очень плодотворными и при исследовании ядерных реакций и при исследовании распадов ядер. Мы начнем с наиболее простого вопроса — о вероятности α -распада. До недавнего времени в литературе встречались противоречащие друг другу теоретические формулы. Вероятность альфа-распада, как известно, определяется в основном вероятностью прохождения альфа-частицы через потенциальный барьер. Теория этого эффекта дает для проницаемости барьера (отношение квадратов модулей волновых функций по обе стороны от барьера) выражение

$$P \sim e^{-\Gamma},$$

где Γ — величина, зависящая от энергии α -частицы и заряда ядра. Постоянная распада λ (величина, обратная вероятности) должна быть пропорциональна

$$\lambda = \nu e^{-\Gamma},$$

где ν , как и λ , имеет размерность частоты. Определение величины ν и явилось источником недоразумений. В первых работах Гамова ядро описывалось в виде потенциального ящика и ν интерпретировалась как частота, с которой α -частица «ударяется» о границу ядра. Отсюда получалось значение

$$\nu \sim \frac{v}{R},$$

где R — размеры ядра, а v — «скорость» α -частицы внутри ядра. Такая частота отвечает энергии $h\nu \approx \frac{h\nu}{R}$ порядка десяти мегаэлектрон-вольт. Ясно, что это рассмотрение слишком примитивно.

В дальнейшем была высказана другая точка зрения, приводившая к коэффициенту, отвечающему, наоборот, слишком малой энергии — порядка нескольких электрон-вольт.

Статистическое рассмотрение ядра позволяет получить строгую формулу для этого коэффициента. Такая формула имеет вид:

$$\lambda = \frac{D}{2\pi\hbar} e^{-\Gamma}.$$

Коэффициент $\frac{D}{2\pi\hbar}$ имеет простой физический смысл, он равен частоте линейного осциллятора, имеющего то же расстояние между уровнями (равное $h\nu$), что и ядро в рассматриваемом

интервале возбуждений. Эта величина имеет порядок нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

В таком виде формула связывает вероятность α -распада с плотностью уровней всего ядра, а не с поведением α -частицы внутри ядра, как это имело место в формуле Гамова. Поэтому для вывода формулы нет никакой необходимости говорить о существовании α -частиц внутри ядра.

Термодинамика оказывается в особенности полезной для рассмотрения второго этапа ядерной реакции — вылета частиц из промежуточного ядра. Возбужденное промежуточное ядро можно рассматривать как нагретое тело, с поверхности которого происходит испарение частиц. Вероятность испарения может быть вычислена совсем так же, как скорость испарения обычных жидкостей.

Для этого представим себе ядро, находящееся в термодинамическом равновесии с газом испаряющихся нейтронов. В этой системе число испаряющихся нейтронов равно числу поглощаемых; число же поглощаемых может быть вычислено без труда. Так как нас будет интересовать не абсолютная вероятность, а относительная вероятность излучения нейтронов разных энергий (спектр испаряющихся нейтронов), то мы будем опускать все не зависящие от энергии множители. Распределение нейтронов по энергиям в газе, окружающем ядро, будет пропорционально величине

$$f(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \sim e^{-\frac{\mathcal{E}}{T}} \mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}.$$

Число нейтронов с энергией \mathcal{E} , ударяющихся о поверхность ядра в единицу времени, пропорционально их числу $f(\mathcal{E})$ и скорости (т. е. $\mathcal{E}^{1/2}$). Поэтому число нейтронов, ударяющихся о ядро и имеющих энергию \mathcal{E} , пропорционально

$$\nu(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \sim e^{-\frac{\mathcal{E}}{T}} \mathcal{E} d\mathcal{E}.$$

Однако не при каждом ударе нейтрона об ядро будет образовываться промежуточное ядро. Обозначим вероятность такого события через $\xi(\mathcal{E})$. Коэффициент ξ носит название *коэффициента прилипания* (в молекулярной физике аналогичную величину называют коэффициентом аккомодации). Собирая все множители вместе и пользуясь отмеченным равенством числа поглощаемых и числом вылетающих нейтронов,

можно написать закон распределения испаряющихся нейтронов в виде

$$n(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \sim \xi(\mathcal{E}) \mathcal{E} e^{-\frac{\mathcal{E}}{T}} d\mathcal{E}.$$

При энергиях в несколько мегаэлектрон-вольт коэффициент прилипания ξ становится очень близким к единице. Если считать $\xi = 1$, то для средней энергии испаряющихся нейтронов получаем:

$$\mathcal{E}_{\text{сред}} = 2T,$$

При малых энергиях коэффициент ξ существенно отличен от единицы; при энергиях, близких к нулю (тепловая область), коэффициент прилипания пропорционален скорости

$$\xi \sim \mathcal{E}^{1/2} \quad (\mathcal{E} \rightarrow 0)$$

при этом

$$\mathcal{E}_{\text{сред}} \simeq \frac{5}{2} T. \quad (\mathcal{E} \rightarrow 0)$$

Таким образом средняя энергия испаряющихся нейтронов всегда заключена в пределах

$$2T < \mathcal{E}_{\text{сред}} < 2,5T.$$

Существенно, что энергия испаряющихся частиц оказывается существенно меньше энергии возбуждения. Энергия возбуждения, таким образом, расходуется на вылет нескольких нуклонов сравнительно малой энергии, а не на вылет одного быстрого нуклона.

В задаче об испаряющихся нейтронах имеется одна особенность, которая отличает ее от обычной задачи об испарении жидкости. Энергия молекул, испаряющихся с поверхности жидкости, настолько мала по сравнению с энергией всей жидкости, что температуру жидкости можно считать постоянной (изотермическое испарение). В случае ядра испаряющийся нейтрон уносит (учитывая его энергию связи) заметную долю энергии. Поэтому для того чтобы уточнить формулы, необходимо еще указать, температуру какого ядра надо в них подставлять. Нетрудно видеть, что поскольку вывод формулы был основан на рассмотрении обратной задачи о равновесии конечного ядра с газом нейтронов, то T , стоящее в формулах, есть температура конечного ядра.

Подобно испарению нейтронов можно рассмотреть и задачу об испарении заряженных частиц: протонов, дейтронов и более тяжелых ядер. Испарение протонов отличается от испарения нейтронов тем, что из-за кулоновского отталкивания протонов вероятность поглощения $\xi(\mathcal{E})$ будет при малых энергиях меньше и предельное значение $\xi = 1$ будет достигаться при более высоких энергиях.

Особенно интересен с этой точки зрения случай дейтрона. Известно, что в космических лучах имеется сравнительно большое число дейтронов. Их происхождение несомненно связано с ядерными реакциями. Однако представляется на первый взгляд странным, почему из ядра может вылетать, не разваливаясь, такая сравнительно мало стабильная частица как дейтрон.

Рассматривая задачу об испарении дейтрона из ядра, можно показать, что вероятность испарения определяется только энергией возбуждения (температурой) конечного ядра, а потому практически не зависит от энергии связи дейтрона. Даже если энергия связи дейтрона была бы равна нулю, то и в этом случае вероятность его испарения была бы отлична от нуля. Эти же соображения, повидимому, объясняют факт вылета из ядер при ядерных реакциях ядра Be^8 , совершенно нестабильного и распадающегося со временем $\sim 10^{-14}$ сек на две α -частицы (энергия распада ~ 50 кэв)

ЛЕКЦИЯ ВОСЬМАЯ

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

(ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. РЕАКЦИИ С ДЕЙТРОНАМИ)

В этой лекции мы рассмотрим ядерные реакции с совсем другой точки зрения. Для того чтобы не усложнять задачи учетом кулонова поля ядер, ограничимся реакциями с нейтронами.

Будем рассматривать нейтрон, который сталкивается с каким-либо достаточно тяжелым ядром. Существует заметная вероятность того, что нейтрон пройдет через ядро, не потеряв энергии, а лишь изменив направление своего движения. Такой процесс отвечает упругому рассеянию. Нейтрон может, однако, и поглотиться, при этом возникнет промежуточное ядро, которое может распасться различными способами. В частности, промежуточное ядро может испустить нейтрон с меньшей энергией (неупругое рассеяние), либо с начальной (реземиссия нейтрона).

Если не интересоваться дальнейшей судьбой промежуточного ядра, то можно разделить все события, которые происходят при столкновении нейтрона с ядром, на два типа — рассеяние (без образования промежуточного ядра) и поглощение (образование промежуточного ядра).

Исходя из такой схемы, можно рассматривать столкновение нейтрона с ядром как прохождение нейтрона через некоторую среду — ядерное вещество и рассматривать эту задачу в полной аналогии с задачей о прохождении света через преломляющую и поглощающую среду.

Подобно тому как для оптически активной среды вводят показатель преломления, который в случае наличия поглощения является комплексной величиной, так и в случае ядра нужно ввести некоторые величины, которые характеризовали бы нуклоно-оптические свойства ядерного вещества

в дальнейшем мы будем просто говорить об оптических свойствах ядра). Такой метод рассмотрения ядерных реакций называют *оптической моделью ядра*.

Для того чтобы выбрать эти постоянные, обратимся к уравнению Шредингера для нейтрона. Согласно квантовой механике движение нуклона описывается волновым уравнением с некоторым потенциалом. Если потенциал вещественен, то мы придем к рассеянию нейтронов; поглощению нейтронов отвечает, как мы сейчас увидим, комплексный потенциал.

Для того чтобы это показать, выведем выражение для потока частиц в случае волнового уравнения с комплексным потенциалом. Будем действовать так же, как это принято для вывода выражения потока частиц при обычном потенциале.

Напишем волновое уравнение для частицы в поле, описываемом комплексным потенциалом $U - iV$ (U и V — вещественные функции):

$$E\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + U\psi - iV\psi,$$

где E — энергия частицы. Напишем далее сопряженное уравнение

$$E\psi^* = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi^* + U\psi^* + iV\psi^*.$$

Умножим первое уравнение на ψ^* , а второе на ψ и составим разность обоих выражений. После обычных преобразований получим:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \operatorname{div} (\psi^* \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \psi^*) - 2V\psi\psi^* = 0.$$

Так как $\psi\psi^*$ есть плотность частиц ρ , а $\frac{\hbar}{2mi} (\psi^* \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \psi^*)$ — плотность тока j , то последнюю формулу можно записать так:

$$\operatorname{div} j = -2\rho V.$$

Левая часть этого уравнения есть дивергенция тока; согласно физическому смыслу этой величины она равна нулю, если частицы не исчезают и не рождаются. Поэтому правая часть уравнения есть не что иное, как интенсивность источников.

Таким образом, поглощение частиц в единице объема и в единицу времени определяется величиной $2V\rho = 2V\psi^*\psi$.

Мнимая часть комплексного потенциала играет, следовательно, роль коэффициента поглощения.

Для того чтобы, исходя из этих представлений, построить теорию прохождения нейтрона через ядро, необходимо иметь какие-то сведения для определения обеих частей потенциала (вещественной и мнимой). У нас нет никаких оснований считать эти величины не зависящими от энергии, напротив, они несомненно являются функцией энергии нейтронов и должны быть определены из опыта.

