

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-86-136

Ц.Вылов, К.Я.Громов, В.Н.Покровский

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО
В ПРОЦЕССАХ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА**

Направлено в качестве лекции на XVII сессии
Всесоюзной школы по ядерной физике
им. В.М.Галицкого /30 мая - 8 июня 1986 г./

1986

Введение

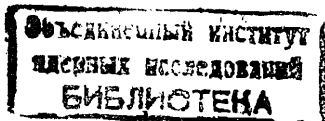
Проблема массы (анти)нейтрино, одна из ключевых проблем в современной физике, на самом деле не сводится лишь к вопросу о том, отлична ли от нуля эта масса, но подразумевает и другие важные вопросы, как, например, существование майорановых нейтрино наряду с дираковскими, осцилляции нейтрино, двойной бета-распад и т.д. Эта проблема тесно связана с теориями великого объединения и вопросами эволюции Вселенной.

В истории исследований свойств нейтрино заметно выделяется период 1980-1985 гг. За это короткое время появилось несколько результатов, свидетельствовавших в пользу ненулевой массы (анти)нейтрино:

- в реакции ($\bar{\nu}_e, d$) наблюдались осцилляции нейтрино ^{1/1/};
- из анализа теллурового отношения ($^{128}\text{Te}/^{130}\text{Te}$) в геологических образцах был обнаружен двойной безнейтринный бета-распад ^{2/};
- из анализа формы бета-спектра трития в области граничной энергии был сделан вывод об отличии массы $\bar{\nu}_e$ от нуля ^{3/};
- в реакции ($\bar{\nu}_e, p$) наблюдались осцилляции нейтрино ^{4/};
- из анализа формы бета-спектра трития было получено указание на "тяжелое" нейтрино с массой $17,1 \text{ кэВ}$ ^{5/}.

Однако более детальный анализ показал сомнительность, а то и ошибочность указанных результатов. Это не слишком удивительно, если учесть, что точность опытов находится на пределе возможностей современной экспериментальной техники. Ввиду малости эффектов, обусловленных конечностью массы (анти)нейтрино, едва ли не решающее значение приобретает учет различных физических факторов, которые могут привести к "генерации" массы.

Проблеме массы (анти)нейтрино посвящено много проектов в ряде ведущих лабораторий мира, и часть этих проектов уже осуществляется. Ниже мы рассмотрим некоторые эксперименты, посвященные изучению свойств (анти)нейтрино в процессах радиоактивного распада, и возникающие при этом трудности.



§ I. Масса антинейтрино

Наиболее чувствительным методом определения массы электронного антинейтрино $m_{\bar{\nu}}$ является, по-видимому, исследование формы бета-спектра при распаде трития



Для энергетического распределения электронов в процессе (I) можно записать выражение, восходящее еще к Ферми /6/:

$$S_0(E)dE = A_0 |M\bar{0}|^2 F(E, Z+1) C(E, m_{\bar{\nu}}c^2) p_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} p E dE, \quad (2)$$

где A_0 - нормировочная константа; $M\bar{0}$ - матричный элемент бета-перехода; $F(E, Z+1)$ - функция Ферми; $p_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}}$, pE - импульс и полная энергия нейтрино и электрона соответственно; $C(E, m_{\bar{\nu}}c^2)$ - возможные поправки, учитывающие отличие формы бета-спектра от статистической.

Множитель

$$p_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} = [(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}}c^2]^{1/2} (E_0 - E), \quad (3)$$

где E_0 - полная энергия распада ($= E_0 + m_0c^2 + m_{\bar{\nu}}c^2$; E_0 - граничная кинетическая энергия бета-спектра), и определяет преимущественно зависимость формы спектра от параметров E_0 , $m_{\bar{\nu}}$. Часто бывает предпочтительнее перейти непосредственно к кинетическим энергиям электрона ε ; тогда

$$p_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} = [(\varepsilon_0 + m_{\bar{\nu}}c^2 - \varepsilon)^2 - m_{\bar{\nu}}c^2]^{1/2} (\varepsilon_0 + m_{\bar{\nu}}c^2 - \varepsilon). \quad (4)$$

Альтернативно можем записать

$$p_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} = [(E_{0\bar{\nu}} - \varepsilon)^2 - m_{\bar{\nu}}c^2]^{1/2} (E_{0\bar{\nu}} - \varepsilon), \quad (5)$$

