

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## БЕТА-РАСПАД ЛЁГКИХ ЯДЕР \*)

Я. Смородинский

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение разрешённых бета-распадов позволило сделать ряд важных заключений о форме взаимодействия между нуклонами и лёгкими частицами. Подробный анализ экспериментов в этой области проведён в публикуемой выше статье Зельдовича, и мы лишь кратко резюмируем результаты.

Период полураспада разрешённого бета-распада  $t$  принято записывать в форме

$$ft = \frac{A}{[\langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2]} . \quad (1)$$

В этой формуле  $f$  представляет собой известную функцию Ферми, зависящую от максимальной энергии электрона и от заряда ядра. Эта функция протабулирована (с учётом ядра) в нескольких работах<sup>2, 34</sup>. Постоянная  $A$  связана с обычной постоянной  $\beta$ -распада  $g_F$  формулой

$$A = \frac{1}{g_F^2} \frac{2\pi^3 \hbar}{mc^2} \ln 2 \quad (2)$$

(где  $g_F$  выражено в единицах  $mc^2 \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^2$ ) или численно:

$$A = \frac{5,57 \cdot 10^{-20}}{g_F^2} . \quad (3)$$

Величина  $A$  определена экспериментально<sup>3</sup> из распада  $O^{14} \rightarrow C^{14}$ \* (см. ниже § 3) и равна

$$A = 6550 \pm 150 \text{ сек.} \quad (4)$$

\*) Расширенное изложение доклада на V конференции по ядерной спектроскопии (февраль 1955 г.).

Это даёт для постоянной  $\beta$ -распада (фермиевской)  $g_F$  значение

$$g_F = 2,92 \cdot 10^{-12} \left[ \text{в единицах } (mc^2) \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^3 = 4,73 \cdot 10^{-38} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \right] \quad (5)$$

или в обычных единицах

$$g_F = 1,38 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (6)$$

Знаменатель формулы (1) представляет собой ядерную часть квадрата модуля матричного элемента от оператора взаимодействия

$$M = \langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2. \quad (7)$$

Этот матричный элемент состоит из двух членов: один отвечает взаимодействию, не зависящему от спина (обозначенному  $\langle 1 \rangle$ ), а другой отвечает взаимодействию, зависящему от спина (обозначенному  $\langle \sigma \rangle$ ).

Как известно, скалярное и векторное взаимодействия приводят к элементу  $\langle 1 \rangle$ , а тензорное и псевдовекторное — к элементу  $\langle \sigma \rangle$ . Их относительный вклад измеряет постоянная  $R$ . Заметим, что существование четырёх типов взаимодействия в нерелятивистском случае (для нуклонов)\*) легко обнаруживается, если исходить из требования, чтобы взаимодействие описывало как распад протона, так и распад нейтрона с теми же постоянными. Тогда, рассуждая обычным для квантовой механики образом, мы заключаем, что каждому из матричных элементов будет отвечать взаимодействие, которое не меняет знак при замене протона на нейtron, и взаимодействие, которое при такой замене меняет знак. Взаимодействия  $V$  и  $T$  (подобные электромагнитному взаимодействию токов и дипольных моментов

#### Классификация нерелятивистских взаимодействий

Матричный элемент	Чётность при замене $n \leftrightarrow p$	
	+	-
$\langle 1 \rangle$	$S$	$V$
$\langle \sigma \rangle$	$A$	$T$

соответственно) являются нечётными, а следовательно, остальные два  $S$  и  $A$  — чётными относительно указанной замены\*\*).

Опытами установлено, что:

- 1) Из двух взаимодействий  $A$  и  $T$ , ответственных за матричный элемент  $\langle \sigma \rangle$ , в природе реализуется взаимодействие  $T$ . (Опыты по корреляции при распаде  $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^1$ , Рустад и Раби<sup>4</sup>, Аллен и Иентчке<sup>5</sup>.)

\*) Пятый тип взаимодействия — псевдоскалярный — является релятивистским и должен рассматриваться одновременно со вторым приближённым для остальных четырёх типов.

\*\*) Чётным является и псевдоскалярное взаимодействие.

2) Из двух взаимодействий  $S$  и  $V$ , ответственных за матричный элемент  $\langle 1 \rangle$ , в природе реализуется взаимодействие  $S$ . (Опыты по корреляции  $F^{19} \rightarrow Ne^{19}$ , Алфорд и Гамильтон<sup>6</sup>, Максон, Аллен и Иентчке<sup>7</sup>.)

Если считать, как это представляется естественным, что распады всех ядер описываются одинаковыми по строению гамильтонианами, то, отвлекаясь пока от возможных малых примесей взаимодействий  $S$  и  $A$  (что также должно быть в дальнейшем выяснено экспериментально), следует ответить ещё на два вопроса.

1) Относительный знак взаимодействий  $S$  и  $T$ : осуществляется ли схема  $S + T$  или  $S - T^*$ .

