

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СВОЙСТВА НЕЙТРИНО И ДВОЙНОЙ β -РАСПАД

Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский

1. ЧТО ИЗВЕСТНО О НЕЙТРИНО? СПИН; МАССА

Одной из самых удивительных элементарных частиц является, несомненно, нейтрино.

Его существование было постулировано Паули на основании чисто теоретических аргументов, связанных с требованиями закона сохранения энергии при β -распаде ядра.

Объяснение сплошного спектра β -частиц, вылетающих при превращении ядра, находившегося во вполне определённом состоянии, в другое ядро, также в строго определённом состоянии, представляло принципиальные трудности. Серьёзно обсуждался вопрос о том, не нарушается ли при β -распаде закон сохранения энергии, и далее — применим ли вообще закон сохранения энергии к элементарным процессам, и не является ли он лишь статистическим, справедливым только в среднем, для макроскопических процессов. Представление о новой частице — нейтрино, — уносящей часть энергии при β -распаде, устраняя эти трудности, явилось важным этапом в формировании современных физических представлений. Вместе с тем свойства нейтрино таковы, что непосредственное наблюдение его весьма затруднительно: отсутствие электрического заряда и весьма малая константа взаимодействия с нуклонным и электронным полями (величина этой константы определяет малую вероятность β -процесса) делают нейтрино крайне неудобным объектом для наблюдения. Тем не менее наши сведения о нейтрино, хотя очень медленно, но пополняются, и сейчас перспективы дальнейшего изучения свойств этой частицы кажутся вполне реальными.

Какие же свойства нейтрино можно считать сейчас установленными?

Прежде всего нейтрино, подобно электрону и позитрону, стабильно, оно не распадается в вакууме; по крайней мере для существования такого распада нет никаких оснований, ни теорети-

ческих, ни экспериментальных. Если это так, то нейтрино вместе с электроном и протоном (можно добавить: фотоном) исчерпывают список стабильных элементарных частиц.

Далее, спин нейтрино равен $1/2$. Это следует из формы спектра разрешённого β -распада. Если бы спин нейтрино был отличен от $1/2$, то форма спектра была бы отлична от той, которую даёт известная формула Ферми. Например, если бы спин нейтрино был равен $3/2$, то при переходах между ядрами со спинами, равными нулю, при которых лёгкие частицы не уносят полного момента количества движения, они обязаны уносить орбитальный момент, так как из одних только спинов электрона $1/2$ и нейтрино $3/2$ нельзя составить нуля. Отсюда следовало бы, что матричный элемент оказался зависящим от импульсов лёгких частиц, что, в свою очередь, привело бы к изменению формы β -спектра.

Заметим, что из формы β -спектров можно также сделать вывод, что при β -распаде вылетает одно нейтрино. Действительно, вылет нескольких нейтральных частиц изменил бы статистический вес конечных состояний так, что средняя энергия электрона уменьшилась бы, что привело бы к противоречию с опытом. Прямое доказательство вылета при β -распаде одного нейтрино может быть получено наблюдением спектра ядер отдачи при K -захвате. Так как при K -захвате из ядра вылетают только нейтрино, то ядра отдачи будут все иметь одинаковую энергию, если вылетает одно нейтрино, и будут иметь различную энергию (зависящую от угла между направлениями нейтрино), если вылетает несколько нейтрино. Такие опыты были поставлены А. И. Алиханяном и А. И. Алихановым, впервые наблюдавшими в 1941 г. ядра отдачи при K -захвате $\text{Be}^7 \rightarrow \text{Li}^7*$). Установить монохроматичность ядер отдачи в этом распаде удалось лишь в 1952 г. Дэвису¹. Несколько раньше Родебеком и Алленом² была показана монохроматичность ядер отдачи при K -захвате $\text{A}^{37} \rightarrow \text{Cl}^{37}$.

✓ Форма β -спектра ограничивает также и возможную величину массы нейтрино, к которой весьма чувствительна форма спектра вблизи его верхней границы. Наиболее точно форма β -спектра измерена при распаде $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$ (максимальная энергия электронов 18 кэв). Анализ этого спектра даёт для верхней границы возможной массы нейтрино значение, равное $1/2000$ от массы электрона³.

? Представляет большой интерес вопрос о том, равна ли масса нейтрино нулю строго, как это справедливо для массы фотона, или же она просто очень мала. В первом случае отсюда следовало бы равенство нулю и магнитного момента нейтрино.

Можно высказать некоторые соображения об этом, основанные на теории размерности.

*) Первые опыты с ядрами отдачи при β -распаде были проведены А. Лейпунским в 1936 г.

Взаимодействие нейтрино с нуклонами и электронами (а также π - и μ -мезонами) представляет собой единственное изученное свойство нейтрино. Для β -процесса плотность энергии взаимодействия даётся формулой

$$H = g \{ \psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4 \}, \quad (1)$$

где $\psi_1, 2, 3, 4$ — волновые функции четырёх частиц; фигурной скобкой символически обозначено составленное из них, с применением безразмерных операторов, выражение. Размерность H равна $\text{эрг}/\text{см}^3$, размерность ψ — $\text{см}^{-3/2}$ (по условию нормировки $\int \psi^2 d\tau = 1$), откуда размерность g равна $\text{эрг} \cdot \text{см}^2$. Величина g порядка $2 \cdot 10^{-49}$. Взаимодействие (1) приводит к тому, что в присутствии нейтрино в вакууме рождаются виртуальные нуклонные пары и электроны

$$\nu = p + \bar{p} + e^- = \nu. \quad (2)$$

Такие виртуальные процессы приводят к появлению у нейтрино массы и магнитного момента. Выражения массы и магнитного момента в существующей теории представляют собой расходящиеся интегралы, притом значительно худшие, чем в электродинамике. Расходящиеся интегралы получаются при учёте всех виртуальных процессов со всеми возможными значениями импульсов виртуальных нуклонов. Полагая, что исходное выражение (1) справедливо лишь при нерелятивистских нуклонах (к которым относятся данные о β -распаде, лежащие в основе (2)), оборвём интегрирование при импульсе $\sim Mc$, где M — масса нуклона. Масса нейтрино должна быть пропорциональна g^2 , поскольку поляризация вакуума — процесс второго порядка. Из размерностей следует, что с помощью констант M , c и $\hbar$ массу, пропорциональную g^2 , можно составить единственным способом:

$$m_\nu = M(g^2 M^4 c^2 / \hbar^6) \cong 6 \cdot 10^{-10} M \cong 10^{-6} m_e, \quad (3)$$

$$m_\nu c^2 \cong 1 \text{ электрон-вольт.}$$

Можно полагать, что и магнитный момент нейтрино находится в таком же отношении к боровскому магнетону *). Полученные масса и магнитный момент столь малы, что они не противоречат опыту. Однако в том случае, если нейтрино и антинейтрино совпадают, то очевидно, что магнитный момент нейтрино не просто мал, а тождественно равен нулю, так как каждому состоянию поляризации вакуума (2) соответствует зарядово-сопряжённое

$$\bar{\nu} = p + \bar{p} + e^+ = \bar{\nu}, \quad (4)$$

*) Набмиас³³ показал, что магнитный момент нейтрино не может быть больше $1,8 \cdot 10^{-4}$ магнетона Бора. Эта оценка вытекает из отсутствия ионизации, обусловленной магнитным моментом нейтрино (Бете³⁴).

дающее противоположный по знаку вклад в магнитный момент. Возникает вопрос, является ли правильным найденное малое значение массы, или масса нейтрино тождественно равна нулю? В случае световых квантов теория электромагнитного поля имеет такую структуру, что масса кванта равна нулю тождественно, а не просто мала; по размерности, аналогично (3), мы получили бы для кванта $m_\gamma = m_e \cdot e^2 / \hbar c$, т. е. энергию покоя порядка киловольт! Однако так называемая градиентная инвариантность электромагнитного поля приводит к тому, что масса кванта тождественно равна нулю. До настоящего времени вопрос о возможности теории частицы со спином $1/2$, с тождественно равной нулю массой (несмотря на взаимодействие с другими полями) не выяснен.

Отметим здесь роль нейтрино в космических процессах. Из оценки роли β -процессов в образовании элементов следует, что на каждый протон во вселенной приходится приблизительно одно нейтрино с энергией порядка 1 Мэв. Вблизи звёзд, в частности вблизи Солнца, поток нейтрино значительно больше. Действительно, в обеих принятых схемах выделения энергии в звёздах

$$p + p = d + e^+ + \nu \text{ и т. д.} \quad (5)$$

$$p + C_{12} = N_{13}; \quad N_{13} = C_{13} + e^+ + \nu; \quad p + C_{13} = N_{14},$$

$$p + N_{14} = O_{15}; \quad O_{15} = N_{15} + e^+ + \nu; \quad p + N_{15} = C_{12} + He_4$$

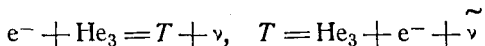
существенную роль играют β -процессы. Очевидно, что без β^+ -процессов невозможен никакой цикл превращения водорода в более тяжёлые ядра, в состав которых входят нейтроны. Энергия нейтрино составляет около 5 или 10% энергии, выделяющейся в звёздах. Поток солнечной энергии на поверхность Земли равен $2 \text{ кал/мин} \cdot \text{см}^2$; следовательно, поток энергии нейтрино равен $\sim 10^5 \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$; при средней энергии нейтрино $2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$ получается $5 \cdot 10^{10}$ частиц в секунду на 1 см^2 . Эти потоки в 10^7 — 10^9 раз больше соответствующих величин для космических лучей. Почему же этот поток нейтрино никак не проявляется себя?

Сечение взаимодействия нейтрино с энергией порядка 1 Мэв с ядрами порядка 10^{-44} см^2 . Поэтому вероятность наблюдения превращения, вызванного нейтрино, ничтожна: при потоке $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ в 1 килограмме вещества реакция (5) происходит в среднем один раз в год. Вероятность того, что, пронизывая земной шар, нейтрино вступит в реакцию, составляет всего $10^{-12} *$.

Огромная проникающая способность нейтрино приводит к отмеченным в литературе интересным принципиальным особенностям термодинамического равновесия при высокой температуре. Представим себе, например, большую массу гелия-3 при высокой тем-

*). Оценка потерь энергии нейтрино в Земле, обусловленных возможным магнитным моментом нейтрино, дана в работе Кормака³⁵.

пературе (порядка киловольт) и высокой плотности. В полном термодинамическом равновесии в такой массе должно быть определенное равновесное содержание трития, образующегося при ударе достаточно быстрых электронов о ядро He_3 и распадающегося обратно. Однако даже очень большая система, размеры которой обеспечивают полную теплоизоляцию, окажется прозрачной для нейтрино. Обратимый процесс



будет сопровождаться необратимыми потерями энергии из системы. Скорость утечки энергии не зависит от размеров системы и сильно зависит от температуры, а именно пропорциональна числу электронов, обладающих при данной температуре в максвелловском распределении энергией больше 18 киловольт (18 кэв — порог реакции $e^- + \text{He}_3$).

Приведенный пример иллюстрирует те неожиданные выводы, к которым приводят необычные свойства нейтрино.

2. НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО

Интересной и важной проблемой, решением которой занимается ряд лабораторий в разных странах, является следующая.

Как известно, существуют два типа β -распадов:
электронный распад



и позитронный распад



Заметим, что мы рассматриваем сейчас распад нуклона в поле других нуклонов (внутри ядер) и потому можем не интересоваться выполнением законов сохранения энергии и импульса для отдельного нуклона *). Естественно, что сразу же возникает вопрос о том, являются ли нейтрино, которые вылетают в обоих этих процессах и обозначены нами через ν и $\bar{\nu}$, одной и той же частицей или же это две разные частицы. Ни одна из этих возможностей не может быть исключена из каких-либо общих соображений.

Из общих соображений следует лишь, что при выполнении второй возможности обе частицы должны относиться друг к другу так же, как позитрон и электрон. Поэтому принято говорить о ν и $\bar{\nu}$ как о нейтрино и антинейтрино (в том же смысле как позитрон является «античастицей» по отношению к электрону).

*) Для свободных нуклонов, очевидно, возможен лишь распад нейтрона.

На первый взгляд могло бы показаться, что различие между частицей и античастицей для нейтральных частиц имеет глубоко формальный характер и лишено физического содержания. Однако это не так.