где максимальная полная энергия антинейтрино $E_{0\bar{\nu}} = E_0 + m_{\bar{\nu}}c^2$ имеет смысл экстраполированной границы графика Ферми-Кюри, т.е. зависимости

$$[S_0(E) / F(E, Z+1) pE]^{1/2} \quad (6)$$

носящей линейный характер, если $m_{\bar{\nu}}c^2 = 0$, а $M\bar{0}$ и $C(E, m_{\bar{\nu}})$ не зависят от энергии. Хотя последние два предположения являются общепринятыми, их не следует упускать из вида, тем более что появляются указания на возможную зависимость $M\bar{0}$ от энергии как раз для распада трития.

В том случае, когда ядро трития входит в состав атома или молекулы, распад будет идти также на возбужденные конечные состояния.

Ограничиваясь дискретным спектром с энергиями возбуждения E_j^* ($j = 0, \dots, J$; $E_0^* = 0$), можем записать для результирующего спектра

$$S(\varepsilon) = \sum_{j=0}^J A_j W_j S_0(\varepsilon, \varepsilon_j, m_{\bar{\nu}}c^2), \quad (7)$$

где W_j - вероятность соответствующей ветви распада; $\varepsilon_j = E_0 - E_j^*$ - граничная энергия j -ой компоненты. Заметим, что для малых энергий возбуждения $A_j \approx \text{const}$, но увеличение точности определения $m_{\bar{\nu}}c^2$ может потребовать и учета изменения величины A_j . Широкое распространение получила так называемая двухуровневая аппроксимация Бергквиста /7/, когда все возбужденные состояния заменяются одним с эффективной энергией возбуждения E_{ef}^* . В этом случае $J = 1$; $W_0 = 0,7$; $E_1^* = E_{ef}^* = 43$ эВ. Подобной аппроксимации, по-видимому, вполне достаточно для оценок.

Недавно было указано /8/ еще на один процесс при распаде трития же, именно на радиационный бета-захват



из которого также возможно извлечь информацию о $m_{\bar{\nu}}c^2$: спектр фотонов от этого процесса простирается за границу спектра тормозного излучения примерно на 10 эВ. Однако оценки чувствительности этого метода не внушают надежд на его скорую экспериментальную реализацию.

Среди множества различных экспериментов (см. обзор /9/) по измерению массы антинейтрино из формы бета-спектра трития особо следует выделить два:

а) Эксперимент Бергквиста /10/, в котором впервые предложена и реализована идея неэквивалентного источника, а также впервые учтен вклад атомных эффектов. Это позволило снизить верхний предел величины массы антинейтрино до

$$m_{\bar{\nu}}c^2 < 55 \text{ эВ} \quad (90\% \text{ CL}).$$

б) Эксперименты ИТЭФ /11, 12, 13/, в которых впервые использованы многократная фокусировка (снижает фон детектора от рассеянных электронов), позиционная чувствительность детектора (трехканальная система ускоряет набор статистики), и электростатическое сканирование с ускорением электронов. Исследуя форму бета-спектра трития, включенного в молекулу валина, авторы получили следующие результаты:

1976 г.	$m_{\bar{\nu}}c^2 \leq 35 \text{ эВ} \quad (90\% \text{ CL})$	/11/
1980 г.	$14 \text{ эВ} \leq m_{\bar{\nu}}c^2 \leq 46 \text{ эВ} \quad (99\% \text{ CL})$	/3/
1983 г.	$m_{\bar{\nu}}c^2 = 33,0 \pm 1,1 \text{ эВ}$	/12/
1984 г.	$m_{\bar{\nu}}c^2 = 34,8 \pm 1,9 \text{ эВ}$	/13/

Наблюдаемый в этих и подобных им экспериментах спектр представляет собой результат свертки теоретической формы спектра $S(\varepsilon)$ с приборной формой линии (ПФЛ) используемого бета-источника $P_B(\varepsilon)$:

$$N(\varepsilon) = S(\varepsilon) * P_B(\varepsilon). \quad (9)$$

Оценки разнскиваемых параметров находятся обычно путем минимизации соответствующего функционала.