2) Относительная доля взаимодействий  $S$  и  $T$  — величина коэффициента  $R$ .

Благодаря тому, что члены гамильтониана, отвечающие взаимодействиям  $S$  и  $T$ , не интерферируют между собой, относительный знак  $S$  и  $T$  не может быть определён из спектров или продолжительности жизни. Для этого требуется исследования поляризаций электрона и нейтрино (или ядра — продукта реакции) — задача очень трудная. Подробнее этот вопрос разобран в статье Зельдовича<sup>1</sup>, и мы не будем на нём останавливаться.

Нас будет интересовать сейчас второй вопрос. Ответ на него следует искать в области лёгких ядер, так как для таких ядер матричные элементы могут быть определены с заметной точностью.

Для этой цели мы проанализируем данные о  $\beta$ -распаде лёгких ядер и на основе этого анализа оценим величину  $R$ .

## § 2. ФОРМУЛЫ ДЛЯ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Вычисление времени жизни разрешённых  $\beta$ -распадов приводит, как мы видели, к вычислению матричных элементов (ядерных) от операторов  $I$  или  $\sigma$ . Мы приведём здесь формулы, которые необходимы для вычисления этих матричных элементов для ядер, в которых протоны и нейтроны находятся в одинаковых состояниях (в схеме оболочек) — как в начальном, так и в конечном. Очевидно, что в случае ядер, в которых при переходе нуклон переходит из одного состояния в другое (меняет момент  $j$ ), матричный элемент зависит от радиальной части волновой функции, которая не может быть вычислена без детального знания ядерных сил. Напротив, если нуклон не изменяет своего состояния, то радиальные функции выпадают из вычислений (интеграл от них в силу нормировки равен единице) и значение матричного элемента определяется целиком конфигурацией нуклонов.

<sup>\*)</sup> Разные взаимодействия могут входить в гамильтониан только с вещественными коэффициентами — этого требует общая зарядовая инвариантность квантовой механики — инвариантность относительно изменения знаков всех зарядов (Гроот и Толхук<sup>8, 9, 10</sup>).

Начнём со случая, когда в ядре имеется только один нуклон, находящийся вне замкнутых оболочек.

Очевидно, что в этом случае

$$\langle \sigma \rangle = 1 \text{ (один нуклон, } j \text{ любое).}$$

Для вычисления матричного элемента  $\langle \sigma \rangle$  поступим аналогично тому, как вычисляют матричный элемент для эффекта Зеемана. Именно найдём проекцию вектора  $\sigma$  на вектор полного момента  $j$ . Это и будет диагональный элемент перехода (т. е. элемент, определяющий переход  $j \rightarrow j$ ).

Итак,

$$\langle \sigma \rangle = \frac{(\sigma j) j}{j(j+1)}.$$

Скалярное произведение  $(\sigma j)$  вычислим, полагая  $j - \frac{1}{2} \sigma = 1$ , откуда \*)

$$(\sigma j) = j(j+1) - l(l+1) + \frac{3}{4}. \quad (8)$$

Отсюда для двух случаев  $j = l \pm \frac{1}{2}$  мы получаем:

$$(\sigma j) = \begin{cases} -j, & j = l - \frac{1}{2}, \\ j+1, & j = l + \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (9)$$

Таким образом,

$$\langle \sigma \rangle = \begin{cases} -\frac{j}{j+1}, & j = l - \frac{1}{2}, \\ \frac{j}{j}, & j = l + \frac{1}{2}, \end{cases} \quad (10)$$

и соответственно получаем \*\*):

$$\langle \sigma \rangle^2 = \begin{cases} \frac{j}{j+1}, & j = l - \frac{1}{2} \\ \frac{j+1}{j}, & j = l + \frac{1}{2} \end{cases} \text{ (одна частица).} \quad (11)$$

\*.) Напомним, что  $j^2 = j(j+1)$ ,  $l^2 = l(l+1)$ .

$$\left( \frac{1}{2} \sigma \right)^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} + 1 \right) = \frac{3}{4}.$$

\*\*) Интересно отметить, что, зная диагональные матричные элементы  $\langle j \rightarrow j \rangle$ , можно легко найти (не нужные нам сейчас) и диагональные элементы  $\langle j \rightarrow j-1 \rangle$ . Так как такой элемент только один и так как, с другой стороны, по правилам умножения матриц  $\langle \sigma \rangle_{jj} \langle \sigma \rangle_{jj} + \langle \sigma \rangle_{jj-1} \langle \sigma \rangle_{j-1, j} = \langle \sigma^2 \rangle = 3$ , то

$$\langle \sigma \rangle_{j, j-1}^2 = 3 - \langle \sigma \rangle_{jj}^2 = \begin{cases} \frac{2j+3}{j+1}, & j = l - \frac{1}{2}, \\ \frac{2j-1}{j}, & j = l + \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Перейдём теперь к случаю, когда в переходе участвует несколько нуклонов, т. е. когда в ядре сверх замкнутых оболочек имеется не один нуклон, а несколько.