Прежде всего отметим, что для возможности чёткого различия между процессами, связанными с образованием промежуточного ядра и истинным упругим рассеянием, необходимо, очевидно, чтобы вероятность реэмиссии промежуточным ядром нейтрона с начальной энергией была бы мала. Для этого в свою очередь необходимо, чтобы промежуточное ядро могло бы распасться многими способами. Это условие будет выполнено, если нейтрон будет иметь энергию порядка нескольких мегаэлектрон-вольт, так что будет существовать ряд возможных путей реакции с оставлением конечного ядра в различных возбужденных состояниях.

Преобразовывая несколько уравнение Шредингера, написанное выше, мы можем сказать, что в оптической модели движение нейтрона описывается уравнением

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U + iV)\psi = 0.$$

Это уравнение аналогично волновому уравнению в пустоте

$$\Delta\psi + k^2\psi = 0,$$

где k волновой вектор.

Можно формально говорить, что при переходе из пустоты в ядро волновой вектор нейтрона, равный в пустоте

$$k = (2mE)^{1/2}/\hbar,$$

меняется и становится равным комплексной величине

$$K = K_1 + iK_2 = \frac{(2m)^{1/2}}{\hbar}(E - U + iV)^{1/2}.$$

По аналогии с оптикой можно говорить о комплексном показателе преломления ядерного вещества

$$n = \frac{1}{k} (K_1 + iK_2).$$

Этой величиной, однако, в ядерной физике обычно не пользуются.

Выясним физический смысл комплексного волнового вектора. Частное решение волнового уравнения для нейтрона внутри ядра может быть формально записано в том же самом виде, что и решение в пустоте, т. е. в виде плоской волны, но только с комплексным волновым вектором.

Ограничиваясь одномерной задачей, выпишем это решение

$$\psi = e^{iKx} = e^{iK_1x} e^{-K_2x}.$$

Из этого выражения видно, что K_2 определяет поглощение частиц.

Для того чтобы связать величину комплексного волнового вектора с величинами, определяемыми из опытов по рассеянию нейтронов, необходимо решить задачу о диффракции нейтронной волны на ядре с заданными оптическими свойствами и заданным радиусом.

Так как из опыта необходимо определить при каждом значении энергии три величины: вещественную и мнимую части потенциальной энергии и радиус ядра (не зависящий от энергии), то необходимо произвести достаточно детальные опыты как по упругому, так и по неупругому рассеянию для того, чтобы можно было определить все величины без введения дополнительных предположений.

Следует отметить, что все постоянные, вообще говоря, могут быть разными для протона и нейтрона. Это различие может быть обусловлено, во-первых, кулоновскими силами, а во-вторых, тем обстоятельством, что в тяжелых ядрах число протонов и нейтронов различно. Этот очень интересный вопрос до сих пор не исследован экспериментально.

Для того чтобы решить задачу о диффракции нейтронов на ядре, мы должны прежде всего найти решение волнового уравнения внутри ядра и вне его.

Решения уравнений вне ядра и внутри ядра должны непрерывным образом переходить одно в другое на его границе. Такой же непрерывный переход должен быть и для их

производных. Обычно решение разлагается в ряд по шаровым функциям и условия непрерывности дают алгебраические уравнения для коэффициентов ряда. При этом получение решения требует учета сравнительно большого числа членов ряда и оказывается достаточно трудоемким.

Задача очень сильно упрощается, если рассматривать нейтроны больших энергий, при которых длина волны оказывается малой по сравнению с размерами ядра. Длина волны нейтрона λ_n в сантиметрах определяется численной формулой

$$\lambda_n = \frac{4,5}{\sqrt{E}} 10^{-13}.$$

где E в мегаэлектрон-вольтах; радиусы же ядер R имеют порядок величины $5 \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому условие $\lambda_n \ll R$ будет выполняться при энергии нейтронов в несколько сот мегаэлектрон-вольт. Для таких нейтронов задачу можно решать методом, очень похожим на тот, с помощью которого в оптике рассматривается так называемая диффракция Фраунгофера, например задача о диффракции параллельного пучка света на круглом отверстии.

Мы для простоты ограничимся случаем сферического ядра. Задача о несферическом ядре значительно сложнее. Пусть пучок нейтронов падает параллельно оси x . Падающий пучок нейтронов будем описывать, как обычно, плоской волной e^{ikx} , где k — величина волнового вектора нейтрона в пустоте. Амплитуду волновой функции положим равной единице.

Рассмотрим некоторую плоскость, перпендикулярную пучку падающих нейтронов и расположенную непосредственно позади ядра (т. е. со стороны, противоположной падающему пучку). Отметим на этой плоскости «тень» от ядра, т. е. ту область, в которую нейтроны, двигаясь по прямолинейным траекториям, параллельным волновому вектору k , могут попасть, только пройдя через ядро. Приближение, которое мы используем, состоит в том, что во всех точках плоскости, не попадающих в область «тени», будем считать волновую функцию равной тому постоянному значению, которое она имела бы, если убрать ядро.

Так как всегда можно умножить волновую функцию на произвольный фазовый множитель, то примем значение фазы в точках, лежащих вне области «тени», равным нулю. Это

значит, что мы выбираем координату z так, чтобы выбранной нами плоскости отвечала $z = 0$. Тогда волновая функция

$$\psi = e^{ikz}$$

вне области «тени» обращается просто в единицу.

Для вычисления волновой функции в области «тени» примем, что ее изменение происходило за счет того, что на проходящем через ядро прямолинейном участке пути длиной Δ (разной для разных участков «тени») волновой вектор равен не k , а $K_1 + iK_2$. Если бы этот участок лежал в пустоте, то фаза изменялась бы на этом пути на величину $k\Delta$. Внутри же ядра действительное изменение фазы оказывается $(K_1 + iK_2)\Delta$. Таким образом, при прохождении нейтрона через ядро происходит дополнительное изменение фазы, равное

$$\delta = (K_1 + iK_2 - k)\Delta.$$

Так как мы приняли, что вне «тени» волновая функция равна единице, то в участках «тени» волновая функция равна

$$\psi_{\text{тень}} = e^{i(K_1 - k)\Delta} e^{-K_2\Delta}.$$

Зная величину волновой функции, можно вычислить и величину сечений. Проще всего это сделать для сечения поглощения. Действительно, плотность нейтронов (равная $\psi^*\psi$) в разных точках плоскости равна

$$\psi\psi^* = \begin{cases} e^{-2K_2\Delta} & \text{в области «тени»,} \\ 1 & \text{в остальных точках.} \end{cases}$$

Если $K_2 = 0$, то значение плотности во всех точках равнялось бы единице.

Очевидно, что разность между единицей и $e^{-2K_2\Delta}$ отвечает нейтронам, поглощенным ядром. Ослабление пучка, происходящего из-за поглощения ядром, определяется поэтому функцией $1 - e^{-2K_2\Delta}$. Отсюда уже нетрудно получить и величину сечения. Именно проинтегрировав функцию ослабления по сечению пучка, т. е. по нашей плоскости, получим:

$$\delta_{\text{погл}} = \int (1 - e^{-2K_2\Delta}) dx dy,$$

где фактически интегрирование производится по области тени; Δ , очевидно, зависит от координат x и y .

Получение формулы для упругого рассеяния несколько сложнее. В отсутствии ядра волновая функция нейтрона была

плоской волной, и в системе координат, для которой ось z параллельна волновому вектору, она не зависела от координат x и y (волновая функция равнялась просто e^{ikz}). Присутствие ядра изменяет волновую функцию, так что ее значения становятся функциями координат плоскости. Поэтому такая волновая функция уже не будет плоской волной, т. е. не будет описывать параллельного пучка частиц. Так как энергия нейтронов не меняется (процессы, происходящие с изменением энергии, учитываются как поглощение), то следует ожидать, что новая волновая функция описывает частицы, рассеянные в разных направлениях. Для того чтобы разделить рассеянные частицы по направлениям, необходимо, согласно правилам квантовой механики, разложить полученные значения волновой функции в плоскости (x, y) в интеграл Фурье. Компоненты этого разложения (вернее, квадраты их модулей) и определяют интенсивность потоков частиц в различных направлениях. Разложение Фурье надо вести по двум переменным k_x и k_y , в соответствии с двумя координатами плоскости x, y . Если бы ядро не рассеивало, то это разложение содержало бы только одну компоненту, отвечающую $k_x = k_y = 0$.

Итак, мы должны представить волновую функцию в виде

$$\psi = (2\pi)^{-1} \int a(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y.$$

Тогда согласно правилам квантовой механики величина $|a(k_x, k_y)|^2$ определит долю нейтронов, имеющих проекции волнового вектора на оси x и y в интервалах $k_x, k_x + dk_x$ и $k_y, k_y + dk_y$. По известной теореме Фурье

$$a(k_x, k_y) = (2\pi)^{-1} \int \psi(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy.$$

Функция $\psi(x, y)$, которую надо подставлять в эту формулу, как говорилось выше, равна $\exp[i(K_1 - k)\Delta - K_2 \Delta]$ в области «тени» и единице в остальных точках. Сечение рассеяния определится формулой

$$d\sigma(k_x, k_y) = (2\pi)^{-2} \left| \int \psi(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \right|^2 dk_x dk_y.$$

Для того чтобы перейти от распределения по волновым векторам (k_x, k_y) к распределению по углам рассеяния, вве-

дем в плоскости ($xу$) вектор θ , величина которого и определяет угол рассеяния. Тогда $k_x = k\theta_x$ и $k_y = k\theta_y$. Так как рассеяние не зависит от азимута, то сечение будет зависеть только от длины вектора θ . Интеграл, определяющий сечение рассеяния, может быть вычислен, хотя получающееся при этом выражение и имеет сложный вид.

Для того чтобы получить полное сечение рассеяния, можно проинтегрировать выражение для дифференциального сечения по углам или по компонентам волнового вектора k_x и k_y . Можно, однако, поступить и проще.

Мы видели, что волновая функция ψ отлична от единицы только на небольшом участке плоскости. Запишем поэтому ψ в виде

$$\psi = 1 + (\psi - 1).$$

При такой записи можно интерпретировать единицу как падающую волну, распространяющуюся вдоль оси (напомним, что речь идет о значении волновой функции на заданной плоскости). Тогда разность $\psi - 1$ будет описывать изменение волновой функции, происходящее от диффракции нейтронов на ядре. Выражение для волновой функции, записанное выше, мы можем таким образом интерпретировать как сумму падающей и рассеянной волн. Полное число упруго рассеянных нейтронов получится, если проинтегрируем $|\psi - 1|^2$ по плоскости. Таким образом, мы получим:

$$\sigma_{\text{упр}} = \int |\psi - 1|^2 dx dy.$$

Интегрирование в этой формуле, как и в случае сечения поглощения, фактически происходит только по области «тени». Отметим здесь, что так как при поглощении $|\psi| < 1$, то всякое поглощение должно сопровождаться упругим рассеянием.

Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром описывается суммарным сечением

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{полг}}.$$

Складывая выражения для обоих сечений, получим:

$$\sigma_{\text{полн}} = \int (1 - |\psi|^2 + |\psi - 1|^2) dx dy$$

или, раскрывая выражения для модулей:

$$1 - |\psi|^2 + |\psi - 1|^2 = 2 - 2 \operatorname{Re} \psi,$$

где Re — вещественная часть.