Для идеального источника функция $F_p(\xi)$ совпадает с функцией отклика прибора $Y(\xi)$, а в общем случае является сверткой $Y(\xi)$ с функцией $X_p(\xi)$, учитывающей взаимодействие испускаемых моноэнергетических электронов с веществом источника, подложки и т.д.:

$$F_p(\xi) = X_p(\xi) * Y(\xi). \quad (I0)$$

Для нахождения ПФЛ обычно прибегают к помощи калибровочных источников электронов внутренней конверсии (ЭВК), ПФЛ для которых может быть представлена как свертка

$$F_e(\xi) = X_e(\xi) * Y(\xi). \quad (II)$$

Здесь функция $X_e(\xi)$ для идеального источника имеет вид лоренциана, а в общем случае очень сложна.

Важность точного знания ПФЛ неоднократно подчеркивалась и, в частности, была продемонстрирована вычислительным экспериментом /14/. Предполагалось, что источник идеален, а $Y(\xi)$ имеет вид гауссиана с разрешением R . Аппаратурный спектр моделировался с учетом истинной функции $Y(\xi)$, а обработка его велась с помощью ПФЛ, имеющей разрешение R_f , не обязательно совпадавшее с R . Результаты приведены на рис. 1а,б. Как видно, ошибки в задании R_f приводят к заметным смещениям $m_{\gamma}c^2$.

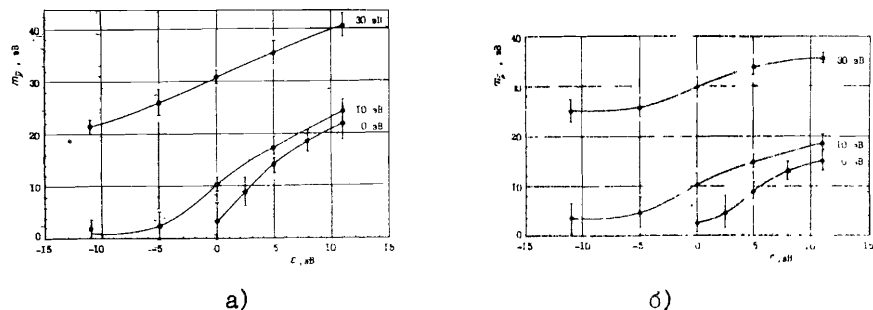


Рис. 1. Зависимость оценки $m_{\gamma}c^2$ от величины $\epsilon = R_f - R$ для $m_{\gamma}c^2 = 0, 10, 30$ эВ: а) $R = 45$ эВ, б) $R = 20$ эВ. Значения остальных модельных параметров: двухуровневое приближение ($E_1 = 43$ эВ, $w_1 = 0,3$); полное число событий 400000; отношение эффект/фон 10; число точек 50; $E_0 = 18570$ эВ, энергетический интервал 200 эВ.

Заметим, что в этом же вычислительном эксперименте исследовалась и роль параметризации величины $p_{\gamma}E_{\gamma}$ в виде (4) или (5), а также в выражении ее через $E_0, E_{0\gamma}$. Оказалось, что с точки зрения достижимой точности результатов нет оснований для предпочтения какой-либо из них. Кроме того, было показано, что при выборе любых двух параметров из $E_{0\gamma}, E_0, m_{\gamma}c^2$ получаемые оценки всегда сильно коррелированы, что объясняет их поведение в зависимости от номера серии в эксперименте ИТЭФ-80 /3/, отмеченное в работах /9,15/.

Не вдаваясь в рассмотрение всех эффектов, которые могут привести к переоценке R_f , остановимся лишь на учете естественной ширины линии Γ , неизбежной даже для идеального источника ЭВК. Такой учет, как очевидно, совершенно необходим в том случае, когда проверяется гипотеза $m_{\gamma}c^2 \neq 0$.

Для исследования ПФЛ часто используются M_i -линии ЭВК при распаде ^{169}Yb ($E_e \sim 18,4$ кэВ). К сожалению, до настоящего времени прямых экспериментальных данных по измерению величин $\Gamma(M_i)$ из распада ^{169}Yb в литературе не опубликовано. Поэтому здесь мы остановимся на полученных нами результатах.