Известно, что свойства частицы и античастицы связаны между собой. Именно, известно, что матричный элемент для излучения античастицы совпадает с матричным элементом поглощения частицы (с обратными знаками энергии и импульса). Так, например, рождение позитрона с энергией E , как известно, описывается как исчезновение электрона с энергией $-E$. Так как исчезающие частицы записываются в уравнениях типа (1) слева, а рождающиеся — справа, то мы можем обращаться с уравнениями типа (1) и (2) как с алгебраическими уравнениями, производя при переносе символов из одной части уравнения в другую замену

$$e^+ \leftrightarrow e^- \quad \text{и} \quad \nu \leftrightarrow \bar{\nu}.$$

Пользуясь этим свойством, составим из реакций (1) и (2) новые:

$$e^+ + p \rightarrow p + \bar{\nu}, \quad (3)$$

$$e^- + p \rightarrow p + \nu. \quad (4)$$

Эти две реакции представляют собой не что иное, как реакции позитронного и электронного захвата, из которых последняя наблюдается в форме захвата орбитального электрона. (Второй процесс, хотя и не наблюдается на опыте, но не может дать ничего нового.) Процессы (3) и (4) не интересны для нас, так как они лишь определяют связь между матричными элементами β -распада и электронного захвата.

Рассмотрим следующие два процесса, обратные предыдущим:

$$\nu + p \rightarrow p + e^-, \quad (5)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow p + e^+. \quad (6)$$

Это процессы β -распада, индуцированные нейтрино, т. е. происходящие вынужденно в потоке нейтрино. Сразу видно, что вынужденный β^- -распад может быть вызван только потоком частиц, вылетающих при β^+ -распаде (для определенности именно эти частицы назовём нейтрино), а вынужденный β^+ -распад — только потоком антинейтрино (частицами, вылетающими при β^- -распаде)*).

В этом месте мы и наталкиваемся на существенное физическое различие двух взглядов на природу нейтрино. Действительно, если ν и $\bar{\nu}$ суть разные частицы, то можно утверждать, что невоз-

*) Вопрос о том, какую именно из частиц определить как нейтрино и какую как антинейтрино, не имеет значения, так как замена частицы античастицей не меняет формул, если только масса частиц равна нулю.

можны следующие два процесса:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow p + e^-, \quad (7)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow p + e^+, \quad (8)$$

т. е., например, что поток нейтрино из ядерного реактора (происходящий от цепочек β -распадов осколков) не может вызвать электронного распада.

Если же нейтрино и антинейтрино суть одна и та же частица, то одинаково возможны как процессы (5) и (6), так и процессы (7) и (8). Таким образом, возникает возможность экспериментального выяснения этого свойства нейтрино.

Однако прямой опыт по обнаружению, например, реакции (7) очень труден. Правда, в 1953 г. появилось предварительное сообщение Рейнеса и Коуэна о попытках наблюдения реакции (6) — вынужденного распада протона под влиянием пучка нейтрино из реактора⁴. В опыте регистрировался процесс

$$\bar{\nu} + p = p + e^+. \quad (9)$$

Для счёта использованы совпадения между двумя гамма-квантами, образующимися при аннигиляции позитрона, и гамма-квантом, получающимся при захвате нейтрона кадмием, примешанным в систему. Очевидно, что процесс (9) является прямым обращением процесса (3), который, в свою очередь, есть лишь иная запись обычного β -процесса (1). Поэтому существование и сечение (порядка 10^{-14} см²) наблюденного на опыте процесса (9) могли быть предсказаны теоретически с полной достоверностью. Подтверждая самый факт существования нейтрино, проделанные опыты не дали новых сведений об этой частице.

Для решения вопроса о существовании двух различных частиц (нейтрино и антинейтрино) или их тождестве необходимо исследование процесса

$$\bar{\nu} + p = p + e^-,$$

вызванного потоком $\bar{\nu}$, образующихся в реакторе. При этом не имеется в виду взаимодействие обязательно со свободными нейтронами — достаточно было бы исследовать процесс со связанными нейтронами, например $\bar{\nu} + d = 2p + e^-$, или аналогичный процесс с образованием радиоактивного элемента, который можно было бы выделить. Такие исследования до настоящего времени не проведены.

Мы можем иллюстрировать различие между двумя возможностями ($\nu \equiv \bar{\nu}$ и $\nu \neq \bar{\nu}$) другим хорошо известным примером. Сейчас установлено существование трёх разных типов π -мезонов: π^+ , π^0 , π^- , которые могут превращаться один в другой при

рассеянии на нуклонах:

$$\pi^+ + p \rightleftharpoons \pi^0 + p; \quad \pi^0 + p \rightleftharpoons \pi^- + p.$$

В этом смысле говорят, что π^+ -, π^0 -, π^- -мезоны являются тремя различными зарядовыми состояниями одной частицы *).

Если $\nu \equiv \bar{\nu}$, то аналогичным образом возможны обе реакции

$$e^+ + p \rightleftharpoons \nu + p, \quad \nu + p \rightleftharpoons p + e^-,$$

т. е. можно в таком же смысле говорить о триаде e^- , ν , e^+ .

Напротив, если $\nu \neq \bar{\nu}$, то возможны согласно сказанному выше реакции

$$e^+ + p \rightleftharpoons \bar{\nu} + p$$

и

$$e^- + p \rightleftharpoons \nu + p,$$

т. е. в этом случае возможны только превращения

$$e^+ \rightleftharpoons \bar{\nu} \text{ и } e^- \rightleftharpoons \nu.$$

В этом случае можно говорить лишь о двух «зарядово-сопряжённых» парах

$$(e^+, \bar{\nu}) \text{ и } (e^-, \nu).$$

Нейтральные частицы со спином $1/2$ и малой или равной нулю массой образуются также при распаде заряженных π -мезонов и μ -мезонов и захвате μ -мезонов ядрами:

$$\pi^- = \mu^- + \nu, \tag{10}$$

$$\mu^- = e^- + 2\bar{\nu}, \tag{11}$$

$$\mu^- + p = n + \bar{\nu}. \tag{12}$$

Принято считать, что эти частицы тождественны с нейтрино, образующимися при β -процессе, поскольку нет оснований для противоположного взгляда. Опыт позволяет установить верхнюю границу массы нейтральных частиц, образующихся в процессах (10), (11), (12), лишь с точностью до нескольких электронных масс. Косвенным подтверждением тождественности нейтрино β -процесса и процессов (10), (11), (12) является равенство вероятностей всех 4 процессов, отнесённых на единицу объёма фазового пространства (на одно конечное состояние), т. е. приближённое равенство констант взаимодействия для этих процессов.

*) При этом требуют, чтобы взаимодействие всех трёх типов π -мезонов с нуклонами описывалось одинаковой постоянной («гипотеза зарядовой инвариантности»).

В теории, в которой нейтрино и антинейтрино различаются, возникает вопрос о том, частица или античастица возникает в каждом из процессов (10), (11), (12). Выбор, сделанный выше, обоснован в статье одного из авторов⁵.

3. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД

В 1939 г. Ферри⁶ указал на возможность выяснения взаимоотношения нейтрино — антинейтрино путём исследования двойного β -распада. Однако Ферри неверно оценил вероятность этого процесса. Правильная оценка этой вероятности была дана Сливом⁷. Известно, что в природе существует сравнительно большое число стабильных изобарных ядер с одинаковым массовым числом и с зарядом, отличающимся на две единицы, таких, как, например, Ni^{64} — Zn^{64} . Существование таких изобаров, вообще говоря, связано с тем, что промежуточный изобар (в нашем примере Cu^{64}) обладает массой большей, чем оба крайние*), а потому превращение одного из изобаров в другой, более лёгкий, не может идти путём двух последовательных β -распадов. Надо, однако, иметь в виду, что далеко не во всех случаях существование такого рода изобаров связано с большой массой промежуточного ядра, как это часто утверждается. В действительности не всегда масса промежуточного ядра измерена на опыте и подтверждает такое объяснение. Больше того, существует несколько случаев (Ca^{48} — Ti^{48} , например), в которых масса промежуточного ядра оказывается лежащей между массами обоих ядер, и кажущаяся их стабильность связана просто с высокой степенью запрета (с большим временем жизни)**).

Данные об этом будут приведены ниже в таблице III.

Очевидно, что когда переход в соседнее ядро невозможен энергетически или же очень сильно запрещён, то превращение может происходить только с одновременным испусканием двух электронов (или позитронов). Нетрудно видеть, что вероятность такого процесса существенно зависит от предположения о свойствах нейтрино. Действительно, если $\nu \neq \bar{\nu}$, то антинейтрино, вылетев (в промежуточном состоянии) при испускании первого из двух электронов, не может поглотиться вновь другим нейтроном в ядре

*) Это свойство, как известно, связано с тем, что ядра с чётными числами и протонов и нейтронов (Ni и Zn в нашем примере) обладают повышенной устойчивостью по отношению к соседним ядрам.

**) В случае Ca^{48} переход в Sc^{48} связан с очень малой энергией (0,3 Мэв) и большим изменением спина ($\Delta s \geq 5$). Поэтому время жизни для такого перехода существенно больше предполагаемого времени жизни для безнейтринного двойного β -распада, и этот переход не наблюдался экспериментально. Только при рассмотрении геологических данных (см. ниже) однократные распады с высокой степенью запрета могут оказывать влияние на интерпретацию опытов.

и вылет второго электрона должен сопровождаться вылетом ещё одного антинейтрино. В этом случае реакция идёт по схеме



Эту схему распада называют схемой Ферми *).

Реакция, однако, может идти по значительно более вероятному пути, если у нейтрино нет античастицы. В этом случае нейтрино, вылетевшее при распаде первого нейтрона, может быть поглощено при распаде второго нейтрона (в том же ядре), и распад произойдёт по схеме:



(без вылета нейтрино вообще).

То, что этот второй процесс значительно вероятнее первого, не сразу очевидно, так как оба процесса происходят в том же порядке (а именно во втором — два излучения) по постоянной g^2 и различие связано лишь с величиной матричных элементов. Качественно это можно увидеть из следующих соображений. В процессе (1) число состояний, отвечающих вылету двух электронов, определяется объёмом фазового пространства двух нейтрино, ограниченного общей величиной энергии распада.

При распаде по второй схеме нейтрино появляется только в промежуточном состоянии, энергия его может быть и больше полной энергии двойного β -распада. В этой схеме энергия нейтрино ограничивается лишь условием, чтобы волновая функция нейтрино не была знакопеременной внутри ядра — иначе вклад соответствующего промежуточного состояния в матричный элемент и вероятность перехода резко уменьшаются.

Это условие

$$\lambda > R \quad (3)$$

приводит к тому, что энергия нейтрино, дающих главный вклад, оказывается ограниченной величиной

$$E < \frac{\hbar c}{R}, \quad (4)$$

$$E < \hbar c / 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} = 160 / A^{1/3} \text{ Мэв}. \quad (5)$$

*) Иногда в литературе различают схему Ферми и схему Дирака. В первой — вылет электрона сопровождается вылетом нейтрино (в гамильтониане произведение волновых функций $\varphi_e^+ \varphi_\nu^+$). Во второй — вылет электрона сопровождается вылетом антинейтрино (в гамильтониане произведение $\varphi_e^+ \varphi_{\bar{\nu}}$). Как мы уже указывали, если масса нейтрино равна нулю, то обе схемы дают тождественные результаты.

Для средних ядер это составляет величину порядка 40 Мэв. Таким образом, во второй схеме энергия нейтрино оказывается во много раз большей, чем их энергия в первом случае. Это обстоятельство приводит к увеличению фазового объема, промежуточного состояния и соответственно к увеличению вероятности распада.

4. ЧЁТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕЙТРИНО

Вопрос о тождественности или различимости нейтрино и анти-нейтрино связан ещё с одним свойством этих частиц — именно с их чётностью. Известно, что волновая функция скалярной частицы, т. е. частицы без спина, при отражении в начале координат может либо не изменяться, либо менять знак на обратный*):

$$I_s \psi = +\psi,$$

либо

$$I_s \psi = -\psi. \quad (1)$$

В первом случае говорят, что частица чётная (ψ — настоящий скаляр), а во втором, — что она нечётная (ψ — псевдоскаляр). Примером нечётной частицы является π -мезон, примером чётной — α -частица.

В случае частиц, описываемых спинорами (спин $1/2$), положение усложняется. В этом случае обычное условие $I_s^2 = 1$ (дважды проведённое отражение есть тождественная операция) должно быть заменено условием

$$I_s^2 = \pm 1,$$

ибо хорошо известно, что спиноры определены только с точностью до знака**).

Далее, так как волновая функция состоит из нескольких компонент, то оператор I есть, вообще говоря, некоторая матрица. Именно, можно показать (см. Приложение), что с точностью до множителя I есть просто матрица Паули γ_4 . Таким образом:

$$I_s = a \gamma_4, \quad (2)$$

где a — число, удовлетворяющее условию $a^2 = \pm 1$, т. е. равное 1, —1, i , — i . На первый взгляд могло бы показаться, что у спиноров, в отличие от скалярных функций, может быть четыре разные «чётности». Однако легко видеть, что это не так***).