Таким образом,

$$\sigma_{\text{полн}} = 2 \int (1 - \operatorname{Re} \psi) dx dy.$$

Можно выразить $\sigma_{\text{полн}}$ также и через функцию K_1 и K_2 . Подставляя выражение для ψ и ограничивая область интегрирования областью «тени», получим:

$$\sigma_{\text{полн}} = 2 \int (1 - e^{-2K_1 \Delta} \cos 2(K_1 - K_2) \Delta) dx dy.$$

Таким образом, мы получаем все выражения, которые описывают взаимодействие нейтрона с ядром. При каждой энергии нейтронов значение двух сечений, например $\sigma_{\text{полн}}$ и $\sigma_{\text{погл}}$, связано с помощью указанных формул со значениями K_1 и K_2 при этой энергии.

Сейчас в нашем распоряжении нет достаточно полных экспериментальных данных, чтобы можно было определить все три оптические характеристики ядра, а именно зависящий от энергии комплексный показатель преломления $k^{-1}(K_1 + iK_2)$ и не зависящий от энергии радиус ядра. Для того чтобы их определить, очевидно, недостаточно знать только величины полного и упругого сечения для какого-нибудь ядра, а необходимо, по крайней мере, знать еще и угловое распределение для упругого рассеяния.

Давно замечено, что радиусы ядер, определенные из нейтронных сечений, заметно больше радиусов ядер, определенных по рассеянию электронов и спектру мезоатомов. Однако следует иметь в виду, что такое расхождение не является противоречием, так как речь идет о разных явлениях, для которых не совпадает само определение радиуса. Кроме того, радиус, выделяющий рассеяние нейтронов, должен быть больше радиуса ядра на величину радиуса самого нейтрона (радиуса действия ядерных сил).

Для рассеяния нейтронов больших энергий можно также сделать некоторые выводы. Если бы ядро было бы совсем непрозрачно для нейтронов, то сечение поглощения было бы равно πR^2 . Действительно, в этом случае ψ обращается

в области «тени» в нуль и величина интеграла от $1 - |\psi|^2$ равняется просто площади «тени». Опыт показывает, что сечение поглощения меньше этой величины. Это значит, что ядро ведет себя по отношению к быстрым нейтронам как полупрозрачная среда.

Рассмотрим случай, близкий к реальным ядрам, когда преломление в ядре велико, так что

$$(K_1 - k) \Delta \gg 1.$$

Тогда в области «тени» величина $\text{Re } \psi = e^{-K_2 \Delta} \cos(K_1 - k) \Delta$, которая входит под интеграл, определяющий полное сечение, много раз меняет знак. Такая осцилляция функции приводит к тому, что после интегрирования по области «тени» остается малая величина. Поэтому при большом преломлении $\text{Re } \psi$ оказывается эффективно равным нулю и формула для полного сечения имеет вид

$$\sigma_{\text{полн}} = 2\pi R^2.$$

Распределение сечения между процессами упругого рассеяния и поглощения зависит, очевидно, от величины поглощения.

Мы видели, что при большом поглощении сечение поглощения стремится к πR^2 , поэтому в этом предельном случае

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{погл}} &= \sigma_{\text{упр}} = \pi R^2 \\ \text{при } K_2 \Delta &\gg 1. \end{aligned}$$

Напротив при малых K_2 поглощение практически отсутствует, и рассеяние оказывается ответственным за всю величину сечения

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{погл}} &= 0, \\ \sigma_{\text{упр}} &= 2\pi R^2 \quad (K_2 \Delta \ll 1). \end{aligned}$$

Мы рассказали только о простейших свойствах оптической модели. При реальном анализе экспериментов необходимо учитывать и более тонкие ее детали. Прежде всего, конечно, необходимо обобщить наши рассуждения на случай, когда налетающая частица заряжена. Это приводит к некоторому усложнению формул.

Большие трудности появляются, если отбросить предположение о том, что ядро представляет собой шар с резко очерченными границами. В реальном ядре плотность изменяется

не скачком, а более или менее постепенно и граница, очевидно, размыта. Кроме того, для тяжелых ядер необходимо еще учесть и то, что ядро не сферично. Учет всех этих особенностей усложняет формулы и вносит большие трудности в реальный анализ экспериментальных результатов.

Интересные результаты получаются при учете спина налетающих частиц. Благодаря наличию спин-орбитальной связи (о которой уже говорилось при разборе легких ядер) частицы с разным направлением спина рассеиваются по-разному, что приводит на опыте к поляризации рассеянных пучков. Теория этого явления также может быть дана в рамках оптической модели.

Существует один тип ядерных реакций, которые отличаются от обычных реакций с участием нуклонов, описываемых резонансной формулой. Мы имеем в виду реакции, вызываемые дейтронами.

Дейтрон выделяется из всех остальных ядер маленькой энергией связи. Энергия связи дейтрона равна $2,23 \text{ Мэв}$. Благодаря малой энергии связи дейтрон представляет собой «разбухшую» систему. Среднее расстояние между протоном и нейтроном в дейтроне составляет примерно $4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Эта величина превышает радиус действия сил взаимодействия между нуклонами, а потому дейтрон нельзя (подобно нуклонам) рассматривать как точечную частицу. Это и приводит к ряду особенностей реакций с дейтронами.

При столкновении дейтрона с ядром могут произойти различные процессы. Прежде всего дейтрон может упруго рассеяться. Дейтрон может также влететь целиком в ядро, в результате чего образуется промежуточное ядро. Оба эти процесса не имеют характерных особенностей, и мы их не будем рассматривать.

Рассмотрим реакции типа (d, n) или (d, p) . В этих реакциях вылетающий нуклон входил в состав начального дейтрона. Такие реакции могут идти и по обычному пути — через промежуточное ядро, однако существует значительная вероятность (во многих случаях большая, чем вероятность образования промежуточного ядра) другого пути реакции. Благодаря большим размерам дейтрона для реакции не обязательно, чтобы весь дейтрон попал внутрь ядра, достаточно, если это сделал либо только протон (реакция (d, n)),

либо только нейтрон (реакция (d, p)). Особенно своеобразен второй процесс.

Нейтрону, в отличие от целого дейтрона, не надо преодолевать кулоновского отталкивания, чтобы попасть в ядро. Поэтому при не слишком больших энергиях (от нескольких сот килоэлектрон-вольт до многих мегаэлектрон-вольт) дейтрона рассматриваемый путь реакции должен быть значительно более вероятным, чем попадание в ядро дейтрона целиком. Аналогичное положение существует и для реакции (d, p) . Хотя кулоновский барьер для протона такой же, как и для дейтрона, однако масса протона вдвое меньше, а потому вероятность протону пройти через барьер больше чем для дейтрона. Реакции с дейтронами, происходящие без образования промежуточного ядра, получили название реакций Оппенгеймера — Филлипса, по именам авторов, давших первую (хотя и не вполне корректную) теорию этого эффекта.

Взаимодействие дейтрона с ядром не обязательно должно закончиться захватом одного из нуклонов, оно может привести просто к развалу дейтрона — реакции (d, np) . Эта реакция также может происходить вне ядра. Последняя реакция может быть наиболее строго рассчитана теоретически, однако экспериментально она почти не изучена.

При энергиях в несколько мегаэлектрон-вольт реакции (d, p) и (d, n) используются для исследования характеристик уровней легких ядер. Эта возможность была указана Батлером, который и дал теорию эффекта *). Хотя конкретные расчеты Батлера неубедительны с теоретической точки зрения и корректная теория эффекта так и не была построена, качественные результаты Батлера несомненно являются справедливыми и подтверждены многочисленными экспериментами. Повидимому, эти результаты оказываются в высшей степени нечувствительными к конкретным предположениям расчета.

Рассмотрим для примера процесс (d, p) , происходящий на некотором ядре. Измерив энергии протона после реакции и, зная энергию дейтрона вначале, можно определить, на какой уровень конечного ядра захвачен нейтрон. Если ядро легкое, то расстояние между уровнями велико и такая идентификация проводится однозначно. Такая реакция естественно может идти и через промежуточное ядро; однако в этом

*) S. T. Butler, Proc. Roy Soc. A 208, 559 (1951).

случае протоны будут вылетать более равномерно во все стороны. В случае же «застревания» только одного нейтрона протон имеет резко выраженное угловое распределение, форма которого и позволяет судить о характеристике уровней ядра. Процесс развала промежуточного ядра, идущий параллельно, приводит к появлению изотропного фона, который в принципе может быть отделен. Угловое распределение вылетающего нуклона определяется моментом количества движения, который вносится в ядро нейтроном. Если нейтрон не уносит с собой момента, то распределение протонов имеет резкий максимум вперед. Этот случай наиболее четко может быть зафиксирован на опыте.

Если максимум в угловом распределении лежит не при угле, равном нулю, то это значит, что нейтрон передал ядру момент $\Delta l > 0$. Теория, хотя и с меньшей достоверностью, позволяет установить положение максимумов при $\Delta l = 1, 2$. Более высокие значения Δl различить между собой уже трудно.

Большое число экспериментов позволило получить новые (или подтвердить известные) данные об уровнях ядер. Несомненно, интерес представляет последовательное (от ядра к ядру) изучение уровней ядер в области, где оболочки не установлены с достоверностью. Ясно, что такие же результаты могут быть получены и при исследовании реакции (d, p) , сопровождающейся захватом протона.

Также пригодными для этой цели являются и реакции, обратные предыдущим. Если протон летит на ядро, то он может притянуть к себе один из нейтронов ядра и превратиться в дейтрон. В результате получится реакция (d, p) . Точно так же нейтрон может вырвать из ядра протон и привести к реакции (n, d) . Эти две реакции носят название реакций вырывания. Они в точности обратны реакциям (d, p) и (d, n) , и их вероятности с помощью статистических формул (принципа детального равновесия) выражаются через вероятности этих реакций. Поэтому все выводы, которые могут быть сделаны из одних реакций, также могут быть сделаны и из других.

Реакции, аналогично рассмотренным, существуют и в области дейтронов больших энергий. В этой области реакции (d, p) и (d, n) носят название реакций срыва. Природа эффекта и здесь та же самая. Однако его теоретическое

рассмотрение проще. При малой длине волны дейтрона ядро-мишень можно рассматривать как круглый непрозрачный (или полупрозрачный) экран, который поглощает влетающую в него частицу — нейтрон или протон. Явление срыва подробно исследовалось теоретически и экспериментально.

Интересно еще отметить некоторые особенности реакций (p, n) или (n, p) на легких ядрах. Эти реакции, очевидно, обратны друг другу (при соответствующем выборе мишеней), и потому их свойства аналогичны.

Если, например, протон летит на ядро, то как и в случае реакций с дейтронами, возможны два пути реакции. Реакция, идущая через промежуточное ядро, будет давать нейтроны, изотропно распределенные по углам; другой путь реакции состоит в непосредственном выбивании нейтрона из ядра. Закон сохранения энергии будет требовать при этом (если только протон не очень быстрый), чтобы налетевший протон застрял в ядре. Угловое распределение нейтронов в этой реакции зависит от состояний протона и нейтрона в ядрах. Изучение таких реакций особенно интересно в ядрах, где состояния нейтронов и протонов разные, так как переход между зеркальными ядрами сводится к тривиальной замене протона на нейтрон и обратно, — в этом случае вылетающий нейтрон будет практически продолжать движение протона и распределение будет иметь максимум при нуле градусов.