Измерения спектра ЭВК проводились с помощью электростатического бета-спектрометра, состоящего из сферического замедлителя и двойного цилиндрического зеркала /16/. Источник ^{169}Yb изготовлялся как путем испарения в вакууме на подложку из алюминия, так и внедрением в бериллий на электромагнитном масс-сепараторе с энергией ионов ~ 500 эВ. Сканирование спектра осуществлялось изменением напряжения замедления (U) при постоянном напряжении анализа (u). Фрагменты $L_i - 20,7$ и $M_i - 20,7$ спектров ЭВК приведены на рис. 2а,б. Как видно, харак-

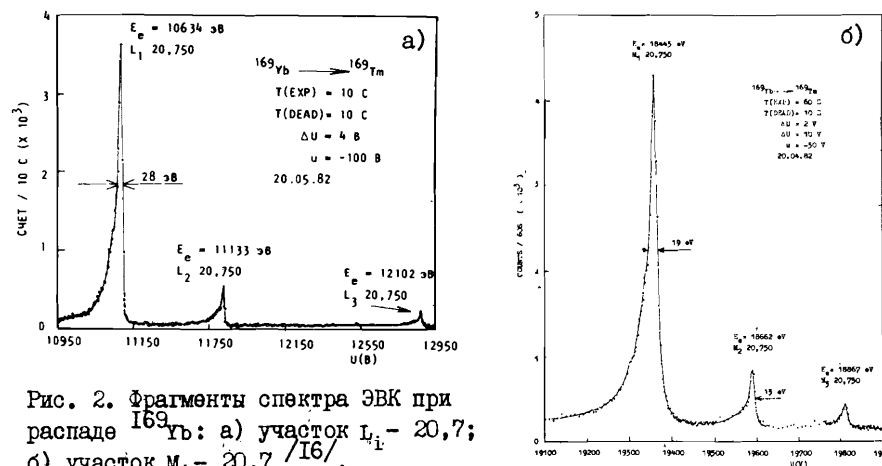


Рис. 2. Фрагменты спектра ЭВК при распаде ^{169}Yb : а) участок $L_i - 20,7$; б) участок $M_i - 20,7$ /16/.

терной особенностью низкоэнергетических участков спектральных линий является наличие длинных "хвостов" и хорошо выраженных "полок", что объясняется обычно непрерывными и дискретными потерями энергии при взаимодействии электронов /16/.

Обработка столь сложной формы линий электронов является непросто и исключительно важной задачей для нахождения $m_e c^2$. Однако, если задаться целью получить информацию лишь о величинах $\Gamma(L_1)$ и $\Gamma(M_1)$, задачу можно упростить. Здесь достаточно принять, что высокоэнергетическая часть линии не искажена процессами взаимодействия, а также что она может быть описана сверткой распределений Гаусса (G) и Лоренца (L), характеризующихся ширинами пиков на полувысоте R и Γ соответственно. Тогда, определив R с помощью электронной линии с известным значением Γ (напр. $K_{I4,4} - {}^{57}\text{Co}$: $\Gamma(K) = 1,25 \pm 0,06$ эВ /17/), легко найти путем минимизации соответствующего функционала значения Γ . Как видно из табл. I, полученные данные более или менее удовлетворительно согласуются с систематикой /18/.

Таблица I

Естественные ширины (Γ , эВ) L_1 - и M_1 -уровней при распаде ${}^{169}\text{Yb}$

Уровень	Наст. работа	/18a/	/18б/	Уровень	Наст. работа	/18a/	/18б/
L_1	4.4(3)	7	5	M_1	13.9(3)	20	14
L_2	4.0(4)	5	3	M_2	9.2(8)	11	9
L_3	4.0(5)	4	3	M_3	9.5(12)	11	7

Возвращаясь к учету Γ при оценке $m_e c^2$, можно отметить, что при истинной ПЭЛ в виде симметричного гауссиана с $R = 45$ эВ неучет вклада $\Gamma(M_1) = 20,7$ ${}^{169}\text{Yb}$ в наблюдаемое разрешение привел бы к значению $R_e \sim 55$ эВ, и, согласно рис. I, к генерации массы антинейтрино порядка 20 эВ при истинном значении $m_e c^2 = 0$. К еще большему эффекту приводят оценки /19/. Напомним, что в этих прикидках не учитывается асимметрия линии, роль которой детально анализируется в работе /20/.