В этом случае, как показывает теория, матричный элемент для одной частицы умножается на некоторый множитель. Результаты теоретических вычислений можно свести к ряду правил.

1) Матричный элемент  $\langle 1 \rangle$ . Вычисления ведутся по формуле

$$\langle 1 \rangle^2 = T(T+1) - T_z T_{z'}, \quad (12)$$

где  $T$  — изотопический спин (не меняющийся при переходе), а  $T_z$  и  $T_{z'}$  — его проекции для исходного и конечного ядер. В частности, для переходов

$$\left. \begin{array}{l} \left( T = \frac{1}{2} \right) \quad T = \frac{1}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2} \quad \langle 1 \rangle^2 = 1, \\ \left( T = 1 \right) \quad T_z = \pm 1 \rightarrow T_{z'} = 0 \quad \langle 1 \rangle^2 = 2. \end{array} \right\} \quad (13)$$

2) Матричный элемент  $\langle \sigma \rangle^2$  (Талми<sup>11</sup>). Матричный элемент для одной частицы умножается на множитель:

Две частицы

$$\left. \begin{array}{l} \frac{2}{3} \text{ переход } I = 1 \rightarrow I = 0, \\ 2 \text{ переход } I = 0 \rightarrow I = 1. \end{array} \right\} \quad (14)$$

Спин ядра изменяется на 1, что отвечает переходам между основными состояниями чётно-чётного и нечётно-нечётного ядра. Различие в двух коэффициентах связано с суммированием по проекциям спина в конечном состоянии, которое даёт множитель 3 при конечном спине 1 и множитель 1 при конечном спине 0.

Три частицы

$$\left. \begin{array}{l} \left( \frac{2j-1}{3j+3} \right)^2 \text{ переход } T = \frac{3}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2}, \\ \left( \frac{1}{3} \frac{j+4}{j+1} \right)^2 = \left( \frac{1}{3} + \frac{1}{j+1} \right)^2 \text{ переход } T = \frac{1}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2}. \end{array} \right\} \quad (15)$$

Спин ядра не меняется, что отвечает переходам между основными состояниями нечётно-чётных ядер.

### § 3. РАСПАД ЛЁГКИХ ЯДЕР

При анализе экспериментальных данных мы будем исходить из значения коэффициента  $A$ , или, что то же, постоянной Ферми, полученной из распада  $O^{14} \rightarrow C^{14}*$  и равной  $6550 \pm 150$  сек. (см. ниже).

Мы ограничим анализ лёгкими ядрами, для которых известна конфигурация нуклонов в схеме оболочек. Естественно при этом, что мы должны ограничить себя только так называемыми сверх-

разрешёнными переходами, т. е. переходами (для которых  $\lg ft \approx 3$ ), в которых радиальные функции нуклонов не изменяются (т. е. в которых все нуклоны света замкнутых оболочек имеют одно и то же число  $j$ ). В этом случае мы можем рассчитывать получить сравнительно точную оценку матричных элементов.

Мы рассмотрим лишь ядра до неона, для которых анализ спинов и магнитных моментов позволил установить схему оболочек \*).

Более тяжёлые ядра мы рассматривать не будем, так как вычисление матричных элементов для них связано уже с большей неопределённостью. Впрочем, о некоторых из них мы упомянем в конце статьи.

Интересно отметить, что анализ данных о распаде оказывается очень чувствительным к точности схемы оболочек и его результаты могут служить указанием о схеме уровней. Так, например, переход  $C^{11} \rightarrow B^{11}$  имеет  $ft \sim 4000$ , что отвечает сложной конфигурации  $B^{11}$ , хорошо проявляющейся и в величине магнитного момента <sup>24</sup>.

Интересен и случай  $F^{18} \rightarrow O^{18}$  примерно с тем же значением  $ft$ . Этот случай отражает пересечение уровней  $d_{5/2}$  и  $s_{1/2}$  в области ядер между  $O^{16}$  и  $Ne^{20}$ . Хорошо известен случай  $C^{14}$ , запрещённый характер распада которого долгое время считался загадочным. В последнее время этот случай нашёл, повидимому, своё объяснение в случайной компенсации матричных элементов. Об этом подробнее будет сказано ниже.

Итак, перейдём к анализу отдельных случаев распада.



Величина  $ft$  для него равна  $1260 \pm 200^{12}$ . Распад нейтрона единственный случай, когда ядерные матричные элементы известны точно. Именно:

$$M(n) = \langle 1 \rangle^2 + R \langle \sigma \rangle^2 = 1 + 3R.$$

Таким образом, имеем:

$$\frac{6550 \pm 150}{1 + 3R} = 1260 (\pm 20\%),$$

откуда получаем первую оценку для  $R$

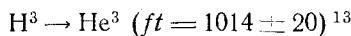
$$1 \leq R \leq 1.8.$$

В принципе тщательное исследование распада нейтрона (в особенности корреляции между электроном и протоном \*\*)) позволило бы

\*) Хорошая сводка данных о  $\beta$ -распаде сделана Кингом <sup>23</sup>.