Мы видим, таким образом, что изучение реакций, идущих без образования промежуточного ядра, является своеобразным методом изучения строения ядер.

ЛЕКЦИЯ ДЕВЯТАЯ

π -МЕЗОНЫ

Столкновение нуклонов и ядер при больших энергиях сопровождается во многих случаях рождением новых частиц π -мезонов. Процессы, связанные с рождением π -мезонов, и их взаимодействие с отдельными нуклонами и ядрами особенно интенсивно изучались в последние годы в связи с пуском огромных ускорителей, которые ускоряют протоны до энергий, превышающих 10^9 эв.

Однако, прежде чем говорить о свойствах π -мезонов, сначала нужно установить некоторые общие соотношения, которые регулируют процессы рождения частиц и их превращения друг в друга.

Любой процесс, происходящий в квантовой системе, должен происходить так, чтобы сохранилась суммарная энергия, суммарный момент количества движения и суммарная четность системы.

При подсчете момента количества движения системы, как известно, наряду с орбитальными моментами частиц следует учитывать и их собственные моменты — спины частиц. Точно так же при применении закона сохранения четности необходимо учитывать не только четность, связанную с орбитальным моментом L , равную $(-1)^L$, но и внутреннюю (собственную) четность частиц. Внутреннюю четность частиц, очевидно, можно не учитывать только тогда, когда в процессе частицы не рождаются и не исчезают; в этих случаях сохраняется и отдельно «орбитальная» четность.

Собственная четность частиц не есть однозначное понятие. Можно, например, не нарушив ничего в законах сохранения, изменить четность всех частиц в системе, умножив ее на $(-1)^Z$, где Z — заряд, выраженный в единицах заряда электрона (при этом под четностью понимается число ± 1

или -1 , на которое умножается волновая функция при переходе из правой системы координат в левую). Действительно, общая четность всех частиц до реакции при этом умножается на $(-1)^{\sum Z}$, где сумма берется по всем частицам. Аналогично, общая четность всех частиц после реакции умножается на $(-1)^{\sum Z'}$. В силу сохранения заряда $\sum Z$ до реакции равно $\sum Z'$ после реакции, поэтому такое преобразование не нарушает закона сохранения.

Существуют, однако, случаи, когда четность частиц может быть задана абсолютно. Сюда относятся нейтральные частицы, прежде всего фотоны. Далее, четность π^0 -мезона может быть в принципе установлена из изучения процесса его распада на 2 фотона.

Наряду с четностью, связанной с отражением координат—пространственной четностью, можно рассмотреть свойства системы, связанные с изменением знака времени. При этом удобно вместо преобразования отражения времени рассматривать одновременное отражение пространственных и временной координат.

Таким образом, мы приходим к классификации частиц по их поведению по отношению к изменению знака всех координат (пространственных и времени)—к понятию временной четности. Совершенно так же, как и в случае четности пространственной, мы можем сформулировать закон сохранения временной четности системы—суммарная временная четность частиц не может изменяться ни в каком процессе. Мы говорим здесь о суммарной четности частиц, так как в отличие от обычной четности не существует никакой временной четности, связанной с орбитальным движением и речь может идти только о сохранении внутренней четности частиц.

Временная четность частиц представляет собой весьма мало изученное их свойство.

Относительно фотона можно утверждать, что его временная четность равна $+1$. Это следует из того, что фотон может появиться без уничтожения или появления каких-либо других частиц в системе, т. е. без изменения временной четности этих частиц. То же самое можно сказать и о π^0 -мезоне.

Казалось бы очень соблазнительным использовать закон сохранения временной четности для того, чтобы объяснить

отсутствие в природе ряда возможных формально процессов. Такими процессами, например, могли бы быть процессы, приводящие к уничтожению нуклонов, например, процесс

$$n + p \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$$

или

$$p + e^{-} \rightarrow 2\gamma.$$

Известно, что эти процессы не происходят в природе, так как только их запрет может обеспечить стабильность атомных ядер.

Для получения запрета превращения атома водорода в два кванта (последняя реакция) можно было бы считать, что временная четность электрона и протона разные (а также разные временные четности у протона и нейтрона). Тогда атом водорода не мог бы превратиться в четную систему (2 кванта), так как он был бы системой нечетной. Однако, запретив такое превращение, нельзя запретить распада на фотоны четных систем — молекулы водорода или атома дейтерия. Таким образом простой путь получения запретов оказывается неудовлетворительным.

Обе четности, о которых мы говорили, существуют как у частиц заряженных, так и у частиц нейтральных — ничего специфически связанного с зарядом во всех наших рассуждениях не было. У частиц нейтральных существует еще одна специфическая характеристика, связанная со свойством симметрии уравнений квантовой механики для нейтральных частиц.

Уравнения квантовой механики допускают своеобразное преобразование, так называемое зарядовое сопряжение, при котором частица заменяется античастицей. Для электрона античастицей является позитрон, для π^+ -мезона — π^- -мезон. В октябре 1955 г. был открыт антипротон Вигандом, Ипси-лантисом, Сегре и Чемберленом. Антинейтрон — нейтральная частица с положительным магнитным моментом еще не наблюдалась, но ясно, что и она существует.

Свойство уравнений, о котором говорилось, состоит в том, что если заменить все частицы системы на их античастицы и изменить знак у электромагнитного поля, то уравнения не изменятся.

Очевидно, что когда мы говорим о паре: частица — античастица, то какую из них назвать частицей, а какую античастицей — вопрос обозначений, не имеющий физического смысла.

Теперь уточним, что понимать под нейтральной частицей. Нейтрон не является в полном смысле нейтральным — у него есть магнитный момент. С этим связано и возможное существование антинейтрона — частицы с обратным знаком магнитного момента. Напротив, фотон является в полном смысле нейтральной частицей. Нейтральной же частицей является и π^0 -мезон. Наиболее точным определением истинно нейтральной частицы является определение ее как частицы тождественной со своей античастицей.

Согласно этому определению частица может не быть истинно нейтральной даже, если у нее нет ни заряда, ни магнитного момента. Наиболее простым примером этого рода является атом водорода в состоянии с полным спином (электрон — ядро), равным нулю. Хотя в этом состоянии атом водорода не имеет ни суммарного заряда, ни каких-либо моментов, тем не менее он не тождественен со своей античастицей — антипротоном с позитроном на своей K -орбите. Напротив, фотон не имеет античастицы вообще — он с ней тождественен и является нейтральным в истинном смысле этого слова.

Из самого определения нейтральной частицы вытекает существование у нейтральных частиц нового свойства — зарядовой четности. При переходе к зарядово-сопряженной системе нейтральные частицы переходят сами в себя. Поэтому (если опять ограничиться частицами с целыми спинами) волновая функция нейтральной частицы может либо изменить знак, либо не изменится вовсе. Таким образом, возникают два типа нейтральных частиц — зарядово-нечетные и зарядово-четные.

Понятие зарядовой четности имеет непосредственное практическое применение. Нетрудно видеть, что фотон есть частица зарядово-нечетная. Действительно, при переходе к зарядово-сопряженному уравнению изменяется знак у компонент поля. Но компоненты поля суть величины, которые в квантовой механике описывают фотон. Следовательно, волновая функция фотона имеет при зарядовом сопряжении знак, а следовательно, фотон зарядово-нечетен.

Напротив, как будет видно ниже, π^0 -мезон зарядово-четен. Отметим также, что система из двух фотонов или двух мезонов (как и всяких двух одинаковых нейтральных частиц) всегда зарядово-четна.

До сих пор говорилось только о четности частиц с целым спином. Случай частиц с полуцелым спином имеет свою особенность. Такие частицы характеризуются особыми математическими величинами *спинорами*. В то время, как скаляры, вектора и тензора при повороте системы координат на 360° возвращаются к исходным значениям, спиноры при таком преобразовании меняют знак на обратный. Это свойство спиноров не приводит ни к каким противоречиям, так как волновая функция не есть величина, которую измеряют на опыте, однако оно оказывает существенное влияние на преобразование волновых функций при отражениях.

Рассмотрим, например, отражение пространственных координат. Пусть волновая функция при таком преобразовании изменяется по некоторому правилу, которое мы символически запишем так *):

$$\psi \rightarrow I\psi.$$

Повторим это преобразование и вернемся, таким образом, в прежнюю систему координат, его можно записать в виде

$$\psi \rightarrow I(I\psi) = I^2\psi.$$

Если мы имеем дело со скаляром, вектором или тензором, то нужно потребовать, чтобы $I^2 = 1$, так как волновая функция должна также вернуться к исходному значению. Отсюда и следует, что возможны два сорта частиц, соответственно двум знакам корня из единицы.

Для частиц со спином полуцелым волновая функция, как уже говорилось, может либо вернуться к прежнему значению, либо же изменить знак. Соответственно этому возможны два случая: либо мы будем рассматривать двойную инверсию как тождественную операцию и тогда $I^2 = 1$, либо же двойная инверсия меняет знак у волновой функции и тогда $I^2 = -1$. Отсюда для спиноров возникает возможность четырех различных преобразований инверсий и, соответственно, возможность существования четырех «четностей». Однако все эти четыре возможности не могут быть, очевидно, реализованы одновременно. Квадрат оператора инверсии должен иметь одно определенное значение для всех спиноров, однако оно не

*) В случае волновой функции, состоящей из одной компоненты (спин нуль) I есть просто число. В общем случае могут перепутываться разные компоненты волновой функции и I есть, вообще говоря, матрица.

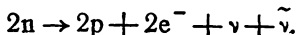
может быть выбрано теоретически. Любое из двух возможных значений $I^2 = \pm 1$ не противоречит формальной схеме теории. Выяснить это фундаментальное свойство оператора инверсии можно только на основании анализа опытов.

Существует неожиданная возможность определить значение I^2 из опыта. Оказывается, что если квадрат оператора инверсии $I^2 = 1$, то волновые функции частицы и античастицы преобразуются при инверсии различно; если же он равен $I^2 = -1$, то закон их преобразования одинаков. Это значит, что только при втором варианте могут существовать истинно нейтральные частицы с полуцелым спином. В первом варианте частица и античастица, очевидно, не могут быть тождественны, так как законы преобразования их волновых функций различны.

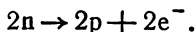
Таким образом для решения вопроса о типе преобразования волны нужно выяснить, существует ли в природе хотя бы одна истинно нейтральная частица или нет. Такой истинно нейтральной частицей могло бы оказаться нейтрино. Нейтрино безусловно не имеет заряда и с большой вероятностью не обладает и магнитным моментом.