*) Вопрос о поведении волновых функций частиц при различных преобразованиях подробно рассмотрен И. С. Шапиро³⁰.

**) Поворот системы координат на 360° меняет знак у спинора.

***) На это обстоятельство указал Л. Д. Ландау. См. также статью Каяниелло³². Последняя работа, однако, содержит ошибочное заключение о формальной невозможности схемы Майорана.

Действительно, произведение любых двух спиноров, описывающих физические частицы, должно быть либо скаляром, либо псевдоскаляром, т. е. должно умножаться при отражении в начале координат либо на $+1$, либо на -1 . Отсюда сразу следует, что всем частицам со спином $1/2$ может принадлежать либо оператор

$$I_s = \pm \gamma_4 \quad (\text{т. е. } I^2 = 1), \quad (3)$$

либо оператор

$$I_s = \pm i \gamma_4 \quad (\text{т. е. } I^2 = -1). \quad (4)$$

Оказывается, что схема Майорана ($\psi \equiv \tilde{\psi}$) может существовать только в случае справедливости (4), а не (3). Это показывается следующим образом. Из свойств преобразований уравнения Дирака, изложенных в Приложении, следует, что если какая-нибудь частица со спином $1/2$ имеет чётность a (в смысле оператора (2)), то её античастица должна иметь чётность $-a^*$ (комплексно-сопряжённой величине, взятой с обратным знаком). Ясно, что частица может совпадать с античастицей только тогда, когда a и $-a^*$ совпадают между собой, что возможно лишь при минимуме a^*). Таким образом доказательство того, что $\psi \equiv \tilde{\psi}$, означало бы, что для спиноров имеет место преобразование (4).

Ниже в этой статье будут подробно рассмотрены все экспериментальные данные, полученные до настоящего времени о двойном β -распаде.

Все опубликованные исследования не привели к однозначному ответу на поставленный вопрос. Лишь появившиеся в 1954 г. сообщения об опытах Мак-Карти²³, наблюдавшего двойной β -распад Ca^{48} , повидимому, позволяют, наконец, сделать выбор между двумя схемами в пользу схемы $\psi \equiv \tilde{\psi}$. Окончательную оценку положения можно будет сделать только после того, как эта работа появится в печати.

Изложенные соображения о чётности позволяют установить состояние электронов, вылетающих при 2β -распаде.

Рассмотрим распад, при котором оба ядра, и начальное, и конечное, являются чётными и имеют спин нуль. Такой случай только и может быть реализован на опыте²⁴). Тогда два электрона должны образовать чётную систему с моментом, равным нулю.

*) Заметим, что чётность системы частица + античастица не зависит от произвольного выбора преобразования (3) или (4). В обоих случаях внутренняя чётность равна -1 , так что, например, позитроний ($e^+ + e^-$) в 1S_0 -состоянии является псевдоскалярной частицей в любом представлении.

**) Распад на возбуждённое состояние (спин которого обычно равен двум) отвечает значительно меньшей энергии (а в большинстве случаев и просто невозможен энергетически) и соответственно значительно большему времени жизни.

Так как внутренняя чётность такой системы равна $i^2 = -1$, то электроны должны быть в состояниях $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$. При этом оказывается, что распределение по углу между волновыми векторами не будет изотропным. Вид этой корреляции вычислялся Примаковым⁶. Для принятого варианта теории β -распада корреляция определяется множителем $1 + \cos \vartheta$.

5. ВЕРОЯТНОСТЬ ДВОЙНОГО β -РАСПАДА

В этом параграфе мы выведем формулу для вероятности двойного β -распада в схеме $\nu \equiv \bar{\nu}$. Вывод формулы отличается от имеющегося в литературе^{6,7} и приводит к результату, более удобному для анализа.

Введём прежде всего волновую функцию нейтрино. Воспользовавшись определением оператора зарядового сопряжения C , т. е. оператора, превращающего волновую функцию частицы в волновую функцию античастицы (см. Приложение), мы составим функцию

$$\psi_v = 2^{-1/2} (\varphi_v + C \bar{\varphi}_v). \quad (1)$$

Здесь φ_v — решение уравнения Дирака для частицы со спином $1/2$ и массой, равной нулю, а $C \bar{\varphi}_v$ — решение зарядово-сопряжённого уравнения. Очевидно, что

$$C \bar{\psi}_v = \psi_v, \quad (2)$$

т. е. что волновые функции нейтрино и антинейтрино тождественны.

Вероятность распада определяется обычной формулой теории возмущений (в системе единиц, в которой $\hbar = c = 1$)

$$\omega = 2\pi |V|^2 \rho_F. \quad (3)$$

Матричный элемент V есть матричный элемент второго порядка теории возмущений (излучение двух электронов) от оператора β -взаимодействия, ρ_F — статистический вес конечного состояния.

Как известно, существует несколько возможных вариантов теории β -распада, соответствующих разным возможностям построения оператора взаимодействия.

Именно, различают скалярный (S), векторный (V), тензорный (T), псевдовекторный (A) и псевдоскалярный (P) варианты теории. Анализ формы β -спектров приводит к выводу, что, по крайней мере, основными формами взаимодействия в β -распаде являются взаимодействие S и T , причём вес обоих типов взаимодействия примерно одинаков (см., например,^{9, 39} *).

*) Не исключена возможность, что реализуется взаимодействие V , а не S . Это, однако, не меняет результатов для вероятности двойного β -распада.

Учитывая это, мы и будем рассматривать только эти два взаимодействия. Так как они, кроме того, не интерферируют друг с другом (см. ниже), то мы можем их рассматривать отдельно.

Обозначим оператор взаимодействия для тяжёлых и лёгких частиц соответственно через O^h и O (для скалярного варианта $O^h = 1$, для тензорного $O = \frac{1}{2} \gamma_i \gamma_k$, последний оператор нормирован так, чтобы при переходе к нерелятивистскому случаю не появлялись лишние численные множители от членов типа $\gamma_1 \gamma_2$ и $\gamma_2 \gamma_1$). Гамильтониан задачи имеет вид:

$$V = \frac{g_0}{\sqrt{2}} \sum (\bar{\Psi}, O_i^h \tau_i^+ \Psi) (\bar{\psi}_e, O \psi_\nu), \quad (4)$$

где O_i^h — оператор, действующий на i -й нейтрон, τ_i^+ — оператор, превращающий i -й нейтрон в протон, Ψ — волновая функция ядра, ψ_e и ψ_ν — волновые функции электрона и нейтрино, соответственно, и, наконец, g_0 — постоянная, о величине которой мы скажем в дальнейшем.

Подставляя в (4) выражение (2) для волновой функции нейтрино, получим:

$$V = \frac{g_0}{\sqrt{2}} \sum_i [(\bar{\Psi}_i, O_i^h \tau_i^+ \Psi_i) (\bar{\psi}_e, O \varphi_\nu) - (\bar{\Psi}_i, O_i^h \tau_i^+ \Psi_i) (\bar{\varphi}_\nu, OC, \bar{\psi}_e)]. \quad (5)$$

При выводе мы воспользовались для преобразования второго множителя во втором члене следующей цепочкой преобразований:

$$(\bar{\psi}_e, OC \bar{\varphi}_\nu) = (\bar{\varphi}_\nu, C^T O^T \bar{\psi}_e) = -(\bar{\varphi}_\nu, OC \bar{\psi}_e), \quad (6)$$

последнее из которых произведено в силу указанных в дополнении свойств матрицы C

$$C^T = -C \text{ и } CO^T = OC \quad (7)$$

для скалярного и тензорного вариантов.

Такое преобразование удобно сделать для того, чтобы в матричных элементах оператор излучения нейтрино $\bar{\varphi}_\nu$ и оператор поглощения нейтрино φ_ν стояли с разных сторон. В этом случае суммирование по спинам виртуального нейтрино производится простым переходом к матричному произведению.

Из написанного таким образом гамильтониана видно, что мы должны сопоставить первому акту — излучению электрона, сопровождающемуся излучением нейтрино, оператор

$$- \frac{g_0}{\sqrt{2}} \sum O_i^h \tau_i^+ OC, \quad (8)$$

а второму акту — излучению электрона, сопровождающемуся поглощением нейтрино, — оператор

$$\frac{g_0}{\sqrt{2}} \sum O_i^h \tau_i^+ O. \quad (9)$$

Согласно обычной технике диаграмм, используемой в квантовой электродинамике, виртуальному нейтрино отвечает оператор:

$$\hat{k}^{-1} = \frac{i \gamma \mathbf{k} - \gamma_4 k_0}{k^2 - k_0^2}, \quad (10)$$

где $\mathbf{k}$ и k_0 — импульс и энергия нейтрино (в промежуточном состоянии $k^2 \neq k_0^2$).

Составим теперь, согласно обычным правилам, матричный элемент излучения электрона и нейтрино с импульсом $\mathbf{k}$ i -м нейтроном и излучения второго электрона и поглощения нейтрино k -м нейтроном:

$$V_{ik} = -\frac{1}{2} g_0^2 \langle F | O_i^h \cdot O_k^h \tau_i^+ \tau_k^+ e^{ik(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k)} | I \rangle \times \\ \times \langle 2 | \hat{O} \hat{k}^{-1} O C | 0 \rangle. \quad (11)$$

Первый множитель представляет собой матричный элемент перехода ядра из начального состояния I в конечное F . Множитель $e^{ik(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k)}$ появился из-за того, что нейтрино излучилось в точке $\mathbf{r}_i$, где находится i -й нейтрон, а поглотился в точке $\mathbf{r}_k$, где находится k -й нейтрон. Импульсом электронов мы пренебрегаем. Выражение $\langle 2 | \dots | 0 \rangle$ означает матричный элемент от оператора, стоящего в середине, для перехода между начальным состоянием, в котором нет электронов, и конечным, в котором имеются два электрона. В обычной записи это выражение равно $\bar{\psi}(2) \hat{O} \hat{k}^{-1} O C \bar{\psi}(1)$.

Мы должны прежде всего учесть принцип Паули. Для этого необходимо вычесть из выражения (11) точно такое же выражение, в котором переставлен порядок излучения электронов. (В этом случае, очевидно, вероятность испускания двух электронов с одинаковыми квантовыми числами будет равна нулю.)

Для того чтобы упростить вычисления, заменим четвертую составляющую волнового вектора нейтрино (k_0) через его значения, определяемые δ -функцией от энергии*). Положим

$$k_0 = E_i - E' - E_1, \quad (12)$$

*) Как известно, в методе диаграмм выполняется формально закон сохранения энергии для промежуточного состояния, но $k^2 \neq k_0^2$, т. е. как бы не сохраняется масса покоя промежуточной частицы. В старом формализме масса частицы неизменна, а не сохраняется энергия.

где E_i и E' — энергии ядра в начальном и промежуточном состояниях, а E_1 — энергия электрона. Так как все эти величины имеют порядок величины нескольких $Mэв$ *), то величиной k_0^2 можно пренебречь в знаменателе (10) по сравнению с k^2 (k отвечает энергии порядка 40 $Mэв$, как указывалось выше).

Оператор (10) для процесса, в котором сначала получается второй электрон, будет тогда отличаться лишь тем, что в числителе вместо значения (12) надо будет подставить значение

$$k_0 = E_I - E' - E_2, \quad (13)$$

где E_2 — энергия второго электрона.

Составляя разность обоих операторов (нетрудно видеть, что только они будут различными в матричных элементах для обоих процессов), получим для эффективного оператора $\hat{k}^{-1}$ выражение

$$\hat{k}^{-1} = (E_1 - E_2) k^{-2} \gamma_4. \quad (14)$$

Теперь матричный элемент V_{ik} (11) приобретает вид:

$$V_{ik}(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2} g_0^2 (E_1 - E_2) \times \left\langle F \left| O_i^h O_k^h \tau_i^+ \tau_k^+ \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k)}}{k^2} \right| I \right\rangle \times \\ \times \langle 2 | O \gamma_4 O C | 0 \rangle. \quad (15)$$

Для дальнейшего упрощения заметим, что зависимость этого матричного элемента от импульса нейтрино аналогична зависимости компоненты Фурье от кулоновского взаимодействия. Как известно, потенциал $U = 1/r$ удовлетворяет уравнению $\Delta U = -4\pi\delta(\mathbf{r})$ и имеет компонентами Фурье величины

$$U_q = \frac{4\pi}{q^2}. \quad (16)$$

Пользуясь этим обстоятельством, мы можем сразу проинтегрировать (15) по k^2 (произвести обратное преобразование Фурье). Результат такого интегрирования (с умножением на обычный множитель $(2\pi)^{-3}$), очевидно, даёт множитель

$$\frac{1}{4\pi} |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^{-1}. \quad (17)$$

При дальнейшем вычислении мы заменим разность $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|$ на некоторый средний радиус R , который мы будем оценивать (несколько

*) Промежуточное состояние ядра — это состояние, в котором один из нейтронов, превратившись в протон, занял своё конечное состояние, так как на следующем этапе переход будет совершать другой нейтрон. Энергия такого состояния ядра отвечает возбуждению в несколько $Mэв$.