\*\*) Наиболее чувствительным методом является измерение одновременно с корреляцией ещё и энергии частиц, например исследование спектра протонов и электронов, летящих в противоположные стороны.

определить обе постоянные распада ( $A$  и  $R$ ). Как мы уже отмечали, такие опыты не позволяют выбрать знак  $S \pm T$ . Он может быть определён только из одновременного измерения поляризации обеих заряженных частиц.



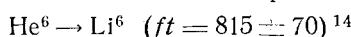
Если считать, что конфигурация нуклонов описывается как «дырка» в оболочке  $s_{1/2}$ , тогда  $\langle 1 \rangle^2 = 1$  (зеркальные ядра) и  $\langle \sigma \rangle^2 = 3/2 : 1/2 = 3$ , и мы получаем:

$$R = 1,7$$

казалось бы с большой точностью.

Однако следует иметь в виду, что в то время как вычисление матричного элемента  $\langle 1 \rangle^2$  для зеркальных ядер достаточно точно и точность результата определяется точностью зарядовой инвариантности (ошибка составляет не более нескольких процентов), вычисление  $\langle \sigma \rangle^2$  основано на значительно менее строгих представлениях об оболочках. Поэтому, несмотря на большую точность  $ft$ , точность определения  $R$  не очень велика. Обращает на себя внимание, что  $ft$  для рассматриваемого распада меньше соответствующей величины для нейтрона. Так как отклонения от схемы оболочек могут, повидимому (ср. Блатт<sup>34</sup>), сделать значение  $\langle \sigma \rangle^2$  меньшим 3, то опубликованное время жизни нейтрона явно завышено. Действительный период полураспада нейтрона должен не превышать 10 мин. (что, впрочем, не выходит за пределы экспериментальных ошибок). В связи с этим точное измерение времени жизни нейтрона приобретает первостепенный интерес. В случае, если оно действительно окажется меньшим, чем принятное сейчас, то можно будет утверждать, что распады лёгких ядер находятся в согласии друг с другом.

Рассматривая остальные ядра, мы посмотрим, в какой мере можно согласовать значение  $R = 1,7$  с известными значениями  $ft$  для распадов. Величины  $ft$ , вычисленные в этих предположениях, мы будем обозначать условно как  $(ft)_{\text{теор.}}$ .



Переход происходит с изменением спина ( $0 \rightarrow 1$ ). Строение  $\text{Li}^6$  не установлено однозначно. Если считать, что два нуклона находятся в состоянии  $2s_{1/2}$ , то для матричного элемента  $\langle \sigma \rangle^2$  получаем значение \*)  $2 \cdot 3 = 6$ ; если нуклоны находятся в состоянии  $2p_{1/2}$ , то это значение будет  $2 \cdot 1/3 = 2/3$ . Наконец, если, как это принимают некоторые авторы, использовать схему  $LS$  связи, то получим значение 6.

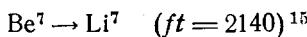
\*) Коэффициент 2 связан с учётом двух нуклонов.

Принимая, с другой стороны,  $A = 6550$  и  $R = 1,7$ , получим:

$$\langle \sigma \rangle^2 = \frac{A}{R \cdot ft} = \frac{6550}{1,7 \cdot 815} \approx 4,7.$$

Мы видим, что согласие в этом (не слишком чистом) случае получается неважное. Однако всё же можно утверждать, что конфигурация  $2s_{1/2}$ , не слишком противоречит опыту. Лучше согласуется с опытом предположение о том, что рассматриваемое ядро находится в состоянии, представляющем собой смесь состояний  $p_{1/2}^2$  и  $p_{1/2}, p_{3/2}$  (промежуточная связь). Однако ввиду неоднозначности такого вывода мы не будем на нём останавливаться подробнее (см. 2<sup>3</sup>).

Во всяком случае уже на этом примере видно, что значение  $\langle \sigma \rangle^2$  в действительности лежит несколько ниже значения, вычисленного в предположении строгой справедливости схемы оболочек.



Для переходов с захватом  $K$ -электронов значение  $ft$  определяется формулой (см. 1<sup>5</sup>)

$$f = \frac{\pi}{2} G_K^2 (W_0 + E_K)^2,$$

где  $W_0$  — энергия распада,  $E_K$  — энергия связи  $K$  электрона и  $G_K$  — большая компонента релятивистской волновой функции  $K$ -электрона.

Переход происходит между зеркальными ядрами с  $T = 1/2$ . Поэтому  $\langle 1 \rangle^2$  для этого перехода равно единице  $\langle \sigma \rangle^2$  для конфигурации  $p_{3/2}$ , равно  $\frac{5}{3} \cdot \frac{121}{225} \approx 1$ , откуда для  $ft$  получаем:

$$(ft)_{\text{теор}} = \frac{6550}{1 + 1,7 \cdot 1} \approx 2400.$$

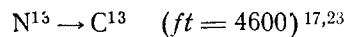
Эта величина находится в удовлетворительном согласии с опытом, особенно если принять во внимание неточность теоретического вычисления  $ft$ , связанной с экранировкой ядра внутренними электронами.