К сожалению, далек от ясности вопрос об учете естественных ширины линий ЭВК в экспериментах ИГЭФ. В первых публикациях нет упоминания об этом эффекте, а наблюдавшееся уширение M_1 -линии по сравнению с M_2 - и M_3 -линиями авторы объясняли возможным вкладом K -линии некоего неизвестного гамма-перехода /21/. Позже было сделано утверждение, о том, что вклад $\Gamma(M_i)$ учитывался и приведены /12/ значения $\Gamma(L_1)$ и $\Gamma(M_1)$, близкие к данным /18/, хотя о методике измерений и обработки

данных не сообщалось. В работе /13/ ссылка на подобные измерения отсутствует.

Заканчивая рассмотрение лишь одного из многих эффектов, влияющих на смещение оценки $m_e c^2$, приходится с сожалением констатировать, что техника и методика прецизионной низкоэнергетической (<50 кэВ) бета-спектрометрии развиты слабо. Это связано с тем, что:

а) при таких энергиях решающее значение приобретает качество радиоактивных источников, так как их собственная толщина и однородность влияют на ПЭЛ;

б) ПЭЛ существенно зависит и от подложки источника (материал, толщина, форма) и при высоком энергетическом разрешении можно наблюдать даже эффекты взаимодействия с материалом подложки;

в) прецизионная низкоэнергетическая электронная спектроскопия наталкивается на значительные трудности как при формировании фокусирующих полей, так и обусловленные влиянием различных внешних факторов (например, магнитного поля Земли).

В результате точность измерения энергии и относительных интенсивностей ЭВК составляет 5 ± 10 эВ и $5 \pm 10\%$ соответственно. В случае непрерывных бета-спектров положение еще сложнее, ибо отсутствуют какие-либо критерии контроля качества источника во время всего эксперимента.

В последние годы большие надежды возлагаются на эксперименты, использующие атомарный тритий в газовой форме. Пока что трудно представить себе весь объем методических проблем, возникающих при этом подходе, но можно указать, например, на отсутствие экспериментальных данных об естественных ширинах атомных уровней при распаде ${}^{83}\text{Kr}$ ($T_{1/2} = 1,83$ ч) - единственного газового источника, доступного для калибровки спектрометра.

§ 2. Масса нейтрино

Вообще говоря, информацию о величине $m_e c^2$ можно было бы получить, аналогично тритиевым экспериментам, из исследований формы спектра позитронного излучения при β^+ -распаде

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + \beta^+ + \nu. \quad (12)$$

Наличие конкурирующего процесса (электронного захвата) приводит к тому, что граничные энергии E_0 сравнительно велики (наименьшее известное значение составляет 235,3(6) кэВ для ${}^{65}\text{Zn}$). Поэтому таким методом вряд ли удастся достичь точности оценок $m_e c^2$, сравнимой с точностью

особой важности точности определения энергий возбужденных состояний в случае существования ультранизкоэнергетического К-захвата на уровне 1187,1 кэВ (^{158}Ga), значительное внимание было уделено прецизионным измерениям энергий гамма-квантов. В частности, энергии наиболее важных для этой цели уровней оказались равными: 1023,705(3); 1041,642(3) и 1187,145(5) кэВ. Исследования высокоэнергетической части гамма-спектра показали, что с вероятностью заселения больше 10^{-5} не существуют состояния с энергией $E_x > 1187$ кэВ и прямой разрядкой на основное состояние ^{158}Ga . В результате измеренная нами интенсивность линий КХ(Ga)-лучей с поправками на внутреннюю конверсию и выход флуоресценции согласуется с полной вероятностью К-захвата ^{158}Ga с точностью нескольких процентов.

Второй этап эксперимента состоял в измерении энергии распада ^{158}Ga - ^{158}Ge и поиске К-захвата на уровень 1187,1 кэВ. Для этой цели спектры X/t-совпадений исследовались с помощью спектрометра амплитудно-временных измерений, и коды зарегистрированных событий записывались на магнитную ленту. Регистрация гамма-квантов (канал "Старт") осуществлялась с помощью 70 см³ HPGe-детектора, а КХ-лучей (канал "Стоп") - 200 мм² x 5 мм Ge(Li)-детектором, расположенным под углом 180°. Временное разрешение системы составляло $2\tau = 12$ нс. Фильтр из Al толщиной 400 мкм защищал Ge(Li)-детектор от попадания LX-лучей. Типичные интегральные спектры X/t-совпадений приведены на рис. 4.