уменьшая таким образом вероятность) как радиус ядра. Тогда получим:

$$V_{ik} = -\frac{1}{8\pi} g_0^2 \frac{1}{R} (E_1 - E_2) \left\langle F | O_i^h O_k^h \tau_i^+ \tau_k^+ | I \right\rangle \langle 2 | O_{Y_4} O_C | 0 \rangle. \quad (18)$$

Раскроем теперь значение операторов O^h и O . Для скалярного варианта теории результат очевиден:

$$V_{ik}^s = -\frac{1}{8\pi} \frac{1}{R} (E_1 - E_2) g_S^2 \langle F | \tau_i^+ \tau_k^+ | I \rangle \langle 2 | Y_4 C | 0 \rangle. \quad (19)$$

Для вычисления тензорного варианта нам надо принять во внимание, что переход совершается между ядрами со спинами, равными нулю*). Поэтому произведение $O_i^h O_k^h$ должно образовывать скалярный оператор. Следовательно, в произведении двух тензорных операторов существенную роль играет только скалярное произведение $\sigma_i \cdot \sigma_k$, члены же типа $\sigma_{ix} \cdot \sigma_{ky} \dots$ могут быть отброшены. Замечая ещё, что при преобразовании электронного матричного элемента мы можем воспользоваться тем, что σ и Y_4 антикоммутируют между собой и что $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1$, получим для V_{ik} в тензорном варианте:

$$V_{ik}^T = +\frac{1}{8\pi} \frac{1}{R} (E_1 - E_2) g_T^2 \langle F | \sigma_i \sigma_k \tau_i^+ \tau_k^+ | I \rangle \langle 2 | Y_4 C | 0 \rangle. \quad (20)$$

Как мы уже говорили, вероятность распада определяется линейной комбинацией обоих выражений (19) и (20)**). Так как в выражение для обычного β -распада оба члена входят с одинаковым весом, то

$$g_s^2 = g_T^2 = \frac{1}{2} g^2.$$

Складывая оба выражения и суммируя по всем нейтронам ядра, получаем:

$$V = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{R} (E_1 - E_2) g^2 \left\langle F \left| \sum_{i \neq k} (1 + \sigma_i \sigma_k) \tau_i^+ \tau_k^+ \right| I \right\rangle \times \\ \times \langle 2 | Y_4 C | 0 \rangle. \quad (21)$$

Вероятность распада вычисляется теперь по формуле (3). Вычисление $\langle 2 | Y_4 C | 0 \rangle$ несколько громоздко, и мы приведём здесь

*) Рассмотрение перехода с изменением спина, т. е. на возбуждённое состояние конечного ядра, не имеет практического значения, так как такому переходу (если он даже и возможен) отвечает маленькая энергия. Кроме того, так как первые возбуждённые состояния чётно-чётных ядер имеют спин 2, то такой переход возможен только в следующем порядке запрета.

**) Теперь видно, почему оба варианта не интерферируют между собой. Это есть следствие требования скалярного характера оператора, интерференционные же члены были бы, очевидно, линейны в σ .

только конечный результат. Именно, подставляя значение волновых функций свободных электронов и интегрируя по углу между двумя электронами*), мы приходим к следующему результату для вероятности вылета электронов с полной энергией $\varepsilon_1 = \frac{E}{mc^2}$

и $\varepsilon_2 = \frac{E_0 - E}{mc^2}$ (E_0 — энергия распада):

$$w(\varepsilon_1) d\varepsilon_1 = \frac{g^4}{2^9 \pi^5 R^2} |M|^2 F(\varepsilon_1) F(\varepsilon_2) [(\varepsilon_1 - 1)^{1/2} (\varepsilon_2 - 1)^{1/2}] \times \\ \times (\varepsilon_1 \varepsilon_2 - 1) (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 d\varepsilon_1, \quad (22)$$

где $|M|$ — ядерный матричный элемент.

В этом выражении мы приближённо учитываем наличие кулоновского поля обычными в теории β -распада множителями $F(\varepsilon)$. Для наших целей при заметной неопределённости в оценке ядерного элемента можно принять $F(\varepsilon)$ равным квадрату волновой функции электрона в начале координат и положить

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi\eta}{[1 - \exp(-2\pi\eta)]}, \quad (23)$$

где

$$\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v} \quad (24)$$

и v — скорость электрона.

Для достаточно тяжёлых элементов (для которых только и возможен двойной β -распад) можно просто положить

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi Ze^2}{\hbar v} \approx \frac{2\pi Ze^2}{\hbar c} \approx \frac{Z}{22}. \quad (25)$$

Для получения полной вероятности распада надо проинтегрировать (22) по спектру электронов. Заменяя факторы $F(\varepsilon)$ некоторым средним значением, получим после несколько длинных вычислений для периода полураспада:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{\ln 2} \frac{g^4}{2^9 \pi^5} \frac{1}{R^2} [F(E_{cp})]^2 f(x), \quad (26)$$

где

$$f(x) = \frac{x^4}{3} \left(1 + \frac{11}{10} x + \frac{1}{5} x^2 + \frac{1}{70} x^3 \right) \quad (27)$$

и

$$x = \frac{E}{mc^2} - 2 \quad (28)$$

(E — кинетическая энергия обоих электронов).

*) Вопрос об угловой корреляции рассмотрен (для варианта T) Примаковым⁸. При современной технике он вряд ли доступен экспериментальной проверке.

Значения функции $f(x)$ приведены в таблице I.

Таблица I

Значения функции $f(x)$

$x = \frac{E_0}{mc^2} - 2$	$f(x)$	$x = \frac{E_0}{mc^2} - 2$	$f(x)$
0,5	0,0337	4,0	812
1,0	0,771	5,0	2 770
1,5	5,31	6,0	7 730
2,0	21,94	7,0	18 700
2,5	68,0	8,0	40 800
3,0	175	9,0	82 000
3,5	396	10,0	154 000

Вводя вместо постоянной g_0 величину *)

$$B_g = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{g^2 m^5 c^4}, \quad (29)$$

получим окончательно

$$T_{1/2} = \frac{2^7}{\pi \ln 2} B_g^2 \left(\frac{R}{\hbar mc} \right)^2 \frac{mc^2}{\hbar} \frac{1}{|M|^2} [F(E_{cp})]^{-2} \frac{1}{f(x)}. \quad (30)$$

Величина B_g определяется из анализа данных по β -распаду; она равна

$$B_g = 2,6 \cdot 10^3 \text{ сек.} \quad (31)$$

Подставляя численные значения входящих в формулу (30) величин и полагая $R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, получим:

$$T_{1/2} = k \frac{A^{2/3}}{Z^2} \frac{1}{|M|^2} \frac{1}{f(x)}, \quad (32)$$

где

$$k = 1,3 \cdot 10^{27} \text{ сек.} = 4,1 \cdot 10^{19} \text{ лет.} \quad (33)$$

*) Величина B_g обычно вводится сейчас в теорию; она определяет значение ft для β -распада:

$$ft = B_g \left(\frac{1}{2} \left| \int 1 \right|^2 + \frac{1}{2} \left| \int \sigma \right|^2 \right)^{-1}.$$

Значения коэффициентов не являются строго установленными. Герхарт³⁹ из данных о спектре O^{14} даёт для B_g значение 3225 ± 75 сек., а для коэффициента при втором матричном элементе величину $\frac{1}{2} (1,4 \pm 0,4)$ (вместо $\frac{1}{2}$). Эти поправки почти не влияют на наши оценки.

Если приближение (32) недостаточно (например, для случая Ca^{48}), то формулу (32) надо ещё умножить на

$$(1 - e^{-2\pi\eta})^2 \cong (1 - e^{-Z/22})^2. \quad (34)$$

Если ещё сделать замену (ошибка которой не превышает $\sim 10\%$) $A^{1/3} \cong 1,7Z^{1/3}$, то формула для (32) примет окончательный вид:

$$T_{1/2} \cong 7 \cdot 10^{19} Z^{-1/3} (1 - e^{-Z/22})^2 \frac{1}{|M|^2 f(x)} \text{ лет.} \quad (35)$$

К сожалению, в эту формулу входит величина ядерного матричного элемента, значение которого вычислить нельзя. Мы попытаемся дать для него лишь грубую оценку.

Прежде всего естественно ожидать, что $|M|$ будет наибольшим в тех ядрах, в которых пространственная часть волновой функции нуклона (т. е. квантовое число j) не меняется при переходе, так что образовавшиеся протоны оказываются на тех же орбитах, что и первоначальные нейтроны. Это условие выполняется лишь для Ca^{48} (8 нейтронов сверх замкнутой оболочки Ca^{40} находятся в состоянии $f_{7/2}$). В других ядрах (см. таблицу III) число нейтронов уже настолько велико, что протоны и нейтроны находятся в разных оболочках. В случае Ca^{48} можно было бы ожидать, что величина M определилась бы вычислением матричного элемента от оператора $\sum_{i \neq k} (1 + \sigma_i \sigma_k)$ между состояниями с изото-

пическим спином 4 (Ca^{48}) и изотопическим спином 2 (вероятное значение для основного состояния Ti^{48})*). Такое вычисление, однако, не даст правильного значения M , как это хорошо известно на примере обычного β -распада, для которого расчёт по теории оболочек даёт правильный результат лишь для случаев зеркальных переходов. Причина этого расхождения была указана О. Бором¹⁰: она состоит в различной форме «сердцевины» ядра (образованной замкнутыми оболочками) в начальном и конечном ядрах. Благодаря наличию сильного взаимодействия между «внешними» нуклонами и «сердцевиной» форма ядра зависит от квантовых чисел «внешних» нуклонов. Поэтому волновые функции «сердцевин» вначале и в конце оказываются разными, что приводит к уменьшению матричного элемента. Анализ экспериментальных данных по β -спектрам, проведённый Бором и Маттельсоном¹⁰, показывает, что сильная связь «сердцевин» и внешних нуклонов приводит к уменьшению квадрата матричного элемента для обычного β -распада раз в 50—100 (например, для распада Ca^{43} этот

*) В конфигурации j^8 имеется 3 состояния со спином $I = 0$ и $T = 2$, что вносит дополнительную неоднозначность в расчёты.

фактор равен 0,01, для распада Sc^{49} — 0,013, для Nd^{141} — 0,014 и т. д.).

Таким образом, мы должны разбить матричный элемент перехода на два множителя. Один — это матричный элемент от оператора $\sum_{i \neq k} \sigma_i \sigma_k$ (матричный элемент от единицы равен нулю для переходов, при которых меняется изотопический спин), рассчитанный только с учётом нуклонов, избыточных по отношению к заполненной оболочке. Второй множитель учитывает изменение формы ядра. Можно считать для оценки (это и есть наиболее неопределённый множитель в теории), что квадрат второго множителя составляет, как и в обычном β -распаде, величину порядка 0,01. Вычисление первого множителя даёт для него величину порядка единицы*). При таких предположениях и при энергии распада 4,3 Мэв получим:

$$T_{1/2}(\text{Ca}^{48}) \cong 10^{15} - 10^{16} \text{ лет.}$$

Интересно сравнить этот результат со временем распада, получающимся в варианте теории $\nu \neq \bar{\nu}$, в котором двойной β -распад происходит с вылетом 4 частиц. Вероятность такого распада была сосчитана Майер³¹. В окончательный результат также входит неопределённый ядерный матричный элемент, который, однако, должен быть близок по величине к матричному элементу в формуле (35)**). Поэтому отношение времён слабо зависит от матричного элемента. Это отношение оказывается равным:

$$\frac{T_{1/2}(\nu \not\equiv \bar{\nu})}{T_{1/2}(\nu \equiv \bar{\nu})} \cong \frac{\pi^2}{2} 5 \cdot 7 \cdot 9 \left(\frac{\hbar}{mcR} \right)^2 \Phi(x) \approx 2 \cdot 10^7 \Phi(x), \quad (36)$$

где

$$\frac{1}{\Phi(x)} = \frac{1}{f(x)} \dot{x}^7 \left(1 + \frac{1}{2} x + \frac{1}{9} x^2 + \frac{1}{90} x^3 + \frac{1}{1980} x^4 \right).$$

Значения $f(x)$ приведены в таблице I, а $\Phi(x)$ для нескольких значений $x = \frac{E}{mc^2} - 2$ дана в таблице II.

Для Ca^{48} отношение времён, вычисленное по различным теориям, составляет $\sim 2 \cdot 10^4$.