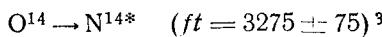
Переход с изменением спина ( $0 \rightarrow 1$ ) между ядрами с конфигурацией  $2p_{3/2}^{-2}$  (недостаёт двух нуклонов до замкнутой оболочки  $C^{12}$ ). Для такого перехода  $1,7 \langle \sigma \rangle^2 = 1,7 \cdot 2 \cdot \frac{5}{3} \approx 5,7$ , откуда получаем  $(ft)_{\text{теор}} = 1150$ . Для того чтобы получить экспериментальное значение  $ft$ ,  $R \langle \sigma \rangle^2$  должно было бы быть равно  $\sim 4$ . Таким образом, мы опять видим, что неточность модели оболочек приводит к уменьшению  $\langle \sigma \rangle^2$ .

Переход  $\text{C}^{10} \rightarrow \text{Be}^{10*}$  сопровождается менее вероятным переходом на второе возбуждённое состояние  $\text{B}^{10**}$  ( $E = 2,1 \text{ MeV}$ ) отожде-

ствлённом как переход без изменения спина ( $0 \leftrightarrow 0$  переход). Для этого перехода  $\langle 1 \rangle^2 = 2$  и  $\langle \sigma \rangle^2 = 0$ . Экспериментальное отношение  $ft$  для обоих переходов равно  $\sim 2,5$  что даёт в согласии с только что сделанной оценкой  $R \langle \sigma \rangle^2 \approx 5$ . Эта оценка, очевидно, не зависит от принятого значения постоянной  $A$ . Эта постоянная может быть вычислена независимо на основании  $ft$  для перехода  $C^{10} \rightarrow Be^{10}**$  ( $ft = 5900 \pm 2400$ ). Она получается в согласии с её значением, полученным из значительно более точных данных по распаду  $O^{14} \rightarrow N^{14}*.$



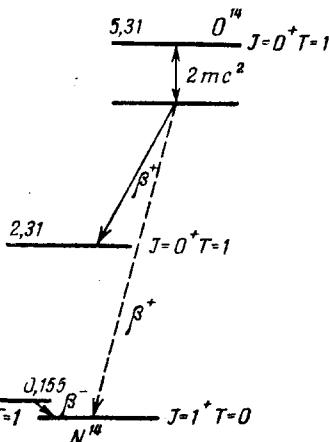
Переход между зеркальными ядрами  $\langle 1 \rangle^2 = 1$  и  $\langle \sigma \rangle^2 = \frac{1}{3}$ . Отсюда  $(ft)_{\text{теор}} = 4000$ , что удовлетворительно согласуется с опытом.



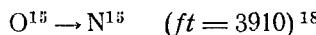
Классический (случай перехода  $0 \leftrightarrow 0$  (без изменения спина и чётности)). Для этого перехода  $\langle 1 \rangle^2 = 2$ , откуда получаем приятое значение  $A = 6550 \pm 150$  сек.

Кроме распада на возбуждённый уровень  $N^{14*}$  должен происходить и распад на основное состояние. Наблюдение этого распада представляет принципиальный интерес в связи с «проблемой  $C^{14}$ », так как распад  $O^{14} \rightarrow N^{14}$  (основное) есть переход, зеркальный (зарядово-симметричный) распаду  $C^{14} \rightarrow N^{14}$  (см. схему).

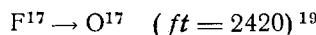
Известно, что распад  $C^{14} \rightarrow N^{14}$  сопровождается изменением спина всего на 1 ( $\text{переход } 0^+ \rightarrow 1^+$ ) и тем не менее сильно запрещён. Величина  $ft$  для этого перехода  $\sim 3 \cdot 10^9$  сек. (напоминаем, что сверх разрешённым переходам отвечает  $ft$  порядка  $\sim 10^3$ ). Такая малая вероятность распада  $C^{14}$  тем более неожиданна, что конфигурация нуклонов как для  $C^{14}$ , так и для  $N^{14}$  установлена ( $\text{не хватает двух нуклонов } p_4$ , до замкнутой оболочки  $O^{14}$ ). Наиболее естественное объяснение было недавно указано Янковичи и Талми<sup>26</sup>. Само объяснение очень просто и состоит в том, что в распадах, вероятность которых определяется матричным элементом  $\langle \sigma \rangle$  вероятность может оказаться аномально малой благодаря случайной компенсации различных членов в выражении для