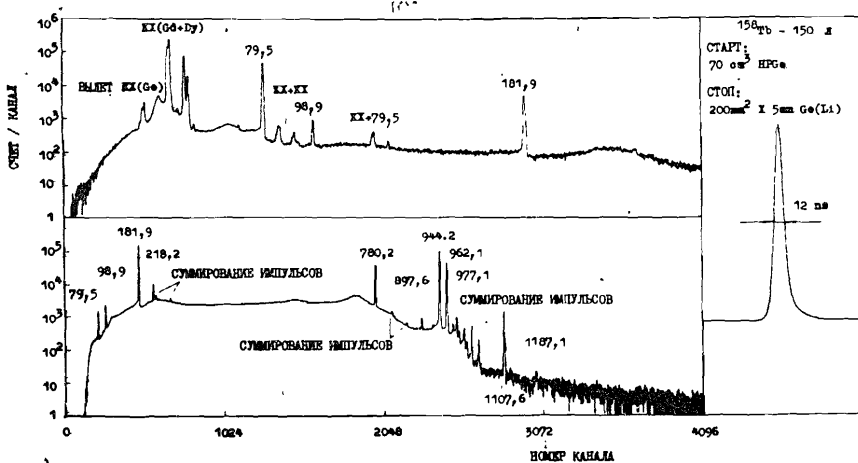


Рис. 4. Интегральные спектры X/t-совпадений ^{158}Ga .

Полученный трехмерный массив данных был обработан обычным способом с учетом фоновых и случайных совпадений. С помощью измерений одиночного спектра в тех же геометрических условиях была найдена величина.

$$\Delta Y/Y = (C_{944}/S_{944} - C_{962}/S_{962}) / (C_{1023\Sigma}/S_{1023\Sigma}) \quad (23)$$

Здесь: C и S - интенсивности счета совпадений в пиках $K_{\alpha}+K_{\beta}$ и пика гамма-квантов в одиночном спектре соответственно; 1023Σ - пик суммы. Нетрудно показать, что

$$\frac{\Delta P_K}{P_K} = \frac{P_K(1041) - P_K(1023)}{P_K(1023)} = f \frac{\Delta Y}{Y} \quad (24)$$

где $P_K(E)$ - относительная вероятность К-захвата на уровень с энергией E, а f - коэффициент, учитывающий суммирование каскадных переходов. В условиях нашего эксперимента $f = 0,93 \pm 0,02$.

В результате получено

$$\Delta P_K / P_K = 0,0155 \pm 0,0030. \quad (25)$$

Для сравнения на рис. 5 приведены известные значения $\Delta P_K/P_K$ и вытекающие из них величины энергии распада ^{158}Ga . Отсылая за более полным анализом к работе /33/, подчеркнем, что чувствительность данного мето-

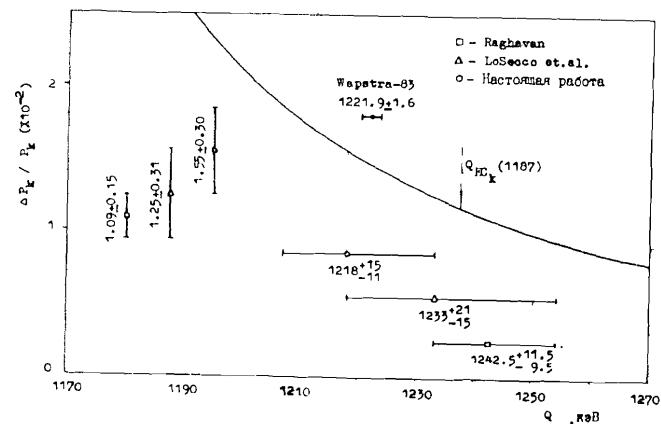


Рис. 5. Сравнение различных экспериментальных значений и энергий распада ^{158}Ga . Кривая - зависимость для уровней 1023,7 кэВ и 1041,6 кэВ ^{158}Ga от Q.

да недостаточна, чтобы надежно исключить или установить существование ветви К-захвата на уровень $\Pi 187,1$ кэВ ^{158}Ga .