Согласно обычной терминологии β -распада нейтрино (ν) сопровождает вылет из ядра позитрона, а его античастица — антинейтрино ($\bar{\nu}$) сопровождает вылет из ядра электрона. Если нейтрино — истинно нейтральная частица, то нейтрино тождественно антинейтрино. (В этом случае, в частности, магнитный момент нейтрино должен быть строго равен нулю.) Существует убедительный метод проверки этого обстоятельства. Этот метод состоит в измерении периода двойного β -распада. Двойной β -распад, в принципе, должен происходить между двумя изобарами, отличающимися друг от друга по массовому числу на две единицы. Существование большого числа таких изобар в природе (с четными числами протонов и нейтронов и со спинами, равными нулю) связано либо с тем, что промежуточное ядро (с нечетными числами протонов и нейтронов) имеет большую массу и обычный β -распад невозможен энергетически, либо же оно имеет очень большой спин, так что β -распад хотя и возможен формально, но настолько сильно запрещен, что становится практически не наблюдаемым.

Обычный путь двойного β -распада может быть написан схематически в виде



Если же нейтрино и антинейтрино тождественны, то распад одного нейтрона мог идти с испусканием антинейтрино, а распад другого нейтрона с испусканием нейтрино или, что то же самое, с поглощением уже имеющегося антинейтрино. В результате процесс двойного β -распада может идти вовсе без нейтрино по схеме



Теория показывает, что второй процесс примерно в десять тысяч раз менее вероятен, чем первый *). А так как уже второму процессу (без нейтрино) отвечают для реальных ядер полупериоды, большие 10^{16} лет, то первый путь распада (с антинейтринами) практически вообще не наблюдается при современной технике эксперимента. Поэтому обнаружить двойной β -распад можно только, если он происходит по простому безнейтринному варианту.

В последнее время Маккарти, повидимому, удалось наблюдать двойной β -распад ($\text{Ca}^{48} \rightarrow \text{Ti}^{48}$) с периодом полураспада около 10^{17} лет. Это значит, что двойной β -распад идет по схеме без нейтрино и что соответственно нейтрино есть истинно нейтральная частица. Отсюда следует, что волновая функция нейтрино при отражении координат преобразуется по схеме $I^2 = -1$, т. е. что при двукратном отражении ее волновая функция меняет знак.

Но согласно сказанному выше это означает и большее. Отсюда следует, что все частицы в природе преобразуются по этой схеме, так как в природе не может одновременно существовать частиц, преобразующихся по схеме $I^2 = 1$, и частиц, преобразующихся по схеме $I^2 = -1$. Замечательной особенностью этих рассуждений является то, что схема преобразования всех спинов оказывается однозначно установленной из факта существования хотя бы одной истинно нейтральной частицы.

Очевидно, что если бы двойной β -распад мог происходить только с вылетом антинейтрино, то отсюда нельзя было сделать никаких дальнейших выводов, так как такой факт ничего не говорил бы о том, существуют или нет в природе другие истинно нейтральные частицы (уже, конечно, не нейтрино).

*) Подробнее см. Зельдович, Лукьянов и Смородинский, Свойства нейтрино и двойной β -распад, УФН 54, 361 (1954).

После установления схемы преобразований спинов (а именно $I^2 = -1$) можно утверждать, что все спиноры могут иметь две четности соответственно двум возможным значениям корня из -1 . Отсюда следует, например, что система, состоящая из двух одинаковых частиц с полуцелым спином без орбитального момента является нечетной системой; действительно, четность такой системы определяется произведением четностей обеих частиц; преобразование отражения будет произведением двух одинаковых преобразований I , которое по условию равно -1 . Если же обе частицы имеют разную четность, то система является зарядово-четной. В частности, сложная частица с целым спином, которая распадается на две одинаковые частицы с полуцелым спином без орбитального момента, будет обязательно нечетной частицей.

Аналогичные рассуждения можно провести и с временной четностью и четностью зарядовой (для нейтральных частиц со спином $1/2$), но мы на этом останавливаться не будем.

Интересное применение находит теорема о зарядовой четности в случае позитрония — связанной системы, состоящей из электрона и позитрона и похожей на атом водорода.

Позитроний является согласно нашей терминологии истинно нейтральной частицей, при зарядовом сопряжении позитрон переходит в электрон, а электрон — в позитрон и, следовательно, позитроний переходит сам в себя. Зарядовая четность позитрония определяется его орбитальным моментом и спином. Можно показать, что зарядовая четность позитрония равна $(-1)^{L+S}$, L — орбитальный момент, а S — спин. Так как спин позитрония может быть равен нулю (синглетные состояния) или единице (триплетные состояния), то четность позитрония совпадает с четностью L в синглетных состояниях и противоположна четности L в триплетных состояниях.

Рассмотрим теперь распад позитрония на фотоны. Мы уже говорили, что фотон зарядово-нечетен. Значит, система из нечетного числа фотонов зарядово-нечетна. Отсюда сразу следуют правила отбора: позитроний может распадаться на четное число фотонов, только если он находится в состояниях 1S , 3P , 1D и т. д., и может распадаться на нечетное число фотонов в состояниях 3S , 1P , 3D и т. д.

Состояния позитрония с наименьшей энергией суть состояния 1S и 3S . Эти состояния называются парапозитронием и ортопозитронием соответственно. Мы видели, что парапозит-

троний (состояние 1S) может распасться только на четное число фотонов, а ортопозитроний (состояние 3S) только на нечетное. Так как распад на один квант невозможен из-за законов сохранения энергии и импульса, то можно заключить, что наиболее вероятные распады позитрония будут

$$^1S_0 \rightarrow 2\gamma, \quad ^3S_1 \rightarrow 3\gamma.$$

Отсюда следует, что распад ортопозитрония будет менее вероятен, чем распад ортопозитрония. Опыт (в согласии с теорией) дает для полупериодов этих распадов соответственно значения $7 \cdot 10^{-8}$ и $2 \cdot 10^{-10}$ сек.

Интересно отметить, что запрет распада ортопозитрония на два фотона есть следствие еще одной теоремы, а именно теоремы о том, что система из двух фотонов не может иметь полный момент, равный единице.

Все общие рассуждения, которые мы провели, относятся к любой частице и, в частности, ко всем типам мезонов, открытых в последнее время.

В этих лекциях мы рассмотрим подробно только свойства одного типа мезонов — π -мезонов, так как их свойства изучены наиболее полно. Это в свою очередь связано с тем, что π -мезоны представляют собой единственный тип мезонов, интенсивные пучки которых получают искусственно в лабораториях с помощью ускорителей *).

π -мезоны были открыты Пауэлом первоначально в космических лучах, а лишь потом они были созданы искусственно на больших ускорителях. При столкновении нуклона большой энергии с протонами или со сложными ядрами образуются π -мезоны трех сортов: заряженные π^+ - и π^- -мезоны и нейтральный π^0 -мезон. Все три π -мезона образуют группу частиц, очень близких по своим свойствам.

Сходство между π^+ - и π^- -мезонов видно непосредственно из процессов их образования

$$p \rightarrow p + \pi^+, \quad p \rightarrow p + \pi^-.$$

Ясно, что такое превращение не может происходить со сво-

*) μ -мезоны также начали в последнее время получать в лабораториях как продукты распада π -мезонов. Однако их свойства изучены значительно хуже. В 1955 г. на беватроне в Беркли, который дает протоны с энергией более 6000 Мэв, был получен также пучок K -мезонов — частиц с массой 970 электронных масс. Пока появились только первые сообщения об этих опытах.

бодным нуклоном, оно противоречит законам сохранения энергии и импульса. Эти процессы могут происходить только при столкновении нуклона с другим нуклоном или ядром.

Аналогично происходит и рождение π^0 -мезона

$$p \rightarrow p + \pi^0, \quad n \rightarrow n + \pi^0.$$

Все четыре процесса, как мы потом увидим, связаны некоторыми соотношениями, являющимися следствиями изотопической инвариантности π-мезонов, которая позволяет рассматривать все три π-мезона как одну частицу в трех зарядовых состояниях, подобно тому как были объединены в одну частицу протон и нейтрон.

π-мезоны частицы нестабильные. В свободном состоянии они распадаются. Схема распада и время жизни у заряженных π-мезонов и у нейтрального π-мезона различны. Заряженные π-мезоны распадаются на μ-мезон и нейтрино

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu.$$

Так как масса μ-мезона равна $206 m_e$, то распад π-мезона сопровождается выделением энергии в 35 Мэв . В силу закона сохранения импульса из этой энергии на долю μ-мезона приходится 5 Мэв , а остальные 30 Мэв уносит нейтрино. Период полураспада π^\pm -мезонов составляет

$$T_{1/2}(\pi^\pm) = (3,6 \pm 0,3) 10^{-8} \text{ сек.}$$

Нейтральный π^0 -мезон распадается на два фотона

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma;$$

период полураспада этого процесса составляет

$$T_{1/2}(\pi^0) = (5 \pm 3) 10^{-15} \text{ сек.}$$

Не следует думать, что различие в путях распада и времени жизни обязательно нарушают зарядовую симметрию π^\pm - и π^0 -мезонов. Очевидно, что распад на два фотона просто не имеет аналога в случае заряженных частиц. Процесс же $\pi^0 \rightarrow \mu^0 + \nu$, если и существует (до сих пор нет никаких указаний на существование μ^0 -мезона), то его вероятность должна быть примерно в 10^6 раз меньше вероятности распада на два фотона.

Время жизни π^0 -мезона есть самое короткое из измеренных времен жизни элементарных частиц. Путь, который прохо-

дит π^0 -мезон за свою жизнь, имеет порядок величины 10^{-6} см. Это время, однако, достаточно большое, чтобы можно было все же говорить о π^0 -мезоне как о самостоятельной частице. Характерное время частицы, которое определяет ее строение по порядку величины, равно $\frac{\hbar}{\mu c^2}$, так как это есть един-

ственная имеющая размерность времени комбинация, которую можно составить из атомных постоянных. Для π^0 -мезона это время равно $5 \cdot 10^{-24}$ сек, по сравнению с которым время жизни π^0 -мезона очень велико. Поэтому π^0 -мезон можно рассматривать как частицу, не менее реальную, чем любая другая.

За исключением процессов распада, сходство в свойствах всех трех мезонов очень велико. Если отвлечься от электрических свойств, существенных лишь при изучении медленных мезонов, то процессы рождения различных π -мезонов, рассеяние их нуклонами и ядрами имеют большое сходство между собой.

Это сходство начинается уже со значения масс π -мезонов:

$$m(\pi^\pm) = (272 \pm 0,3) \text{ электронных масс,}$$

$$m(\pi^0) = (263,9 \pm 0,9) \text{ электронных масс.}$$

Разница в массах хотя относительно и больше, чем в случае разницы в массах нейтрона и протона (составляющей $\sim 0,15\%$), тем не менее еще мала по сравнению с массой самого мезона. Сходство в поведении π -мезонов привело к тому, что сейчас принято применять к π -мезонам понятие зарядовой инвариантности и считать, что они образуют триаду.

Наличие трех состояний в терминах изотопического пространства означает, что изотопический спин π -мезона равен 1 и может иметь три разные проекции на ось ζ : $+1, 0$ или -1 . Трех проекциям изотопического спина на ось ζ отвечают три разных π -мезона:

$$\tau_\zeta = +1 (\pi^+), \quad \tau_\zeta = 0 (\pi^0), \quad \tau_\zeta = -1 (\pi^-).$$

Такое условие соответствует сделанному нами ранее выбору проекции изотопического спина протона, равной $+1/2$. Утверждение о изотопической инвариантности π -мезонов требует, конечно, экспериментальной проверки.