*) Эти вычисления проведены Л. Максимовым. Они также не вполне однозначны, так как задание спина и изотопического спина Ti^{48} ещё не определяет его волновой функции. Предположение, что основное состояние есть состояние наименьшего старшинства (seniority), даёт для матричного элемента величину 0,5.

**) Различие связано с разницей в энергии нейтрино. В матричном элементе Майер нельзя пренебрегать разностью энергии ядра в начальном и промежуточном состояниях. При оценке мы заменим эту разность на среднюю энергию ~ 1 Мэв.

В заключение заметим, наконец, что распад μ -мезона с испусканием двух нейтрино $\mu^- = e^- + 2\nu$ можно рассматривать как пример двойного β -распада по схеме Майер. Если нейтрино и анти-нейтрино тождественны, то в принципе возможен и распад без

Таблица II

$x = \frac{E}{mc^2} - 2$	4	6	8	10	12
$\Phi(x) \dots\dots\dots$	0,7	10^{-2}	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$

испускания нейтрино; для свободного μ -мезона, чтобы удовлетворить сохранению энергии и импульса, распад должен сопровождаться испусканием кванта

$$\mu^- = e^- + \gamma.$$

В поле ядра в случае μ -мезона, находящегося на K -орбите тяжелого атома, возможен распад, при котором импульс воспринимает ядро, а электрон уносит всю энергию (около 100 Мэв). Такие процессы до настоящего времени не наблюдались³⁶. Современная теория не позволяет рассчитать вероятность такого процесса в майорановской теории без произвола в выборе предела интегрирования^{37, 38}. Поэтому нельзя сделать окончательного вывода—является ли отсутствие прямого $\mu \rightarrow e$ распада на опыте опровержением теории Майорана и доказательством того, что $\nu \neq \bar{\nu}$.

6. ДВОЙНОЙ β -РАСПАД. ОБЛАСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Рассмотрим теперь, что известно о двойном β -распаде экспериментально. Анализ таблицы ядер показывает, что в природе существует 65 стабильных ядер ряда элементов, которые являются изобарными с ядрами других элементов, отличающихся по порядковому номеру на две единицы. Среди этих изобаров и следует вести поиски ядер, способных к двойному β -распаду. Исходное ядро, стабильное в обычном понимании этого слова, с порядковым номером Z , промежуточное, нестабильное ядро (β^- -, β^+ -радиоактивное или способное к электронному захвату) и конечное, снова стабильное ядро с номером $Z+2$ образуют изобарные триады, распределенные сравнительно регулярно среди элементов периодической системы в интервале от серы ($S^{36} - Cl^{36} - Ar^{36}$) и до ртути ($Hg^{204} - Te^{204} - Pb^{204}$).

Точные измерения масс ядер вдоль всей периодической системы выполнены в настоящее время далеко не полностью. По этой причине вопрос о расположении основных уровней для изобарных ядер рассматриваемого типа, а следовательно, и вопрос об энергии распада, в 27 случаях из 65 остаётся открытым. Среди остающихся 38 ядер в 19 случаях энергетические соотношения исключают возможность двойного β -распада с вылетом электронов, допускаемая вместе с тем в четырёх случаях двойной β -распад с вылетом позитронов (или конверсией). Такими ядрами являются:

$$\begin{aligned} & \text{Sc}^{78} - \text{Kr}^{78} \quad (-3,2 \pm 0,2); \\ & \text{Mo}^{96} - \text{Ru}^{96} \quad (-3,0 \pm 0,4); \quad \text{Pd}^{106} - \text{Cd}^{106} \quad (-3,0 \pm 0,2) \\ & \text{и} \quad \text{Te}^{124} - \text{Xe}^{124} \quad (-3,0 \pm 0,15). \end{aligned}$$

В скобках указаны энергии распадов в $M\text{эв}$. Кинетическая энергия двух вылетающих позитронов будет, как известно, на 2 $M\text{эв}$ меньше этих значений (в атомных весах нейтральных атомов на вылет 1 позитрона следует добавлять $2mc^2 \sim 1 M\text{эв}$). Остающаяся энергия слишком мала, чтобы приводить к существенной вероятности распада.

Данные, относящиеся к остальным 20 изобарным триадам, для которых электронный двойной β распад разрешён, собраны в таблице III. В целях полноты в таблицу включены также данные, соответствующие возможному двойному β -распаду α -активного долгоживущего ядра U^{238} .

Следует иметь в виду, что точность измерения масс ядер нередко переоценивается многими исследователями. Поэтому на числа, определяющие разность энергий основных уровней ядер, приведённые в предпоследнем столбце таблицы, следует смотреть как на ориентировочные. Быть может, в некоторых случаях истинные значения разностей энергий даже выходят за пределы указанных погрешностей. Расположение основного уровня для промежуточного нестабильного ядра, как правило, измерено с ещё меньшей точностью, а иногда вообще неизвестно. При составлении таблицы в основном были использованы результаты, полученные на протяжении последних лет группой Нира^{11, 12, 13} (в интервале значений A от 110 до 148) и группой Дакворса^{14, 15} (значения A от 70 до 110 и от 148 до 160).

При решении вопроса о выборе того или иного изобара в качестве объекта исследования существенную роль может играть величина изотопной распространённости данного ядра в природе. Значения этой величины для головных элементов изобарных триад по данным группы Сиборга¹⁶ приведены в последнем столбце таблицы *).

*) Аналогичную таблицу (короткую) опубликовал недавно Мак-Карти¹⁷.

Таблица III

№	Триада	A	Z	Разность масс в <i>Мэв</i>	Изотопная концентрация исходного ядра в %
1	2	3	4	5	6
1	Ca Sc Ti	48	20 21 22	$4,3 \pm 0,1$ $4,0 \pm 0,1$ 0	0,18
2	Zn Ga Ge	70	30 31 32	$1,6 \pm 0,4$ $\sim 1,6$ 0	0,62
3	Ge As Se	76	32 33 34	$2,2 \pm 0,4$ — 0	7,67
4	Se Br Kr	82	34 35 36	$3,4 \pm 0,6$ — 0	9,19
5	Kr Rb Sr	86	36 37 38	$1,5 \pm 0,6$ $\sim 1,8$ 0	17,37
6	Zr Nb Mo	94	40 41 42	$1,1 \pm 0,6$ $\sim 2,2$ 0	17,40
7	Zr Nb Mo	96	40 41 42	$3,5 \pm 0,6$ $\sim 3,0$ 0	2,80
8	Pd Ag Cd	110	46 47 48	$0,9 \pm 0,2$ $2,8 \pm 0,2$ 0	13,50

Продолжение табл. III

№	Триада	A	Z	Разность масс в Мэв	Изотопная концентрация исходного ядра в %
1	2	3	4	5	6
9	Cd	116	48	$2,5 \pm 0,2$	7,58
	In		49	$2,8 \pm 0,2$	
	Sn		50	0	
10	Sn	122	50	$0,6 \pm 0,2$	4,71
	Sb		51	$2,0 \pm 0,1$	
	Te		52	0	
11	Sn	124	50	$1,95 \pm 0,13$	5,98
	Sb		51	$3,0 \pm 0,2$	
	Te		52	0	
12	Te	126	52	$1,55 \pm 0,13$	18,71
	J		53	$1,2 \pm 0,2$	
	Xe		54	0	
13	Te	128	52	$1,85 \pm 0,13$	31,79
	J		53	$1,8 \pm 0,2$	
	Xe		54	0	
14	Te	130	52	$3,25 \pm 0,13$	34,49
	J		53	$3,0 \pm 0,2$	
	Xe		54	0	
15	Xe	136	54	$0,6 \pm 0,9$	8,87
	Cs		55	—	
	Ba		56	0	
16	Nd	148	60	$2,4 \pm 0,8$	5,72
	Pm		61	—	
	Sm		62	0	

Продолжение табл. III

№	Триада	A	Z	Разность масс в Мэв	Изотопная концентрация исходного ядра в %
1	2	3	4	5	6
17	Nd	150	60	$4,1 \pm 0,9$	5,60
	Pm		61	—	
	Sm		62	0	
18	Gd	154	62	$1,7 \pm 0,6$	22,53
	Tb		63	—	
	Dy		64	0	
19	Gd	160	64	$3,3 \pm 1,8$	21,90
	Tb		65	—	
	Dy		66	0	
20	U	238	92	$\sim 1,1$	99,28
	Np		93	$\sim 1,4$	
	Pu		94	0	

Из рассмотрения таблицы видно, что особенно привлекательными объектами исследования являются изотопы Ca^{48} и Nd^{150} , а также, но в несколько меньшей степени, изотопы Zr^{96} , Te^{130} , Se^{82} и Gd^{160} . В соответствии с теоретическими оценками полупериод «безнейтринного» распада для случая Ca^{48} или Nd^{150} не может превышать $\sim 10^{16}$ лет. Поэтому установление того экспериментального факта, что полупериод двойного β -распада для названных изотопов превышает, скажем, 10^{18} лет, явилось бы сильным аргументом в пользу существования двух сортов нейтрино. Следует заметить, однако, что расположение основного уровня для нестабильного промежуточного ядра триады $\text{Nd} - \text{Pm} - \text{Sm}$ не установлено, а его расположение в триаде $\text{Ca} - \text{Sc} - \text{Ti}$ делает возможным протекание процесса распада в два этапа. Указанные обстоятельства должны, разумеется, затруднить анализ экспериментальных данных, которые могут быть получены при исследовании изотопов Ca^{48} и Nd^{150} . Дополнительным моментом, осложняющим исследование в случае Ca^{48} , является малая распростра-

нённость этого изотопа и, следовательно, необходимость в сильном предварительном обогащении исследуемого образца, что в свою очередь затрудняет получение необходимых количеств Ca^{48} .

Перечисленные осложнения практически отпадают при использовании изотопов Zr^{96} и Te^{130} , но ожидаемые полупериоды распада несколько возрастают в связи с меньшей величиной энергии распада.

7. ДВОЙНОЙ β -РАСПАД. ПОИСКИ ЯВЛЕНИЯ

Попыткам экспериментального обнаружения двойного β -распада посвящено 11 работ, сильно отличающихся по выбору методики, тщательности выполнения и надёжности полученных результатов.

Основная трудность, возникающая при экспериментальном исследовании вопроса, связана с исключительно малой вероятностью соответствующего события и, следовательно, с необходимостью вести наблюдения в течение длительных промежутков времени в условиях максимально сниженного фона. Отсюда огромное число фотографий, которые приходится получать, если в качестве регистрирующей методики выбирается камера Вильсона. Отсюда необходимость в использовании стабильно и длительно работающих схем совпадений, если применяется методика сцинтилляционных счётчиков. Отсюда и попытки привлечения геологических данных для увеличения длительности «опытов» до времени масштаба 10^9 лет.

Поиски двойного β -распада начались в 1949 г. с заметки Файермана¹⁸, в которой, казалось, с достаточной убедительностью был установлен факт двойного распада изотопа олова Sn^{124} с полупериодом $\sim 5 \cdot 10^{15}$ лет. Трудно сказать, чем руководствовался автор работы, выбрав Sn^{124} в качестве объекта исследования. Ни энергия распада, ни исходная изотопная концентрация, ни какие-либо соображения, связанные с иными физическими свойствами ядра Sn^{124} , не делают выбор этого изотопа особенно удачным. Однако интерес, вызванный работой Файермана, предопределил направление нескольких дальнейших исследований, и в них продолжались систематические поиски якобы уже открытого двойного β -распада олова. Эти работы не увенчались успехом, а спустя три года сам автор признал ошибочность своих первых результатов, приписав их загрязнению исследованного образца радиоактивными примесями¹⁹.

Итог проделанных работ нельзя, конечно, оценивать как чисто отрицательный. В ходе исследований были применены интересные и разнообразные экспериментальные методы, эти же методы использовались в дальнейшем при поисках данного явления среди других изотопов; минимальная оценка полупериода двойно-

го β -распада была получена в ряде случаев с известной достоверностью.

Рассмотрим содержание опубликованных работ. Отмеченное разнообразие методов и трудность исследования заставляют провести обсуждение результатов, полученных во всех работах без исключения.

а) Олово 124. Файерман, 1949 г.¹⁸

Пластика олова, обогащённого изотопом Sn^{124} до 54% концентрации, и эталонный образец с естественной изотопной концентрацией помещались между парой торцевых газовых счётчиков, окружённых системой других счётчиков, включённых в схему антисовпадений для снижения фона. Наблюдавшееся превышение в счёте совпадающих импульсов в торцевых счётчиках в случае обогащённого образца было приписано двойному β -распаду с полупериодом от $4 \cdot 10^{15}$ до $9 \cdot 10^{15}$ лет. Как уже сказано, эти результаты оказались ошибочными и были опровергнуты самим автором в более поздней работе.