Доказательством существования этой ветви К-захвата может быть наличие совпадений КХ-лучей с $\Pi 187,1$ кэВ. Эти измерения были проведены в тех же условиях, что и описанные выше для измерения $\Delta P_K/P_K$, но перед HRGe -детектором помещался составной фильтр $\text{Al} + \text{Cu} + \text{Cd} + \text{Ta} + \text{Cd} + \text{Cu} + \text{Al}$ (толщина каждого диска равнялась 1 мм), который надежно предотвращал попадание мягких (< 100 кэВ) излучений в гамма-детектор.

Измерения были проведены в течение 21 дня, и в интегральном спектре совпадений площадь линии $\Pi 107,6$ кэВ составила $\sim 10^5$ событий. Полученные спектры изображены на рис. 6. Видно, что как в "пиковом $\Pi 187,1$ кэВ" окне, так и в "фоновых" окнах наблюдается практически

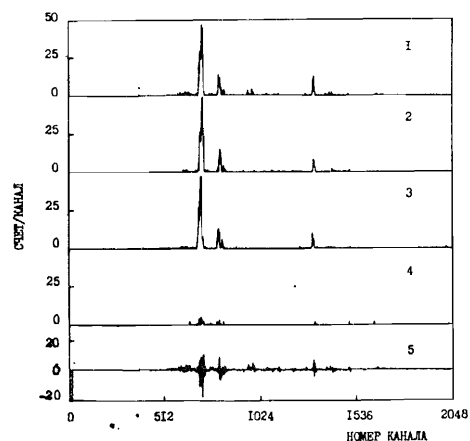


Рис. 6. Аппаратурные спектры совпадений КХ-лучей с $\Pi 187,1$ кэВ. 1 - окно пика $\Pi 187,1$ кэВ; 2, 3 - соответственно левое и правое фоновые окна; 4 - спектр случайных совпадений; 5 - результирующий спектр с учетом фоновых и случайных событий.

одинаковая интенсивность КХ-лучей, тогда как интенсивность случайных совпадений значительно меньше. В результате обработки получены следующие значения:

$$Y(\Pi 187) = c_{1187}/s_{1187} = (-18 \pm 10) \cdot 10^{-6} \quad (26)$$

$$Y'(\Pi 187) = c'_{1187}/s_{1187} = (3 \pm 3) \cdot 10^{-6} \quad (27)$$

Здесь Y' и c' относятся к совпадениям с $\Pi 79,5$ кэВ. Значение Y' свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей в эксперименте, а величина Y согласуется с предположением об отсутствии совпадений КХ-лучей с $\Pi 187,1$ кэВ в распаде ^{158}Ga .

Для прямого сравнения наших данных с данными /28/ удобнее провести "обратную" сортировку, т.е. при постановке окон в спектре $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. При этом получается оценка:

$$R = \frac{P_K(1187)}{P_K(1023)} \approx \frac{Y(1187)}{Y(1023)} < 25 \cdot 10^{-6} \quad (90\% \text{CI}), \quad (28)$$

тогда как согласно /28/:

$$R = (91 \pm 20) \cdot 10^{-6} \quad (29)$$

Таким образом, ни в одном из проведенных экспериментов мы не нашли свидетельств существования ветви К-захвата на уровень $\Pi 187,1$ кэВ ^{158}Ga .

С момента выхода работы /28/ были предприняты попытки уточнения величин Q ядерных реакций /34, 35/, определения масс-дублетных разностей /36/, измерения энергий β^- -распада ^{158}Tb /37/ и χ -совпадений /38/. Полученные значения

$$Q = 1217,6 \pm 4,3 \text{ кэВ} \quad /34/ \quad Q = 1221 \pm 17 \text{ кэВ} \quad /37/$$

$$Q = 1215,4 \pm 4,0 \text{ кэВ} \quad /35/ \quad Q = 1222 \pm 3 \text{ кэВ} \quad /38/$$

$$Q = 1220,64 \pm 0,83 \text{ кэВ} \quad /36/ \quad Q = 1218 \pm 15 \text{ кэВ} \quad /33/$$

хорошо согласуются между собой и с величиной

$$Q = 1221,9 \pm 1,6 \text{ кэВ} \quad /27/$$

вытекающей из систематики масс ядер. В целом приведенные данные однозначно указывают на энергетический запрет К-захвата на уровень $\Pi 187,1$ кэВ ^{158}Ga , что согласуется с результатами прямых измерений совпадений КХ-лучей с $\Pi 187,1$ кэВ как в настоящей работе, так и в /38, 39/.