матричных элементов, которые возникают из-за примеси других состояний (в расчёте указанных авторов состояний  $p_{1/2}$ ) к основному состоянию  $C^{14}$  и  $O^{14}$ \*). Возможность такого эффекта исключена для матричного элемента  $\langle 1 \rangle^2$ , вычисление которого основано только на предположении об изотопической инвариантности ядер и никак не зависит от дальнейших деталей их строения. Интерес такого объяснения связан с неожиданной возможностью его проверки. Если мы допустим, что малый матричный элемент для перехода  $C^{14} \rightarrow N^{14}$  представляет собой разность двух больших членов (примерно в  $\sim 10^3$  раз больших, чем разность), то для зеркального перехода  $O^{14} \rightarrow N^{14}$  (основное) эти члены должны измениться лишь немного из-за кулоновской энергии. Это изменение должно быть невелико, как мы это знаем из матричных элементов других зеркальных переходов. Однако если это изменение мало по отношению к большим величинам, оно должно дать большой эффект для разности. При приведённых выше оценках изменение в 1%, связанное с кулоновской энергией, даст увеличение матричного элемента для перехода  $O^{14} \rightarrow N^{14}$  в 10 раз, а величины  $ft$  в 100 раз по сравнению с матричным элементом перехода  $C^{14} \rightarrow N^{14}$ . Поэтому, несмотря на зарядовую инвариантность, мы должны ожидать для перехода  $O^{14} \rightarrow N^{14}$  (основное) величины  $ft$ , примерно равной  $10^7$ . Относительно существования этого перехода имеются противоречивые указания. Пеннинг и Шмидт<sup>27</sup> дают значение  $lg ft = 6,7$  (доля переходов на основное состояние  $N^{14}$  3%). В то же время Гергарт<sup>3</sup> считает, что во всяком случае  $lg ft > 7,3$  (доля переходов  $< 0,3\%$ ). Выяснение этого вопроса очень важно для понимания строения лёгких ядер. Если действительно окажется, что вопреки зарядовой симметрии  $ft$  для обоих зеркальных переходов окажутся сильно различными, то можно будет считать доказанным, что аномалия  $C^{14}$  носит случайный характер, а не связана с принципиальными дефектами теории оболочек в лёгких ядрах.



Переход  $p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$  (одна «дырка» в замкнутой оболочке  $O^{16}$ ). Величины  $\langle \sigma \rangle^2 = \frac{1}{3}$ , а  $\langle 1 \rangle^2 = 1$ , откуда теоретическое значение  $ft$  равно 4150, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением.



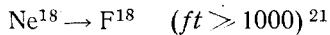
По данным о магнитном моменте ядро  $F^{17}$  имеет строение  $O^{16} + f_{5/2}$ . Такое же строение следует принять и для  $O^{17}$  (зер-

\*.) Возражение, что такая компенсация маловероятна, снимается тем, что она и происходит в действительности только у одного ядра из многих возможных случаев распада.

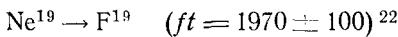
кальное ядро). Матричные элементы  $\langle \sigma \rangle^2$  и  $\langle 1 \rangle^2$  равны соответственно  $\frac{7}{5}$  и 1. Тогда получаем  $ft = 2600$  — значение, близкое к экспериментальному.



Конфигурация нуклонов в этих ядрах неизвестна. Трудность определения этой конфигурации связана с тем, что после  $\text{O}^{16}$  одновременно заполняются состояния  $f_{5/2}$  и состояния  $s_{1/2}$ . Ядро  $\text{F}^{17}$  имеет строение  $\text{O}^{16} + f_{5/2}$ , в то время как ядро  $\text{Ne}^{20}$  имеет, повидимому, замкнутую оболочку  $s_{1/2}^4$ . Переход  $\text{F}^{18} \rightarrow \text{O}^{18}$  совершается с изменением спина ( $I = 1 \rightarrow I = 0$ ). Поэтому матричный элемент  $\langle \sigma \rangle^2$  равен  $\frac{2}{3}$  от матричного элемента для одного нуклона (см. § 2). Если предположить, что у  $\text{F}^{18}$  два нуклона находятся в состоянии  $s_{1/2}$ , то  $\langle \sigma \rangle^2 = \frac{2}{3} \cdot 3 = 2$  и  $ft = 3300$ ; если же предположить, что нуклоны находятся в состоянии  $f_{5/2}^2$ , то  $\langle \sigma \rangle^2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{7}{5} \approx 1$  и  $ft = 6550$ . Экспериментальное значение  $ft$  лежит между этими двумя значениями, чем подтверждается смешанный характер конфигурации нуклонов в этих ядрах.



Строение этих ядер также неизвестно. В ядрах  $\text{F}^{18}$  и  $\text{O}^{18}$  мы можем опять ожидать пересечения состояний  $f_{5/2}$  и  $s_{1/2}$ . Переход сопровождается изменением спина ( $J = 0 \rightarrow J = 1$ ). Предположение о конфигурации  $s_{1/2}^2$  приводит к значению:  $\langle \sigma \rangle^2 = 2 \cdot 3 = 6$  и  $ft = 1100$ ; предположение о конфигурации  $f_{5/2}^2$  даёт  $\langle \sigma \rangle^2 2 \cdot \frac{7}{5} \approx 3$  и  $ft = 2200$ . Действительное значение лежит, повидимому, между этими значениями.