б) Олово 124. Лоусон, 1951 г.²⁰

Внутри камеры Вильсона был помещён образец, содержащий 0,27 г олова, обогащённого изотопом Sn^{124} до концентрации 83%. В общей сложности с камерой было сделано 8794 снимка; полученные фотографии были дважды просмотрены; 39 снимков, на которых было обнаружено по 2 электронных следа, вновь тщательно анализировались с применением стереоскопической проекции. Однако наблюдаемые двойные следы ни в одном случае нельзя было приписать двойному β -распаду, так как они обладали одним из следующим дефектов: следы не имели общего начала, были разного «возраста», принадлежали одному и тому же электрону, испытывавшему рассеяние. Кроме того, направления следов были очень близки друг к другу, а суммарная энергия обоих электронов составляла около 0,5 Мэв. Учитывая геометрию опыта и чувствительное время камеры, авторы приходят к выводу, что пяти наблюдаемым событиям должен был отвечать период полураспада, близкий к 10^{16} лет. Так как фактически не было зарегистрировано ни одного события, то $\tau/2 > 10^{16}$ лет.

в) Олово 124. Калькштейн и Либби, 1952 г.²¹

В работе изучались два образца, — обогащённый изотопом Sn^{124} до 95% (3 г окиси олова SnO) и контрольный с естественным содержанием Sn^{124} . Оба образца поочерёдно помещались между двумя газовыми счётчиками с решётчатыми стенками (конструкция счётчиков описана в работе¹⁶), и в этих условиях

производился счёт совпадающих импульсов в обоих счётчиках. Для снижения фона прибор был окружён системой из 11 счётчиков, включённых в схему антисовпадений, и железным экраном толщиной в 200 мм. Никаких различий в счёте числа совпадений, выходящих за пределы ошибок измерений, при работе с исследуемым и контрольным образцами зарегистрировано не было.

Принимая, что различия в счёте, меньшие половины стандартной ошибки, не могут быть обнаружены, авторы приходят к выводу, что различия в счёте, вызванные эффектом, не превышают этой величины. Полученная отсюда оценка периода полураспада составляет $\tau/2 > 2 \cdot 10^{17}$ лет.

г) Олово 124. Пирс и Дерби, 1952 г.²²

Исследуемый образец, содержащий 0,2 г олова, обогащённого изотопом Sn^{124} до концентрации 95%, помещался между сцинтилляционными счётчиками с антраценовыми кристаллами.

Толщина образца составляла 0,1 г/см²; фон регистрировался при замене образца на алюминиевую фольгу; прибор экранировался слоем свинца толщиной в 160 мм. Сцинтилляционные счётчики включались в схему совпадений; совпадающие импульсы суммировались с помощью электронной схемы и поступали на 18-канальный амплитудный анализатор.

Если бы в случае Sn^{124} наблюдался «безнейтринный» распад, то суммарная энергия обоих вылетающих электронов была бы постоянной и на кривой распределения импульсов по амплитудам должен был обнаружиться максимум в районе 2 Мэв (энергия распада Sn^{124}). Никаких намёков на подобный максимум на кривой распределения обнаружено не было. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведена кривая, распределения числа совпадающих импульсов, полученная авторами

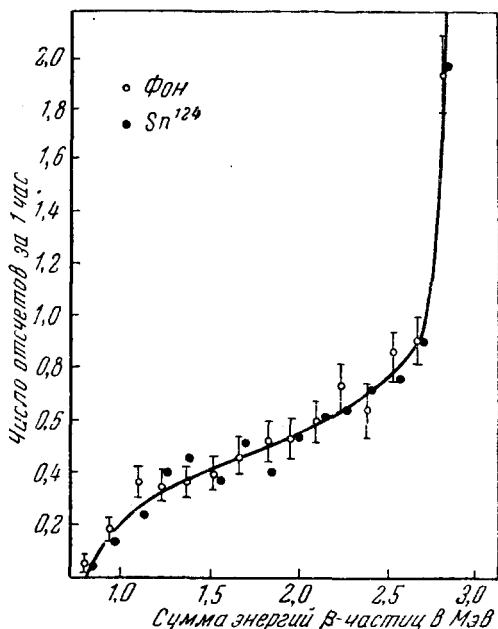


Рис. 1. Распределение по энергии совпадающих импульсов, полученных с образцом из Sn^{124} , и фоновых импульсов.

с обоими образцами. Опыт длился 264 часа. Различие в счёте импульсов с исследуемым образцом и эталоном, превышающее 0,2 импульса в час, было бы легко зарегистрировано. Отсюда, учитывая геометрическую эффективность аппаратуры и массу образца, авторы получают в качестве нижней оценки периода полураспада величину $\tau/2 \sim 0,5 \cdot 10^{17}$ лет.

д) Олово 124. Файерман и Шварцер, 1952 г.¹⁹

В работе применялась управляемая камера Вильсона, помещённая в однородное магнитное поле. Камера была наполнена смесью гелия и паров этилового спирта до давления в 108 см рт. ст. Управление камерой производилось совпадающими импульсами от пары тонкостенных счётчиков, расположенных внутри камеры по обе стороны от образца, имевшего форму пластинки (100×250 мм) и помещённого в центре камеры. Изучались три образца — обогащённый Sn^{124} до 95% (весом 2,2 г) и два контрольных образца естественной концентрации. Чувствительное время камеры составляло около 0,1 сек.; так как совпадение импульса происходит в среднем один раз за 2,5 минуты, то один управляемый снимок был эквивалентен примерно 1500 снимкам, сделанным случайно.

В общей сложности было получено 2654 снимка с обогащённым образцом и 1662 контрольных — с образцами естественного состава.

Снимки, в зависимости от формы зарегистрированных следов, классифицировались авторами на следующие группы: мезоны, электроны, рассеянные электроны, ливни и двойные электронные следы.

Среди более чем 2500 снимков, относящихся к обогащённому образцу, авторы находят три, на которых имеются следы s-образной формы. Форма этих следов согласуется с правильным направлением движения частиц от одной точки образца к периферии камеры, вследствие чего эти следы могут рассматриваться как свидетельствующие о двойном β -распаде. Суммарная энергия электронов на этих следах составляла 0,75; 0,78 и 0,33 Мэв. Авторы не могут, однако, исключить возможность многократного рассеяния электрона в газе камеры после прохождения электрона через фольгу. Действительно, в дополнение к трём названным случаям в работе было зарегистрировано ещё два следа s-образной формы, со знаком кривизны, противоположном тому, который отвечал бы электронам, выходящим из образца. Если всё же допустить, что три зарегистрированных следа должны быть приписаны случаям двойного β -распада, то период полураспада оказывается лежащим в интервале от 2 до $5 \cdot 10^{17}$ лет.

е) Олово 124, цирконий 96. Мак-Карти, 1953 г.²³

Работа отличается тщательностью выполнения и серьёзным анализом полученных результатов. Для регистрации β -частиц применялась сцинтилляционная методика; возникающие импульсы анализировались по амплитудам. Исследуемый образец (0,15 г олова, обогащённого Sn^{124} до 95%, или порошок ZrO_2 , содержащий 0,5 г металла, обогащённого изотопами Zr^{96} или Zr^{94} соответственно до 89,5 или 97,9%) помещался между двумя транстильбеновыми кристаллами сцинтилляционных счётчиков, включённых в схему совпадений. Система была окружена четырьмя «охранными» кристаллами, принадлежащими двум другим сцинтилляционным счётчикам, включённым в схему антисовпадений.

Расположение элементов считающей системы изображено на рис. 2. Для защиты от мягкого космического излучения уста-

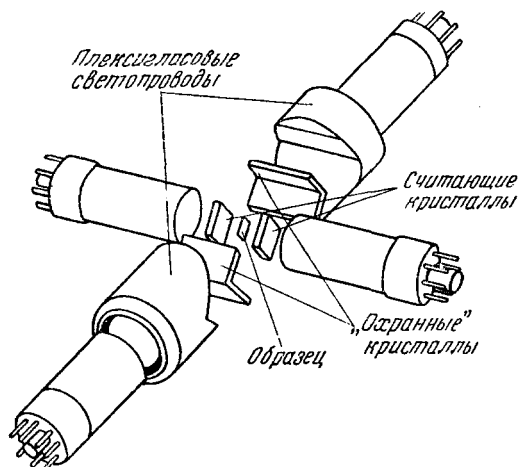


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной установки.

новка экранировалась 6-миллиметровым слоем стали и 100-миллиметровым слоем свинца; для защиты от тепловых нейтронов применялась экранировка из слоёв кадмия и окиси бора.

Исзуемый образец и эталонный образец с естественным изотопическим составом поочерёдно помещались между считающими кристаллами на промежутки времени в 10—20 часов. Общая длительность отдельных опытов составляла 100—200 часов. Калибровка обоих считающих систем производилась каждые 48 часов; работа амплитудного анализатора контролировалась каждые 20 часов.

Импульсы, поступающие одновременно от обоих счётчиков, включённых по схеме совпадений, после усиления суммировались

и анализировались тридцатиканальным амплитудным анализатором. Так как не исключена возможность вылета обеих β -частиц в одну сторону от образца, то, помимо указанного анализа совпадающих импульсов, проводились также серии измерений, в которых считалось полное число импульсов, поступающих с одного счётчика, независимо от совпадений.

Результаты, полученные в опытах с обогащённым оловом и оловом естественного изотопного состава, иллюстрируются кривыми рис. 3, на которых изображено распределение совпадающих импульсов по амплитудам. Как видно из рисунка, в пределах ошибок

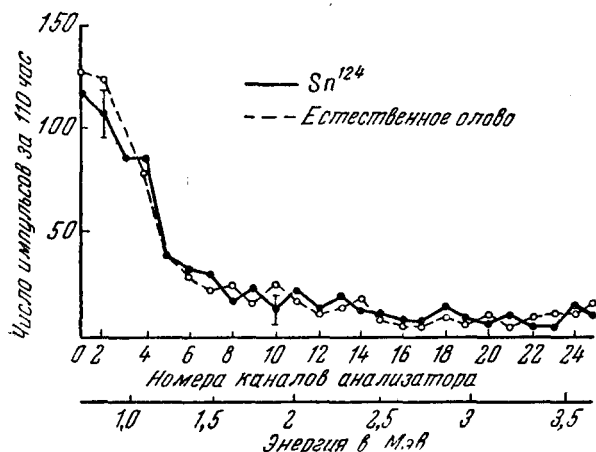


Рис. 3. Распределение совпадающих импульсов по амплитудам, полученное с образцами из Sn^{124} и естественной смеси изотопов олова.

различия между обеими кривыми нет. При сопоставлении кривых распределения полного числа импульсов в области от 2,0 до 3,5 МэВ наблюдается незначительное превышение в счёте в случае обогащённого образца, которое авторы приписывают загрязнению. Оценка нижнего значения периода полураспада получается близкой к $1,5 \cdot 10^{17}$ лет.

Таким образом, итогом серии работ, посвящённых поискам двойного β -распада Sn^{124} , является установление нижней границы периода полураспада в районе нескольких единиц на 10^{17} лет. Этот результат, полученный различными методами в шести работах, можно считать установленным достаточно надёжно.

Экспериментальные данные, относящиеся к цирконию, представлены в виде кривых распределения для полного числа импульсов и числа совпадающих импульсов на рис. 4. Как видно из кривых распределения для полного числа импульсов, для образца Zr^{96} в области 3,5—4,5 МэВ наблюдается небольшое превышение; на

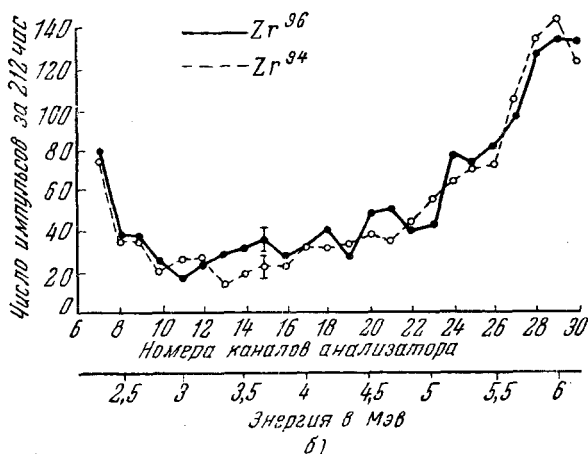
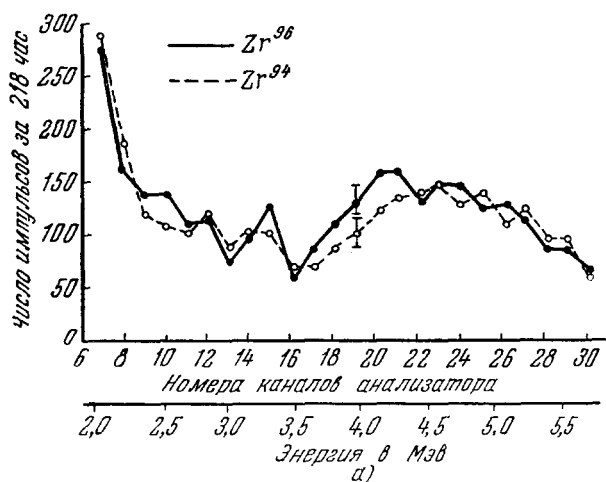


Рис. 4. Распределение интенсивности счёта полного числа импульсов (а) и числа совпадающих импульсов (б) по амплитудам для образцов Zr^{96} и Zr^{94} .