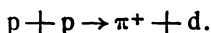
Очевидно, что уже соображения зарядовой симметрии приводят к некоторым соотношениям между сечением; например, можно утверждать, что при столкновении протона и

нейтрона количество заряженных мезонов (одинаковой энергии и в одинаковом телесном угле) обоих знаков должно быть равно друг другу

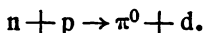
$$\sigma(p + n \rightarrow p + n + \pi^+) = \sigma(p + n \rightarrow p + p + \pi^-).$$

Соотношения такого типа носят тривиальный характер. Однако изотопическая инвариантность приводит и к более интересным соотношениям.

Экспериментально до сих пор проверено только одно соотношение такого рода. Хорошо известна реакция, в которой при столкновении двух протонов образуется дейтрон и π⁺-мезон:



С этой реакцией мы еще встретимся в дальнейшем. Аналогичный процесс наблюдается и при столкновении нейтрона с протоном:



Зарядовая инвариантность, как можно показать, приводит к тому, что сечение первого из этих процессов должно быть вдвое больше сечения второго:

$$\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d) = 2\sigma(n + p \rightarrow \pi^0 + d).$$

Эту связь легко установить, если заметить, что конечные продукты реакции имеют суммарный изотопический спин, равный 1 ($T_\pi = 1$, $T_d = 0$). Изотопический спин двух протонов равен 1, изотопический спин системы $n-p$ равен либо 0, либо 1 (проекция $T_z = 0$). Оба эти значения равновероятны. Поэтому только в половине состояний системы $n-p$ возможна рассматриваемая реакция. Эксперимент подтвердил это соотношение.

Интересные соотношения возникают для рождений мезонов при столкновении нуклонов с ядрами, изотопический спин которых равен нулю. Такими ядрами являются ядра H^3 , He^4 , C^{12} и все ядра с четными числами протонов и нейтронов (в основных состояниях). При таких столкновениях могут рождаться все три типа мезонов. Между сечениями образования этих мезонов существует соотношение

$$\sigma^+ + \sigma^- = 2\sigma^0,$$

справедливое при заданной энергии и угле образовавшегося мезона. Это соотношение еще не было проверено на опыте.

Далее возникает вопрос о спине π -мезонов. Прямое измерение спина является очень сложной задачей. Существует, однако, простой и в то же время крайне убедительный способ косвенного измерения. Этот способ основан на изучении соотношения между уже упоминавшейся реакцией $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ и обратной ей — захватом положительного мезона дейтроном.

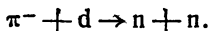
Принцип детального равновесия позволяет установить соотношение между этими реакциями, не связанное с какими-либо предположениями о их механизме. Если обозначить через p_p и p_π импульс протона и π -мезона в системе центра инерции, а через s спин π -мезона, то

$$\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d) = \frac{3}{2} (2s + 1) \left(\frac{p_p}{p_\pi} \right)^2 \sigma(d + \pi^+ \rightarrow p + p).$$

Из-за множителя $(2s + 1)$ отношение обеих реакций резко меняется в зависимости от того, равен ли спин мезона нулю ($2s + 1 = 1$) или единице ($2s + 1 = 3$). Опытные данные однозначно показывают, что спин равен нулю.

Независимо может быть установлено, что спин нейтрального мезона во всяком случае не равен единице. Это есть следствие уже упомянутого факта распада π^0 -мезона на два фотона, так как мы уже говорили, что частица со спином 1 (например, ортопозитроний) не может распасться на два фотона.

Следующая характеристика π -мезона, которую необходимо определить, является его четность по отношению к отражению координат. Четность может быть установлена из реакции захвата отрицательного мезона дейтроном



Этот процесс происходит с большой вероятностью и легко наблюдается. π^- -мезон, попав в среду, в которой есть ядра дейтерия, сначала замедляется и захватывается дейтроном на K -орбиту, образуя нейтральную систему, подобную этому водороду. Захват π -мезоном происходит уже с K -орбиты. Это обстоятельство упрощает рассмотрение процесса, так как известно заранее, что момент системы в начальном состоянии равен 1 (спину дейтрона). Так как внутренняя четность дейтрона совпадает с внутренней четностью системы

из двух нейтронов*), то четность системы просто равна внутренней четности π-мезона.

Рассмотрим конечное состояние системы. Система из двух нуклонов может иметь полный момент, равный 1 в следующих четырех состояниях: 3S_1 , 3P_1 , 1P_1 , 3D_1 . Из этих состояний два одинаковых нуклона могут находиться только в одном 3P_1 . Таким образом, четность системы оказывается определенной однозначно. Состояние нечетно, следовательно, π⁻-мезон — нечетная частица.

Естественно считают, что нечетной частицей является и π⁰-мезон. Существует принципиальная возможность непосредственного измерения четности π⁰-мезона, которая, в отличие от четности π[±]-мезона, имеет абсолютный характер. Теория показывает, что если π⁰-мезон четен, то он распадается на два фотона, поляризации которых параллельны (в системе, в которой π⁰-мезон покоился), для нечетного π⁰-мезона плоскости поляризации обоих фотонов будут взаимно перпендикулярны. Такой опыт не был проведен из-за больших экспериментальных трудностей.

Обычно, говоря о четности мезонов по отношению к отражению координат, вместо слов «π-мезон нечетен», говорят, что мезон является псевдоскалярной частицей, так как нечетная частица со спином нуль описывается однокомпонентной волновой функцией, которая меняет свой знак при отражении координат и является поэтому псевдоскаляром.

Нетрудно установить также, что по отношению к отражению времени π-мезоны являются частицами четными. Это видно непосредственно из процессов их рождения при столкновении двух нуклонов. При таком процессе число нуклонов остается неизменным, и следовательно, их временная четность не меняется. Поэтому π-мезон четен по отношению к отражению времени.

И, наконец, из факта распада π⁰-мезона на два фотона можно заключить, что π⁰-мезон является четной частицей по отношению к зарядовому сопряжению, т. е. что при таком преобразовании его волновая функция не меняется.

*) Мы считаем внутренней четностью протона и нейтрона одинаковой, определяя таким образом четность π-мезона относительно системы p — n.

ЛЕКЦИЯ ДЕСЯТАЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ

Следующей задачей, которая возникает после того, как установлены основные свойства π -мезонов, является выявление законов их взаимодействия с нуклонами. Оказалось, что ситуация здесь коренным образом отличается от ситуации в электродинамике. Именно в отличие от взаимодействия электрона с электромагнитным полем взаимодействие мезонов с нуклонами оказалось не «слабым», а «сильным».

Сила взаимодействия электрона с электромагнитным полем измеряется, очевидно, величиной заряда. Говоря в теоретической физике о численном значении какой-либо физической величины, нельзя забывать, что это значение зависит от того, в каких единицах мы будем выражать измерения. Поэтому понятие «большая величина» или «малая величина» может быть сформулировано тогда, когда указано, по сравнению с чем эта величина велика или мала, или же когда эти понятия применяются только к безразмерным величинам, не зависящим от выбора единиц, т. е. они сравниваются с единицей.

Электрический заряд есть величина размерная. Однако из электрического заряда и постоянных, входящих в уравнения квантовой механики, можно составить безразмерную постоянную

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}.$$

Никаких других безразмерных постоянных из характеристик одной заряженной частицы и электромагнитного поля составить нельзя, величина постоянной α и должна быть принята как мера интенсивности взаимодействия заряженной частицы и электромагнитного поля. Как известно, эта

величина мала, она составляет примерно $1/197$. Во многих приложениях фактически играет роль даже еще меньшая величина $e^2/2\pi\hbar c \sim 1/1000$. Поэтому электродинамика представляет собой пример теории со слабой связью.

Благодаря малости $e^2/\hbar c$ можно, используя методы современной теории возмущений, подсчитать любой электродинамический эффект в любом (а не только в первом) приближении. В последние годы было доказано блестящее согласие с опытом теоретических вычислений поправок к энергии уровней атома водорода (так называемое лембовское смещение) и величины собственного магнитного момента электрона, который равен в первом приближении $\frac{e\hbar}{2mc}$, а во втором

$$\frac{e\hbar}{2mc} \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right).$$

В отличие от слабой связи в электродинамике мезонные взаимодействия являются сильными.

Наиболее ярко факт сильного взаимодействия проявляется в рождении фотонами π -мезонов на ядрах (*мезонный фотоэффект*). Если различные тяжелые ядра облучать фотонами достаточно большой энергии, то сечение рождения π -мезонов, грубо говоря, растет не пропорционально числу частиц в ядре, т. е. атомному весу A , а медленнее, примерно как $A^{2/3}$.

Очевидно, что вероятность рождения мезона должна быть пропорциональна числу частиц в ядре — фотон взаимодействует с ядром слабо и вероятность его поглощения в ядре мала, поэтому в любом месте ядра интенсивность фотонов одинакова и нуклоны поглощают независимо один от другого. Однако не все мезоны, родившиеся внутри ядра, могут вылететь за его пределы. Благодаря сильному взаимодействию мезон имеет большую вероятность поглотиться одним из нуклонов ядра и вылететь могут только те из мезонов, которые родились вблизи самой поверхности ядра, очевидно, что тогда число мезонов должно быть пропорционально величине поверхности ядра, т. е. пропорционально $A^{2/3}$. Таким образом, наблюдаемая зависимость мезонного фотоэффекта от атомного веса является доказательством малой величины

пробега мезонов в ядерном веществе, т. е. доказательством существования сильного взаимодействия.

При сильном взаимодействии теория возмущений неприемима. Между тем не только практическая возможность вычисления эффектов связана с теорией возмущений, но, как было показано в самое последнее время Померанчуком, все принимавшиеся до настоящего времени виды взаимодействий при их точном рассмотрении вообще не приводят к какому бы то ни было взаимодействию.

Таким образом, в настоящее время не только не существует никакой теории мезонных взаимодействий, но стало ясным, что построение такой теории невозможно без коренного пересмотра самых основ современной теории.

Несмотря на отсутствие количественной теории мезонов, несомненно, что π -мезоны играют большую роль в ядерных взаимодействиях и ответственны за многие свойства нуклонов.

Мы уже говорили в первых лекциях о том, что магнитный момент протона равен 2,79, а магнитный момент нейтрона равен —1,91 ядерного магнетона. В то же время уравнение Дирака давало для магнитных моментов нуклонов значение 1 для протона и 0 для нейтрона.

Таким образом, у протона имеется положительный избыток магнитного момента величиной 1,79, а у нейтрона отрицательный избыток величиной 1,91. Сходство этих двух чисел вряд ли случайно. Несомненно, что этот добавочный магнитный момент есть результат взаимодействия нуклона с мезонным полем. Соображения зарядовой инвариантности позволяют утверждать, что магнитные моменты, связанные с мезонами, должны быть у обоих нуклонов одинаковыми по величине и противоположными по знаку, так как протон и π^- -мезон относятся друг к другу так же, как нейтрон и π^+ -мезон. Отсутствие теории, однако, не позволяет дать количественную оценку величины эффекта.