Этот случай распада интересен тем, что, как мы уже отмечали, для него исследована корреляция между нейтрином и электроном<sup>7</sup>.

Строение этих ядер зеркальное, так что  $\langle 1 \rangle^2 = 1$ . Величина  $\langle \sigma \rangle^2$  в предположении, что конфигурация нуклонов отвечает одной дырке в  $\text{Ne}^{20}$  ( $s_{1/2}^3$ ), равна 3. Это даёт для  $ft$  величину такую же, как для нейтрона и трития ( $\sim 1000$ ). Отсюда следует, что и в этом случае конфигурация  $s_{1/2}^3$  не отвечает точно состоянию этих ядер. С другой стороны, спин  $\text{F}^{19}$  равен  $\frac{1}{2}$ , что трудно согласовать в рамках существующих закономерностей с каким-либо другим строением (например с конфигурацией  $f_{5/2}^3$ , с суммарным спином  $\frac{1}{2}$ ) \*).

\*.) Аргументы в пользу такой конфигурации даёт Пизли<sup>23</sup>.

Если, исходя из экспериментального значения  $ft$ , найти  $R\langle\sigma\rangle^2$ , то получим значение 2,3. Отклонение от предельного значения 1,7·3 (чистое состояние  $s_{1/2}^3$ ) следует относить за счёт примеси других состояний.

Корреляция нейтрино с электроном даёт независимый способ определения постоянной  $R\langle\sigma\rangle^2$ .

Хорошо известно, что корреляционная функция нейтрино имеет вид (см., например, статью Зельдовича<sup>1)</sup>)

$$f(\theta) = 1 + \lambda \frac{v}{c} \cos \theta,$$

где

$$\lambda = 1 \quad (S); \quad -1 \quad (V); \quad +\frac{1}{3} \quad (T) \text{ и } -\frac{1}{3} \quad (A)$$

для четырёх вариантов соответственно. Экспериментальное значение

$$\lambda = -0,21 \pm 0,08.$$

Поскольку вариант  $A$  исключён, единственная комбинация, которая может дать  $\lambda < 0$  и находится в согласии с остальными данными о  $\beta$ -распаде, есть  $(S, T)$ . Нетрудно показать, что для такой смеси

$$\lambda = \frac{\frac{1}{3} R\langle\sigma\rangle^2 - 1}{1 + R\langle\sigma\rangle^2}$$

или

$$R\langle\sigma\rangle^2 = \frac{\lambda + 1}{\frac{1}{3} - \lambda},$$

откуда

$$R\langle\sigma\rangle^2 = 1,4 \pm 0,4,$$

что отличается от теоретического значения, вычисленного из оболочечной модели при  $R = 1,7$ . Более того, эта величина даже не согласуется со значением  $R\langle\sigma\rangle^2 = 2,3$ , получаемым из экспериментального значения  $ft = 1970 \pm 100$ .

Если принять последнее значение, то следует ожидать для  $\lambda$  величины  $-0,07$  (что, впрочем, не слишком выходит за пределы указанных ошибок).

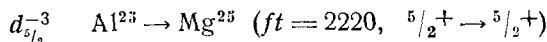
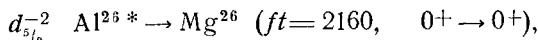
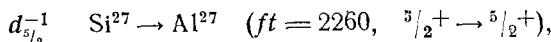
Как бы то ни было, результаты несомненно доказывают вариант  $(S, T)$  и ограниченную точность предположения о конфигурации  $s_{1/2}^3$  для этих ядер.

#### § 4. ДРУГИЕ ЯДРА. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более тяжёлые ядра, вообще говоря, непригодны для анализа, имеющего своей целью определение  $R$ , так как вычисление матричного элемента  $\langle\sigma\rangle^2$  для них совсем ненадёжно.

Имеет смысл, однако, указать на случай распада  $\text{Sc}^{41} \rightarrow \text{Ca}^{41}$  ( $ft = 2180^{29}$ ), для конфигурации нуклонов которого можно принять схему  $\text{Ca}^{40} + f_{7/2}$ . В этом случае  $\langle 1 \rangle^2 = 1$  и  $\langle \sigma \rangle^2 = 9/7$ , что даёт  $ft = 2000$  в неожиданно хорошем согласии с опытом.

Интересно также положение вблизи заполненной оболочки  $d_{5/2}$ . Здесь известны три сверхразрешённых распада ядер, конфигурации которых отвечают соответственно одной, двум и трём дыркам в этой оболочке. Это — распады (ср. <sup>23</sup>):



Не приводя подробностей вычисления (с помощью формул § 2), скажем только, что теоретические значения для этих трёх случаев будут соответственно:  $\sim 1900$ ,  $3300$  и  $3200$ . Эти значения показывают увеличение расхождения по мере удаления от замкнутой оболочки.