кривых, отвечающих счёту в условиях совпадений, это превышение почти незаметно. Автор работы обсуждает ряд возможных причин этого превышения в счёте и приходит к выводу, что наиболее вероятной причиной эффекта является двойной β -распад Zr^{96} с периодом $\sim 0,6 \cdot 10^{17}$ лет. Вместе с тем большие статистические ошибки опыта заставляют автора формулировать окончательный вывод с ещё большей осторожностью: «проделанные опыты дают указание, но не доказывают, что двойной β -распад в случае Zr^{96} может происходить без испускания нейтрино». Заметим также, что согласно данным таблицы I и учитывая неизбежное снижение и разброс амплитуд импульсов за счёт поглощения в образце и косых трёков в кристалле, превышение в счёте должно было проявиться скорее в области от 2,5 до 3,5 *Мэв*, чем от 3,5 до 4,5 *Мэв*.

ж) Палладий 110. Винтер, 1951 г.²⁴

Образец из металлического палладия естественного изотопического состава весом около 250 г был помещён в камеру Вильсона, работавшую без управления. Среди более чем 10 000 снимков в двух случаях были зарегистрированы двойные электронные следы, выходящие из одной точки образца. Если эти следы рассматривать как свидетельство о двойном β -распаде, то для периода полураспада Pd^{110} , по оценке автора, получается значение $\sim 6 \cdot 10^{17}$ лет. Вполне возможно, однако, что эти следы обусловлены космическим фоном.

Предположению о том, что наблюдаемые следы обусловлены двойным β -распадом, противоречит следующее обстоятельство. Энергии электронов, зарегистрированных на одном из снимков, составляют, по измерениям автора статьи, 0,8 и 1,4 *Мэв*, на другом же снимке 1,4 и 2,1 *Мэв*. Между тем согласно недавним измерениям (см. данные таблицы I), произведённым после опубликования рассматриваемой заметки, полная энергия распада в данном случае не должна превышать 1,0 — 1,1 *Мэв*.

з) Фремлин и Уолтерс, 1952 г.²⁵

В этой работе было исследовано большое число различных веществ в отношении двойного β -распада. Для целей регистрации β -частиц были применены специально приготовленные электронно-чувствительные пластинки. Опыты проводились на глубине около 560 метров под поверхностью земли, причём пластинки дополнительно защищались железными и свинцовыми экранами. В этих условиях удалось снизить фон от космического излучения, а также от естественной радиоактивности горных пород с 200 до 2,5 трёков в день на 1 $мм^2$ 200 μ эмульсии. Исследуемое вещество не вводилось внутрь эмульсии, а помещалось внутри соответ-

ствующего углубления графитового блока, который приводился в непосредственный контакт с пластинкой. Специальными контрольными опытами было доказано, что графитовые блоки совершенно свободны от каких-либо радиоактивных загрязнений. Пластины экспонировались в течение двух месяцев, причём всё это время они находились в атмосфере азота под давлением, несколько большим атмосферного. Определённый уровень влажности поддерживался с помощью фосфорного ангидрида. В этих условиях пластинки сохраняли высокую чувствительность и в них не появлялось случайное изображение.

В экспонированных пластинках сравнивалось число электронных трэков на соседних участках пластинок, расположенных против исследуемого образца и против графитового блока. Так как исследуемые образцы (кроме олова) обладали естественным изотопическим составом, наблюдавшееся превышение в числе трэков не могло быть однозначно приписано какому-либо определённому изотопу.

Помимо счёта электронных трэков подсчитывалось также число трэков от α -частиц, которое рассматривалось автором как свидетельство радиоактивных загрязнений данного элемента.

В трёх случаях (олово, барий и осмий) сильный α -фон бесспорно присутствовал, и заметное превышение в числе электронных трэков на этом основании рассматривается как следствие того же загрязнения. Среди остальных 13 образцов лишь в одном случае (молибден) наблюдаемое превышение в числе трэков ($1,2 \pm 0,1$ трэка на 1 мм^2 в день), по мнению авторов, может считаться значимым. Если этот эффект приписать двойному β -распаду Mo^{98} или Mo^{100} (энергия распада в обоих случаях неизвестна), то для периода полураспада получается величина $\sim 1,5 \cdot 10^{16}$ лет.

Для всех остальных элементов (кальций, хром, железо, никель, цинк, германий, стронций, кадмий, теллур, вольфрам, платина) полученные авторами нижние оценки периодов полураспада составляют $10^{16} - 10^{17}$ лет.

Рассматривая результаты данной работы, следует иметь в виду, что использованная методика, привлекательная своей простотой и чувствительностью, не даёт, однако, никаких доказательств того, что регистрируемые трэки относятся к событию двойного β -распада.

и) Теллур 130. Ингрэм и Рейнольдс, 1950 г. ²⁶

Поиски двойного β -распада $\text{Te}^{130} - \text{Xe}^{130}$ велись в этой работе с привлечением геологических методов. Использовался теллурид висмута Bi_2Te_3 , полученный из шведских рудных месторождений; возраст этих теллуридов известен и составляет $1,5 \pm 0,5 \cdot 10^9$ лет.

Существует, однако, некоторая дополнительная неопределённость в «ксеноновом возрасте» минералов, связанная с возможностью более поздних кристаллических изменений этих минералов под действием поверхностных вод, проникающих в глубину.

Образцы руды (с содержанием $\text{Bi}_2\text{Te}_3 \sim 70\%$) были извлечены с глубины около 240 метров. По мнению геологов, крайне маловероятно, что кристаллы подвергались позднейшим изменениям. Порция руды, содержащая 124 г теллура, была размельчена и прогрета в вакууме до температуры, достаточной для разложения минерала и интенсивного кипения расплавленных висмута и теллура.

Инертные газы (аргон и ксенон), выделявшиеся при кипении, были собраны, очищены и проанализированы на масс-спектрометре. Полученная порция ксенона составляла всего лишь $2,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$ при атмосферном давлении. Результаты изотопного анализа ксенона приведены в таблице IV.

Таблица IV

A	124	126	128	129
Нормальный (атмосфера)	0,1%	0,1%	2,0%	26,2%
Из Bi_2Te_3	<0,2%	<0,3%	<0,8%	56,3%
То же приведено по Xe^{132}	<0,7%	<0,9%	<2,4%	172%
$\frac{\text{Xe из Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Xe}_{\text{атм}}}{\text{Xe}_{\text{атм}}}$	?	?	?	5,6

A	130	131	132	134	136
Нормальный (атмосфера)	4,1%	21,2%	26,9%	10,5%	8,9%
Из Bi_2Te_3	3,7%	23,0%	8,8%	3,7%	3,2%
То же приведено по Xe^{132}	11,3%	70%	26,9%	11,3%	9,7%
$\frac{\text{Xe из Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Xe}_{\text{атм}}}{\text{Xe}_{\text{атм}}}$	1,75	2,3	$\equiv 0$	0,08	0,09

Как видно из приведённых в таблице данных, изотопный состав ксенона, извлечённого из руды, самым резким образом отличается от изотопного состава атмосферного ксенона. Авторы статьи считают, что Xe^{132} , содержащийся в руде, может быть только атмосферного происхождения. Произведя нормировку, по этому изотопу легко убедиться, что содержание всех остальных изотопов, кроме Xe^{129} , Xe^{131} и Xe^{130} , оказывается близким к нормальному. Содержание же трёх названных изотопов в рудном ксеноне резко превышает естественное содержание. Избыток Xe^{129} и Xe^{131} может быть приписан процессам $\text{Te}^{128} (\text{p}, \gamma) \text{Xe}^{129}$ и $\text{Te}^{130} (\text{p}, \gamma) \text{Xe}^{131}$.

Нейтронные потоки повышенной интенсивности, существование которых необходимо допустить, чтобы за геологическое время могло накопиться соответствующее избыточное количество Xe^{129} и Xe^{131} , могут быть обусловлены наличием вблизи от изучаемой руды залежей минералов, богатых ураном. Такие залежи (тухолита) действительно имеются. Наконец, единственной причиной повышенного содержания Xe^{130} , по мнению авторов, может быть только двойной β -распад Te^{130} . Принимая эту гипотезу, авторы на основе найденного избытка Xe^{130} приходят к выводу о величине периода полураспада $\sim 10^{21}$ лет.

Наблюденное значение периода полураспада по порядку величины согласуется с величиной, вычисленной для этого элемента в схеме $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}^*$. Возможно, однако что процесс идёт путём двух последовательных распадов $\text{Te}^{130} \rightarrow \text{J}^{130} \rightarrow \text{Xe}^{130}$. Энергия распада для первого этапа (по данным табл. III) составляет $0,25 \pm 0,25$ Мэв, что приводит к временам, сравнимым с наблюдавшимися на опыте. Экспериментально исключить вариант последовательных распадов не представляется возможным.

Заметим, что если всё же окажется, что $\nu \equiv \bar{\nu}$, то результат опытов следует связывать с очень малым ядерным матричным элементом для перехода $\text{Te}^{130} \rightarrow \text{Xe}^{130}$.

к) Уран 238 . Левин, Джиорсо и Сиборг, 1950 г.²⁷

Сущность работы состояла в поисках 90-годичного Pu^{238} , который мог образоваться из U^{238} путём двойного β -распада. С этой целью из 14 кг очень чистой окиси урана UO_3 , хранившейся в течение шести лет, производилось экстрагирование плутония. Сложная химическая процедура содержала 5 циклов эфирной экстракции с флуоритом лантана в качестве носителя. Конечный образец, содержащий около 50 мкг носителя, испытывался на присутствие 5,51 Мэв α -частиц от Pu^{238} . Счёт составлял $0,00 \pm 0,01$ импульса в минуту. Из этих данных следует, что

период полураспада U^{238} больше, чем $6 \cdot 10^{18}$ лет. Авторы отмечают, что при использовании тонны руды при сохранении той же чувствительности можно достигнуть значений $\tau/2 \sim 10^{12}$ лет.

л) Кальций 48 . Мак-Карти

В литературе ²⁸ появились указания, что Мак-Карти произвёл опыты, посвящённые поискам двойного β -распада в случае Ca^{48} . Согласно сообщению Мак-Карти имел в своём распоряжении образец Ca весом в 72 мг с концентрацией Ca^{48} 89%. Число совпадений, наблюдавшихся в двух сцинтилляционных спектрометрах, приводит к периоду полураспада $(5 \pm 2) 10^{16}$ лет и максимальной энергии β -частиц в $3,7 \pm 0,5$ Мэв. Число актов распада при указанном полупериоде должно было составлять около одного в час. Теоретическое значение при такой энергии $\sim 10^{16}$ лет.

Без подробного анализа схемы установки, экспериментальных кривых и оценки погрешности невозможно судить о надёжности приведённых данных.

До последнего времени в печати не появилось статьи самого Мак-Карти.

Не исключена возможность и того, что наблюдавшийся эффект был обусловлен последовательными распадами $Ca - Sc - Ti$. Однако это представляется мало вероятным, так как имеются прямые опыты ²⁹, согласно которым период полураспада первого из распадов больше, чем $2 \cdot 10^{16}$ лет.