Также несомненно, что π -мезоны вносят существенный вклад в ядерные силы. Взаимодействие протонов и нейтронов между собой с точки зрения современной теоретической физики должно описываться обменом мезонов. Если, например, мы имеем протон и нейтрон, то протон может испустить π^+ -мезон и превратиться в нейтрон, а испущенный мезон будет поглощен нейтроном, который при этом превратится в протон. Такой

обмен мезонов автоматически приводит к взаимодействию нуклонов, так как излучение и поглощение (даже виртуальное) сопровождаются изменением импульса нуклона. При обмене заряженными мезонами заряд частицы изменяется, протон в результате превращается в нейтрон, а нейтрон — в протон, это значит, что взаимодействие носит обменный характер. Напротив, обмен нейтральными мезонами приводит к обычным (необменным) силам и, таким образом, в мезонном механизме оказываются заключенными оба типа сил.

Для того чтобы оценить радиус сил, которые создаются обменом мезонами, мы должны обратиться к соображениям размерности. Радиус сил может зависеть только от массы мезона. Масса нуклона не должна существенно входить в выражение для радиуса сил, так как этот радиус должен быть конечным и для покоящегося нуклона (бесконечно тяжелого). Из массы π -мезона (μ) и постоянных \hbar и c можно составить только одну постоянную, имеющую размерность длины — комптоновскую длину мезона *)

$$r_0 \sim \frac{\hbar}{\mu c} \simeq 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Эта величина и должна определять радиус взаимодействия. Размерная оценка, как мы видим, согласуется с размерами области, в которой действуют ядерные силы ($\sim 10^{-13}$ см), что и подтверждает их мезонную природу.

Возможно, что и более тяжелые мезоны, открытые в последние годы, вносят свой вклад в ядерные силы. Однако экспериментальные данные еще слишком неполны, чтобы можно было сказать об этом что-нибудь более определенное.

Обратимся теперь к существующим экспериментальным данным о взаимодействии π -мезонов с нуклонами. При этом из огромного количества экспериментального материала мы остановимся только на тех явлениях, которые дают

*) Если бы масса мезона была бы (как у фотона) равна нулю, то никакой постоянной размерности длины составить было бы нельзя. Силы в этом случае не могли бы иметь конечного радиуса действия (подобно кулоновым силам)

возможность сделать непосредственные выводы о свойствах π -мезонов.

Начнем с самого простого процесса: рассеяния π -мезонов нуклонами. Этот процесс изучался в очень широком интервале энергий π -мезонов: от 20 до 1500 Мэв, причем изучалось как рассеяние π^+ -мезонов на протоне, так и π^- -мезонов на протоне, а при энергиях до нескольких сот мега-

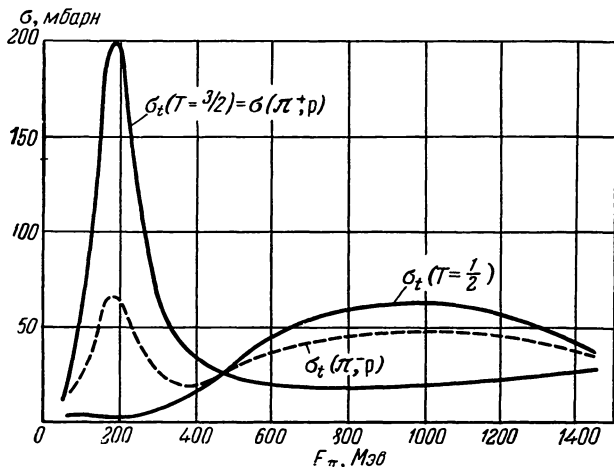


Рис. 9. Полные сечения взаимодействия положительных и отрицательных π -мезонов с протонами (рисунок из неопубликованного обзора Баркова и Никольского).

Кривая взаимодействия в состоянии с изотопическим спином $T = 1/2$ получены из экспериментальных данных по формуле

$$2\sigma_t(T = 1/2) = 3\sigma_t(\pi^-) - \sigma_t(\pi^+);$$

E_π — энергия π -мезонов в лабораторной системе.

электрон-вольт изучалась и перезарядка мезонов ($\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + p$).

Ход сечения с энергией для всех процессов изображен на рис. 9. Сечение рассеяния π^+ на протоне (равное сечению π^- на нейтроне) достигает при энергии 200 Мэв максимума, равного ~ 200 мбарн. Полное сечение рассеяния π^- (рассеяние и перезарядка) на протоне также достигает максимума в этом районе, но меньшего по величине и равного ~ 65 мбарн;

из этого сечения примерно третью часть составляет упругое рассеяние. С увеличением энергии сечение быстро падает (при энергии 360 Мэв $\sigma_t(\pi^+, p) = 50$ мбарн) и при самых больших из достигнутых энергий 1500 Мэв составляет ~ 35 мбарн для $\sigma_t(\pi^-, p)$ и ~ 30 мбарн для $\sigma_t(\pi^+, p)$.

Интересно отметить, что если бы в рассеянии участвовали бы только состояния с изотопическим спином $3/2$ *), то сечения рассеяния должны были бы удовлетворять соотношению

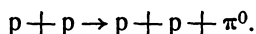
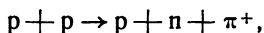
$$\sigma(p, \pi^+ \rightarrow p, \pi^+) : \sigma(p, \pi^- \rightarrow p, \pi^0) : \sigma(p, \pi^- \rightarrow p, \pi^-) = 9 : 2 : 1.$$

Мы видим, что в районе максимума это соотношение примерно выполняется (в сторону больших энергий сечения почти сравниваются). Это значит, что в этом районе взаимодействие сильно зависит от изотопического спина — свойство, которое мы уже отмечали для взаимодействия нуклонов.

Картина выглядит как рассеяние на «уровне» с $T = 3/2$ (и, как показывает фазовый анализ, соответствует состоянию $p_{3/2}$).

Очень интересно ведет себя сечение мезонного фотоэффекта на протоне. Этот эффект также характеризуется максимумом сечения при энергии фотона около 200 Мэв, который свидетельствует о сильном взаимодействии в состоянии $T = 3/2$; к сожалению, отсутствие теории мешает провести более глубокий анализ экспериментальных данных.

Интересные явления наблюдаются при рождении мезонов в результате столкновений нуклонов. При столкновении протонов с протонами могут в принципе возникать как π^+ -, так и π^0 - мезоны:



В действительности, однако, сечение рождения π^0 -мезонов очень мало, вблизи порога реакции π^0 -мезонов практически нет. Так, при энергии в 460 Мэв сечение разделяется между

*) π -мезон и нуклон, очевидно, могут иметь суммарный изотопический спин либо $1/2$, либо $3/2$.

тремя возможными процессами так:

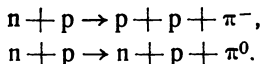
$$\begin{array}{r} \text{упругое (p,p)} \quad 20 \text{ мбарн} \\ \text{рождение } \pi^+ \quad 4,5 \text{ »} \\ \text{рождение } \pi^0 \quad 0,5 \text{ »} \\ \hline \text{Полное сечение } \sim 25 \text{ мбарн} \end{array}$$

Даже при энергии 660 Мэв доля π^0 -мезонов, рождающихся при $p-p$ -соударениях, составляет лишь 10% от полного сечения.

Малую вероятность рождения π^0 -мезонов можно объяснить, если допустить, что мезоны в основном рождаются в синглетных состояниях системы $p-p$. Так как нуклоны теряют вблизи порога большую часть своей энергии, то их конечное состояние с большой вероятностью будет иметь момент $L=0$, т. е. они будут находиться в состояниях 3S_1 , либо 1S_0 ; два протона могут находиться только в состоянии 1S_0 , протон и нейтрон — в любом из этих состояний. Легко видеть, что реакция запрещена для двух протонов в конечном состоянии 1S_0 , если начальные состояния синглетны. Действительно, синглетные состояния системы $p-p$: 1S_0 , 1D_2 все одновременно имеют четный момент и являются четными. Поскольку конечная система $p-p$ имеет момент 0 и является четной, весь начальный момент переходит мезону. Но мезон нечетен, поэтому, имея четный момент, он находится в нечетном состоянии. Следовательно, процесс запрещен законами сохранения.

При рождении π^+ -мезона конечное состояние может быть состоянием 3S_1 и законы сохранения легко соблюсти.

Еще один запрет проявляется в рождении мезонов при столкновении нейтрона с протоном. В этом случае возможны реакции:



Первая реакция имеет значительно меньшую вероятность. Это явление может быть объяснено таким же образом, если считать, что мезоны рождаются только в синглетном состоянии сталкивающихся нуклонов.

С дальнейшим ростом энергии сечение рождения мезонов растет. Сечение взаимодействия двух протонов с рождением π -мезонов достигает в районе 850 Мэв значе-

ния ~ 25 мбарн и остается далее постоянным до энергии 1275 Мэв. Как мы уже говорили, это сечение совпадает с упругим сечением и отвечает картине взаимодействия двух абсолютно поглощающих шариков — протонов с радиусом $4,5 \cdot 10^{-14}$ см.

Насколько широка область энергий, которая отвечает такой простой модели, пока неизвестно. Интересно, что рассеяние π -мезонов с энергией 1400 Мэв протонами также описывается моделью, в которой протон рассматривается как «черный» шарик с тем же радиусом *).

При рождении мезонов в нуклон-нуклонном столкновении вблизи порога проявляется еще один эффект, впервые объясненный Мигдалом **). Спектр возникающих мезонов оказался таким, что мезоны уносят большую часть энергии, так что на долю нуклонов остается относительно небольшая энергия. Такое распределение энергии между частицами, участвующими в реакции, связано с характером взаимодействия нуклонов. Мы видели, что это взаимодействие носит при малых энергиях резонансный характер; отсюда, как это можно показать строго, следует, что нуклоны имеют большую вероятность иметь малые относительные скорости (быть относительно друг друга в состоянии, в котором они сильно взаимодействуют).

Этот эффект настолько силен, что оказывается очень вероятным образование в конечном состоянии дейтрона, что при таких больших энергиях системы представлялось очень странным. При энергии 460 Мэв дейтрон образуется примерно в $1/3$ случаев, в которых образуется π^+ -мезон (при столкновении протона с протоном); даже при энергии 660 Мэв доля дейтронов еще заметна. Образование дейтрона, связанное с резонансом, наблюдается не только при рождении мезонов, но и в других ядерных реакциях.

С ростом энергии нуклонов, которую имеют в своем распоряжении экспериментаторы, расширяется и круг явлений. Сейчас известны опыты, в которых изучалось рождение не одного, а нескольких π -мезонов, наблюдались

*) W. B. Fowler, R. M. Lee, W. D. Shephard, R. P. Shutt, A. M. Thorndike and A. Winston, Phys. Rev. **97**, 809 (1955).

***) А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955).

акты рождения мезона мезоном. Однако они еще очень немногочисленны и их анализ не дал еще интересных результатов.

Новые явления возникают, когда мы переходим в область еще больших энергий; с ростом энергии вероятность рождения многих мезонов становится больше вероятности рождения одного мезона, и множественное рождение мезонов становится основным процессом.