В заключение мы можем сделать следующие выводы:

1. Величина  $R$ , характеризующая смесь тензорного и скалярного варианта в гамильтониане  $\beta$ -распада, равна (с возможной ошибкой  $\sim 10\%$ )

$$R = 1,7 \text{ (или несколько } (\sim 10\%) \text{ больше).}$$

В литературе предлагались следующие значения этой постоянной, некоторые из которых находятся в явном разногласии с данными по лёгким ядрам:

Значение  $R$  у разных авторов

$R$	Авторы
$\sim 2 \leftrightarrow 4$	Бллатт <sup>30</sup>
$1 \pm 0,5$	Конопинский-Лангер <sup>31</sup>
$1,35 \pm 0,4$	Гергарт <sup>3</sup>
$1 \pm 0,25$	Буше и Натаф <sup>32</sup>
$1 \pm 0,2$	Коффуд-Гансен и Винтер <sup>22</sup>
$0,9 \pm 0,3$	Максон, Аллен и Иентчке <sup>7</sup>
$1,79 \pm 0,49$	Зак <sup>33</sup>
$1,7 \pm 0,2$	Настоящая работа

Соответственно постоянные распада  $g$  равны (см. § 1):

$$g_F = 2,9 \cdot 10^{-12} (mc^2) \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^3 = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3,$$

$$g_{gr} = 3,8 \cdot 10^{-12} (mc^2) \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^3 = 1,8 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$$

2. Период полураспада нейтрона при принятой величине  $R$  должно составить  $(10,2 \pm 0,5)$  мин.

3. Данные по  $ft$  лёгких ядер дают превосходный материал для проверки оболочечной структуры лёгких ядер и подтверждают принятые представления.

В заключение я выражаю благодарность Л. Д. Ландау, Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Франк-Каменецкому за обсуждение этой работы.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, см. наст. выпуск, стр. 165.
2. См., например, E. Feenberg, G. Trigg, Rev. Mod. Phys. **22**, 399 (1950).
3. J. B. Gerhart, Phys. Rev. **95**, 288 (1954).
4. B. M. Rustad, S. L. Ruby, Phys. Rev. **89**, 880; **90**, 370 (1953); **97**, 991 (1955).
5. J. S. Allen, W. K. Jentschke, Phys. Rev. **89**, 902 (1953).
6. W. P. Alford, D. R. Hamilton, Phys. Rev. **95**, 1351 (1954).
7. D. R. Maxson, J. S. Allen, W. K. Jentschke, Phys. Rev. **97**, 109 (1955).
8. S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, Physica **16**, 150 (1950).
9. S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, Phys. Rev. **84**, 150 (1951).
10. S. R. de Groot, Physica **18**, 1011 (1952).
11. I. Talmi, Phys. Rev. **91**, 122 (1953).
12. J. M. Robson, Phys. Rev. **83**, 349 (1951).
13. L. M. Langer, R. J. Moffat, Phys. Rev. **88**, 689 (1952).
14. C. S. Wu, B. M. Rustad, V. Perez-Mendez, L. Lidofsky, Phys. Rev. **87**, 1140 (1952).
15. J. K. Major, L. C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. **26**, 321 (1954).
16. R. Sherr, J. B. Gerhart, Phys. Rev. **91**, 909 (1953).
17. W. F. Hornyak, T. Lauritsen, Phys. Rev. **77**, 160 (1950).
18. V. Perez-Mendez, H. Brown, Phys. Rev. **76**, 689 (1949).
19. C. Wong, Phys. Rev. **95**, 765 (1954).
20. L. Ruby, J. R. Richardson, Phys. Rev. **83**, 698 (1951).
21. J. D. Gow, L. M. Alvarez, неопубл., см<sup>22</sup>.
22. A. Winter, O. Kofoed-Hansen, Kgl. Danske Videnskab. Math. Fys. Medd. **27**, № 14 (1953); Phys. Rev. **86**, 482 (1952).
23. R. W. King, Rev. Mod. Phys. **26**, 327 (1954).
24. Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. by K. Siegbahn, 1955 (ошибочно статья М. Е. Rose стр. 273).
25. А. И. Базь, Известия АН, сер. физ., № 2 (1955).
26. B. Joncovicici, I. Talmi, Phys. Rev. **95**, 289 (1954).
27. J. R. Renning, F. H. Schmidt, Phys. Rev. **94**, 779 (1954).
28. D. C. Peaslee, Phys. Rev. **89**, 1148 (1953).
29. D. R. Elliott, L. D. P. King, Phys. Rev. **60**, 489 (1941).
30. J. M. Blatt, Phys. Rev. **89**, 83 (1953).
31. E. J. Konopinski, L. M. Langer, Ann. Rev. Nucl. Sci. **2**, 261 (1953).
32. R. Bouchez, R. Nataf, J. phys. et radium M., 217 (1953).
33. A. Sachs, Nuclear Theory, 1954.