ПРИЛОЖЕНИЕ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ПРЕОБРАЗОВАНИЙ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА

а) Чётность (инверсия в начале координат)

Рассмотрим уравнения Дирака для электрона в электромагнитном поле

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + ie\varphi \right) + (\alpha(\nabla - ieA)) + im\beta \right] \psi = 0. \quad (1)$$

Вводя обычные матрицы Паули:

$$\left. \begin{aligned} \gamma^i &= -i\beta\alpha^i \quad (i = 1, 2, 3), \\ \gamma^4 &= \beta, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

приведём уравнение (1) к стандартному виду

$$D\psi \equiv \left\{ \gamma^k (\nabla_k - ieA_k) - i\gamma^4 \left(\frac{\partial}{\partial t} + ie\varphi \right) + m \right\} \psi = 0. \quad (3)$$

Произведём преобразование (инверсия в начале координат):

$$\left. \begin{aligned} x_k &\rightarrow -x_k, & t &\rightarrow t, \\ A_k &\rightarrow -A_k, & \varphi &\rightarrow \varphi \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

и найдём такое преобразование функции ψ , чтобы уравнение (3) осталось неизменным. Положим

$$\psi \rightarrow a_s u_s \psi', \quad (5)$$

где u_s — матрица и a_s — число. Очевидно, что $a_s^2 u_s^2 = \pm 1$, так как дважды произведённое отражение в начале координат может лишь изменить знак у спинора. Для определённости положим, что

$$\left. \begin{aligned} a_s^2 &= \pm 1 \\ u_s^2 &= 1 \text{ (единичной матрице)}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Проведя в (3) замену (4) и (5), мы видим, что для инвариантности уравнения необходимо и достаточно, чтобы при переносе матрицы u_s влево от оператора D знак перед γ^k изменился, а перед γ^4 остался неизменным. Для этого надо, чтобы

$$\left. \begin{aligned} \gamma^k u_s &= -u_s \gamma^k, \\ \gamma^4 u_s &= u_s \gamma^4. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Условиям (6) и (7), очевидно, удовлетворяет матрица γ^4 . Таким образом, при отражении в начале координат волновая функция преобразуется по закону

$$\psi \rightarrow I_s \psi = a_s \gamma^4 \psi,$$

где

$$a_s^2 = \pm 1.$$

6) Зарядовое сопряжение

Рассмотрим теперь операцию зарядового сопряжения. Инвариантность (вернее, ковариантность) уравнения относительно зарядового сопряжения означает следующее. Если мы изменим знак у внешнего поля, то существует одновременное преобразование волновой функции, при котором вид уравнения остаётся неизменным. Такая волновая функция описывает, очевидно, поведение «античастицы», т. е. частицы, имеющей противоположный заряд, но в остальном тождественной с первоначальной частицей. Найдём

указанное преобразование. Перепишем для этого уравнение (3), произведя в нём предварительную замену

$$A_k \rightarrow -A_k, \quad \varphi \rightarrow -\varphi; \quad (8)$$

$$\{\gamma^k (\nabla_k + ieA_k) - i\gamma^4 \left(\frac{\partial}{\partial t} - ie\varphi \right) + m\} \psi' = 0; \quad (9)$$

ψ' — «зарядово-сопряжённая» функция, описывающая частицу с зарядом обратного знака.

Кроме того, напомним уравнение для «сопряжённой» функции $\bar{\psi}$, удовлетворяющей уравнению

$$D^+ \psi \equiv \bar{\psi} \{ \gamma^k (\nabla_k + ieA_k) - i\gamma^4 \left(\frac{\partial}{\partial t} - ie\varphi \right) - m \} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) получается путём перехода в уравнении (3) к комплексно-сопряжённым величинам и транспонирования. Уравнения (3) и (10) описывают одну и ту же частицу, в отличие от уравнения (9), описывающего её античастицу. (Функция $\bar{\psi}$ написана слева, чтобы подчеркнуть матричный характер умножения $\bar{\psi}$ и матриц γ . Операции γ^k и $\frac{\partial}{\partial t}$ действуют на функцию как обычно.)

Как известно,

$$\bar{\psi} = \psi^* \gamma^4 \quad (11)$$

(ψ^* — комплексно-сопряжённая функция). Это легко проверяется подстановкой.

Пользуясь транспонированными матрицами

$$\gamma_{\alpha\beta}^T = \gamma_{\beta\alpha} = \gamma_{\alpha\beta}^* \quad (12)$$

(последнее равенство — в силу эрмитового характера матриц γ), мы можем переписать (10) в виде

$$\{ -\gamma^{kT} (\nabla_k + ieA_k) + i\gamma^{4T} \left(\frac{\partial}{\partial t} - ie\varphi \right) + m \} \bar{\psi} = 0. \quad (13)$$

Сравнивая это уравнение с (9), мы видим, что переход от уравнения (3) к зарядово-сопряжённому уравнению очень похож на переход к уравнению (9). Положим

$$\psi' = C\bar{\psi} = a_{ci} \psi. \quad (14)$$

В отличие от инверсии в начале координат операция инверсии заряда содержит переход к комплексно-сопряжённой функции.

Благодаря этому условия (6) здесь заменятся условиями

$$C^+C = 1; \quad |a_c|^2 = 1; \quad u_c u_c^+ = 1 \quad (C^+ \equiv C^T). \quad (15)$$

Подставляя (14) в (9) и сравнивая с (13), находим, что для того, чтобы уравнение для $\bar{\Psi}$ совпало с (13)*), необходимо, чтобы выполнялись следующие условия коммутации матрицы u_s с матрицами γ :

$$\left. \begin{aligned} u_c \gamma^4 &= -\gamma^{4T} u_c, \\ u_c \gamma^k &= -\gamma^{kT} u_c. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Заметим, что из этих условий можно получить соотношение между чётностями частицы и античастицы.

Пусть волновая функция частицы преобразуется при отражении по закону

$$I_s \psi = a_s \gamma^4 \psi \quad (17)$$

и соответственно комплексно-сопряжённая функция по закону:

$$I_s \psi^* = a_s^* \gamma^{4*} \psi^* a_s^* \gamma^4. \quad (18)$$

Тогда волновая функция зарядово-сопряжённой частицы будет преобразовываться так:

$$I_s (C\bar{\psi}) = I_s (C\psi^* \gamma^4) = C a_s^* \gamma^{4*} \psi^* \gamma^4 = C a_s^* \gamma^{4*} \bar{\psi}, \quad (19)$$

или, пользуясь правилами коммутации (16) получаем:

$$I_s (C\bar{\psi}) = -a_s^* \gamma^4 (C\bar{\psi}). \quad (20)$$

Сравнивая с (17), мы видим, что если частица имеет чётность a_s , то античастица имеет чётность $-a_s^*$. При чётности частицы ± 1 чётность античастицы будет ∓ 1 ; при чётности частицы $\pm i$ чётность античастицы будет $\pm i$, так что $a_s (-a_s^*) \equiv -1$ при любом выборе a_s .

Заметим, что так как волновые функции частицы ψ и её зарядово-сопряжённая функция ψ' удовлетворяют одинаковым уравнениям лишь в отсутствии электромагнитного поля (в поле операторы отличаются знаком при потенциале), то их линейная комбинация (функция майорановской частицы) может описывать лишь нейтральную частицу.

Условиям (16), определяющим матрицу u_c , можно удовлетворить явно, только выбрав какое-нибудь представление матрицы γ , так

*) Это и есть условия инвариантности, ибо уравнение (13) тождественно с уравнением (3).

как соотношения между γ и γ^T не носят инвариантного характера, а зависят от того, является ли данная матрица γ вещественной (тогда $\gamma^T = \gamma$) или мнимой (тогда $\gamma^T = -\gamma$).

Мы не использовали в вычислениях явного вида матрицы u_C , тем не менее приведём его для двух употребляемых представлений.

(I) Представление Паули, определяемое формулами (2). В этом случае мнимыми являются матрицы γ^1 и γ^3 , и мы можем написать (16) в виде:

$$\left. \begin{aligned} u_C \gamma^\alpha &= -\gamma^\alpha u_C \quad (\alpha = 2, 4), \\ u_C \gamma^\beta &= \gamma^\beta u_C \quad (\beta = 1, 3), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

откуда

$$u_C = \gamma^2 \gamma^4. \quad (22)$$

Преобразование зарядового сопряжения имеет вид:

$$\psi = a_C \gamma^2 \gamma^4 \bar{\psi} = i a_C \beta \alpha_y \psi^* \quad (23)$$

($a_C = \pm 1$ или $\pm i$).

(II) Представление Майорана. В этом представлении мнимой выбирается матрица γ^4 . Тогда можно положить

$$u_C = -\gamma^4, \quad (24)$$

и преобразование имеет вид

$$\psi' = -a_C \gamma^4 \bar{\psi} = -a_C \gamma^4 \cdot \psi^* \gamma^4 = -a_C \gamma^4 \gamma^{4T} \psi^*, \quad (25)$$

или окончательно

$$\psi' = a_C \psi^*, \quad (26)$$

т. е. переход к зарядово-сопряжённой функции есть просто переход к функции комплексно-сопряжённой (это и было причиной выбора знака в (24)).

Заметим, что часто выписывают преобразования инверсии, опускаемая множитель a_C («внутреннюю» чётность частицы).

Резюмируем в заключение свойства матрицы C (не зависящие, очевидно, от того, включён ли в её определение множитель a_C или нет):

$$C^T = -C, \quad (27)$$

$$C^+ C = 1 \quad (C^+ = C^{T*}), \quad (28)$$

$$C \gamma^\alpha C^{-1} = -\gamma^{\alpha T}, \quad (29)$$

$$C \gamma^\alpha \gamma^\beta C^{-1} = (\gamma^\alpha \gamma^\beta)^T, \quad (30)$$

$$C \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma C^{-1} = -(\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma)^T, \quad (31)$$

$$C \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta C^{-1} = (\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta)^T. \quad (32)$$

Формулы (30), (31) и (32) получаются как следствия формулы (29). Последние четыре формулы определяют условия коммутации с операторами, используемыми в теории β -распада. Формула (28) следует из того, что CC^+ коммутирует со всеми γ .

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Davis, Jr., Phys. Rev. **86**, 976 (1952).
2. G. W. Rodeback, J. S. Allen, Phys. Rev. **86**, 446 (1952).
3. D. R. Hamilton, W. P. Alford and L. Gross, Phys. Rev. **92**, 1521 (1953).
4. F. Reines, C. L. Cowan, Jr., Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
5. Я. Б. Зельдович, ДАН **91**, 1317 (1953).
6. W. H. Furry, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939).
7. Л. А. Слив, ЖЭТФ **20**, 1035 (1950).
8. H. Primakoff, Phys. Rev. **85**, 888 (1952).
9. Kofoed-Hansen, A. Winther, Phys. Rev. **86**, 128 (1952).
10. A. Bohr, B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, № 16 (1953).
11. T. L. Collins, A. O. Nier, W. H. Johnson, Phys. Rev. **86**, 408 (1952).
12. R. E. Holsted, Phys. Rev. **88**, 666 (1952).
13. A. O. Nier, Phys. Rev. **94**, 398 (1954).
14. B. G. Hogg, H. E. Duckworth, Can. Journ. of Phys. **31**, 942 (1953).
15. B. G. Hogg, H. E. Duckworth, Can. Journ. of Phys. **32**, 65 (1954).
16. J. M. Hollander, I. Perlman, G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. **25**, 469 (1953).
17. J. A. McCarthy, Phys. Rev. **95**, 447 (1954).
18. E. L. Firemann, Phys. Rev. **75**, 323 (1949).
19. E. L. Firemann, D. Schwarzer, Phys. Rev. **86**, 451 (1952).
20. J. S. Lowson, Jr., Phys. Rev. **81**, 299 (1951).
21. M. I. Kalkstein, W. F. Libby, Phys. Rev. **85**, 368 (1952).
22. R. M. Pearce, E. R. Darby, Phys. Rev. **86**, 1049 (1952).
23. J. A. McCarthy, Phys. Rev. **90**, 853 (1953).
24. R. G. Winter, Phys. Rev. **85**, 687 (1952).
25. J. H. Fremlin, M. C. Walters, Proc. Phys. Soc. **A65**, 911 (1950).
26. M. G. Ingram, J. H. Reynolds, Phys. Rev. **78**, 822 (1950).
27. C. B. Levine, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **77**, 296 (1950).
28. P. M. Eudt, J. C. Kluyster, Rev. Mod. Phys. **26**, 157 (1954).
29. J. M. Jones, T. P. Kohman, Phys. Rev. **85**, 941 (1952).
30. И. С. Шапиро, УФН **53**, 7 (1954).
31. M. Goepfert Mayer, Phys. Rev. **48**, 512 (1935).

- 32. E. R. Caianiello, *Nuovo Cimento* **8**, 749 (1951).
 - 33. M. E. Nahmias, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **31**, 90 (1935).
 - 34. H. A. Bethe, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **31**, 108 (1935).
 - 35. A. M. Cormack, *Phys. Rev.* **95**, 580 (1954).
 - 36. F. Lokanathan, T. Steinberger и Н. Б. Wolfe, *Phys. Rev.* **95**, 624 (1954).
 - 37. В. Вотруба и Ц. Музикар, *Чехосл. физ. ж.* **1**, 66 (1952).
 - 38. V. Votruba а. С. Muzikar, *Phys. Rev.* **82**, 99 (1951).
 - 39. T. B. Herhart, *Phys. Rev.* **95**, 288 (1954).
-