При столкновении нуклонов, энергия которых больше $10\,000\text{ Мэв}$, с ядрами возникают ядерные расщепления («звезды»), в которых большинство частиц является мезонами. Сечение процесса образования звезд сравнимо с геометрическим размером ядра — величиной πR^2 (R — радиус ядра).

Такое свойство взаимодействия резко отличает «сильное» ядерное взаимодействие от «слабого» электромагнитного взаимодействия. Рождение двух фотонов сравнимой энергии всегда менее вероятно (в α раз), чем рождение одного фотона*); сечение образования трех фотонов еще менее вероятно; ни при каких больших энергиях не существует множественного рождения фотонов больших энергий, связанного только с электромагнитным взаимодействием**). Напротив, интенсивность ядерного взаимодействия растет с энергией, а с ним вместе растет и число π -мезонов, образующихся при столкновениях.

При отсутствии мезонной теории мы не можем высказать о процессах рождения нескольких мезонов даже соображений, подобных тем, которые были высказаны относительно рождения одного мезона.

Рост взаимодействия с энергией позволяет, однако, построить количественную теорию явлений в области очень больших энергий, при которых число мезонов становится настолько большим, что к ним можно применять термодинамические соображения. Идея применения термодинамики

*) Следует, однако, подчеркнуть, что это утверждение несправедливо для фотонов малых энергий. Как показывает теория, всякий процесс сопровождается излучением фотонов очень маленькой энергии, не играющих в большинстве явлений никакой роли. Этот эффект носит название инфракрасной катастрофы.

**) Много фотонов возникает в звездах в результате распада π -мезонов, рождение которых носит множественный характер.

к процессам множественного рождения мезонов была высказана Ферми*). Метод, предложенный им, основывается на предположении, что при столкновении нуклонов большой энергии вся их энергия мгновенно выделяется в малом объеме, так что в системе центра инерции двух нуклонов происходит остановка обоих нуклонов.

В силу лоренцова сокращения этот объем не будет шарообразным, а будет сжат в направлении движения нуклонов до соударения. Величина сжатия определяется известным множителем

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{Mc^2}{E'}$$

где M — масса нуклона, а E' — его энергия в системе центра инерции. Последняя связана с энергией налетающего нуклона E соотношением

$$E = \frac{2E'^2}{Mc^2}$$

Объем области, в которой выделяется энергия, по порядку величины составляет

$$\Omega \cong \frac{Mc^2}{E'} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^3$$

так как $\frac{\hbar}{\mu c}$ (μ — масса мезона) имеет порядок величины радиуса взаимодействия. Взаимодействие мы предполагаем настолько сильным, что за время столкновения успевает установиться статистическое равновесие и всю систему можно характеризовать температурой T_0 (которая, конечно, очень высока).

Если T_0 так велико, что

$$T_0 \gg \mu c^2,$$

то в такой системе может возникать много мезонов. Вряд ли однако, в таких условиях можно говорить об определенном числе мезонов в системе; при больших плотностях, когда размеры системы и радиус взаимодействия одного порядка, представляется не ясным, что означает понятие отдельной частицы с точки зрения принципов квантовой механики.

*) Перевод статьи Ферми напечатан в УФН 46, 71 (1952). Подробное изложение этого круга вопросов дано в статье: С. З. Беленький и Л. Д. Ландау, УФН 56, 309 (1955).

Поэтому нельзя ожидать, что число мезонов, которые наблюдаются в мезонных звездах, определяется условиями равновесия в начальной стадии соударения.

Все время, пока система будет находиться в состоянии большого сжатия, будут рождаться новые частицы и поглощаться старые. Эти процессы прекратятся только после того, как система расширится до более значительных размеров, при которых взаимодействие всех частиц станет малым. Число частиц, оставшееся в системе к этому времени, будет совсем другим, не равным числу частиц, рассчитанному для начальной стадии соударения, и будет определяться условиями процесса расширения. Поэтому оказывается, что одни только термодинамические соображения недостаточны для описания системы, а необходимо еще рассмотреть и гидродинамическую задачу о расширении системы, находящейся в тепловом равновесии. Возникающая задача не будет подобна классическим гидродинамическим задачам, так как скорости частиц очень велики и к ним необходимо применять релятивистские уравнения.

Уже самые общие соотношения, которые дает теория относительности, позволяют сделать вывод о том, как зависит количество образующихся частиц от энергии первоначальной вылетающей частицы. Основную роль для этой задачи играет уравнение состояния нашей системы — связь между плотностью энергии системы и давлением в ней. Вывести такое уравнение в общем виде нельзя — оно определяется конкретными свойствами системы и для разных систем выглядит по-разному. Однако релятивистская механика указывает некоторую предельную форму уравнения состояния. Именно из общих соображений доказывается, что плотность энергии \mathcal{E} и давление в системе p должны удовлетворять неравенству

$$p \leq \mathcal{E}/3.$$

Как известно, для света справедлив как раз предельный закон $p = \frac{\mathcal{E}}{3}$, то же самое справедливо для идеального релятивистского газа (т. е. газа из невзаимодействующих частиц, движущихся с большими скоростями). Можно предположить, что и для нашего случая сильно взаимодействующего газа давление будет близко к предельному; поэтому предположим, что уравнение состояния для рассматриваемой нами системы

также имеет вид

$$p = \mathcal{E}/3.$$

Рассматривая теперь процесс разлета частиц, мы, очевидно, должны считать, что температура системы по мере разлета будет падать. С падением температуры будет уменьшаться и плотность частиц, а вместе с тем будет уменьшаться и их взаимодействие, т. е. вероятность рождения новых частиц и их гибели. Ясно, что окончательное число разлетевшихся частиц определится тогда, когда температура системы упадет до значений, при которых изменение числа частиц делается мало вероятным. По порядку величины это произойдет при температуре T_k , определяемой соотношением

$$T_k \sim \mu c^2.$$

Величина температуры T_k не должна существенно зависеть от свойств системы, поскольку равновесная плотность частиц очень быстро меняется с температурой. Во время гидродинамического расширения системы из-за сильного взаимодействия частиц их пробег остается очень малым, поэтому можно пренебречь процессами вязкости и теплопроводности в системе и рассматривать гидродинамическую стадию разлета как процесс адиабатический. Между тем отношение плотности частиц к плотности энтропии системы есть очень медленно меняющаяся функция температуры. Поэтому так как температура в момент разлета примерно постоянна, то можно это отношение считать постоянным, не зависящим от свойств системы. Следовательно, плотность энтропии и плотность числа частиц будут пропорциональны друг другу:

$$n = \text{const. } s,$$

где s — в безразмерных единицах, const. из соображений размерности должна быть порядка $(\mu c/\hbar)^3$. Это соотношение и позволяет определить без сложных вычислений зависимость числа частиц от энергии налетающего нуклона.

Так как мы предположили, что давление равно $1/3$ плотности энергии, то отсюда согласно уравнениям термодинамики следует, что

$$s \propto \mathcal{E}^{3/4}.$$

Наиболее просто это видно из аналогии с черным излучением, для которого справедлив тот же закон $\mathcal{E} = 3p$. Для

черного излучения $\mathcal{E} \propto T^4$ и, следовательно,

$$T \propto \mathcal{E}^{1/4},$$

с другой стороны, для единицы объема

$$d\mathcal{E} = T ds,$$

откуда и следует, что $\mathcal{E}^{3/4} \propto s$.

Объем системы Ω равен, как мы уже говорили, объему шара радиуса $a \sim \hbar/\mu c$, сплюсненного в отношении Mc^2/E' . В объеме получающегося эллипсоида сосредоточена вся энергия, выделяющаяся при столкновении, т. е. энергия $2E'$. Следовательно, плотность энергии равна

$$\mathcal{E} = \frac{2E'}{\Omega} = \frac{2E'}{\frac{4}{3}\pi a^3 \frac{Mc^2}{E'}} \propto E'^2.$$

Отсюда для плотности энтропии получаем сразу же

$$s \propto \mathcal{E}^{3/4} \propto E'^{3/2}$$

(E' — энергия в системе центра инерции). Так как плотность частиц должна быть пропорциональна плотности энтропии, то

$$n \propto E'^{3/2},$$

и полное число частиц будет

$$N = n\Omega \propto E'^{3/2} \frac{1}{E'} = E'^{1/2},$$

так как Ω обратно пропорциональна энергии.

Для того чтобы перейти к энергии в системе центра инерции E , мы должны подставить $E'^2 = \frac{1}{2} Mc^2 E$. Тогда получим окончательно

$$N \propto E^{1/4}.$$

Это выражение совпадает с законом, полученным Ферми (хотя он исходил из неверного предположения, что N есть число частиц, родившихся в момент соударения).

Замечательной особенностью этой формулы является то, что она предсказывает медленный рост кратности рождения с энергией налетающей частицы. Этим объясняется

известный экспериментальный факт, что звезды с числом частиц больше сотни наблюдаются очень редко и в большинстве своем обнаруживаются звезды со сравнительно небольшим числом частиц большой энергии (средняя энергия частиц равна $E_{\text{ср}} \propto \frac{E}{N} \propto E^{3/4}$).

Столкновения, которые наблюдаются в космических лучах, суть, собственно говоря, не столкновения двух нуклонов, а столкновения нуклонов с ядрами или же даже ядер с ядрами. Картина столкновения нуклона с ядром практически совпадает с картиной столкновения двух нуклонов, но так как нуклон имеет радиус меньший, чем ядро, то он при своем движении выбивает лишь попадающиеся ему на пути нуклоны, входящие в состав ядра. Поэтому число частиц, образующихся при таком соударении, будет практически таким же, как и при соударении двух нуклонов, и не будет сильно зависеть от атомного веса ядра.

Если же оба ядра тяжелые, то число образующихся частиц будет сильно зависеть от размеров ядра. Число образующихся частиц в этом случае оказывается пропорциональным атомному весу в степени $3/4$:

$$N \propto E^{1/4} A^{3/4}.$$

Таким образом, ядро оказывается значительно более эффективным в смысле образования новых частиц, чем протон той же энергии.

Возникает еще вопрос о том, как будут распределены возникающие частицы по углам. Ферми предположил, что в системе центра инерции частицы вылетают изотропно по всем направлениям. Для такого предположения, однако, нет никаких оснований. Строгое рассмотрение задачи об угловом распределении требует полного решения всей сложной гидродинамической задачи, так как одних качественных соображений для этой цели не хватает.

Такое решение может быть в действительности получено. Оно привело к следующей картине углового распределения. В системе центра инерции большинство частиц должно вылетать с большими углами по отношению к направлению налетающей частицы. При этом, однако, плотности частиц на малых углах возрастают, так что кривая углового распределения резко отличается от изотропной. В лабораторной

системе распределение также будет иметь большую плотность при углах, близких к 0° .

Такое угловое распределение приводит и к своеобразному распределению частиц по энергии. В этом распределении сравнительно много частиц имеет энергию бóльшую, чем средняя энергия, и много частиц имеет энергию значительно меньше средней.

Полное сравнение статистической теории множественного рождения π -мезонов с опытом пока еще не было проведено, так как зарегистрировано всего несколько случаев звезд, которые могли бы быть проанализированы.