Следовательно, вывод /28/ о существовании ветви К-захвата с ультранизкой энергией в распаде ^{158}Tb ошибочен, и дальнейшее изучение распада ^{158}Tb с целью уточнения массы электронного нейтрино представляется бесперспективным.

§ 3. Двойной безнейтринный бета-распад

Под двойным бета-распадом обычно подразумевают превращение двух нейтронов ядра в протоны либо по схеме двухнейтринного бета-распада ($2\beta_{2\nu}$)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2\beta^- + 2\bar{\nu}, \quad (30)$$

когда соблюдается закон сохранения лептонного заряда, либо по схеме безнейтринного бета-распада ($2\beta_{0\nu}$)

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z+2) + 2\beta^-, \quad (3I)$$

когда этот закон нарушается. Причиной огромного интереса к поиску $2\beta_{ov}$ -распада являются предположения теорий (см., например, обзор^{/40/}) возможного несохранения лептонного заряда, вопросы природы и величины массы антинейтрино, а также возможность существования правых токов. Обнаружение же $2\beta_{2\nu}$ -распада интересно, но не имеет принципиального значения.

Для постановки эксперимента существенно следующее:

а) процесс маловероятен, и поэтому его надо искать при отсутствии или сильном запрете конкурирующих процессов, т.е. на стабильных нуклидах. По массовым соображениям это могут быть только четные изобары;

б) вероятность процессов $2\beta^+$, $\beta^+\epsilon$ - или 2ϵ -распада, вообще говоря, также возможных, оказывается существенно подавленной по сравнению с вероятностью $2\beta^-$ -распада как за счет величины энергии, освобождаемой при распаде, так и за счет кулоновских поправок;

в) характерным признаком $2\beta_{ov}$ -распада является дискретный суммарно-энергетический спектр двух электронов (рис. 7);

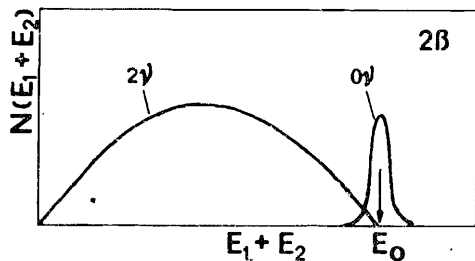


Рис. 7. Суммарно-энергетический спектр электронов для $2\beta_{2\nu}$ - и $2\beta_{ov}$ -распада.

г) теоретические выражения для вероятностей процессов (30) и (3I) указывают на очень сильную их зависимость от ϵ_0 . Заметим, что определение λ_{ov} позволит оценить лишь комбинацию параметров $m_\nu c^2$ и η , где η характеризует степень несохранения лептонного заряда;

д) двойной безнейтринный бета-распад может происходить также за счет правых токов. В этом случае правила отбора допускают не только $0^+ \rightarrow 0^+$ переходы, но и $0^+ \rightarrow 2^+$ и т.д. Существование этого канала заметно затрудняет извлечение информации о величине $m_\nu c^2$;

е) угловая корреляция электронов сильно зависит от механизма $2\beta^-$ -распада. Например, для переходов типа $0^+ - 0^+$ она имеет вид

$$F_-(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = 1 - \vec{p}_1 \vec{p}_2, \quad (32)$$

т.е. оба электрона преимущественно вылетают в разные стороны, тогда как в случае правых токов

$$F_+(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = 1 + \vec{p}_1 \vec{p}_2, \quad (33)$$

т.е. оба электрона преимущественно вылетают в одну сторону.

До настоящего времени надежно $2\beta^-$ -распад экспериментально не наблюдался. Правда, имеются сведения, вытекающие из геологических экспериментов, согласно которым^{/41/}:

$$\begin{aligned} T_{I/2}({}^{82}\text{Se}) &= (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{20} \text{ л.}; & T_{I/2}^{ov} &> 11 \cdot 10^{20} \text{ л. (95\%CL)} \\ T_{I/2}({}^{128}\text{Te}) &> 8 \cdot 10^{24} \text{ л.}; & T_{I/2}^{ov} &> 8 \cdot 10^{24} \text{ л. (95\%CL)} \\ T_{I/2}({}^{130}\text{Te}) &= (2,55 \pm 0,2) \cdot 10^{21} \text{ л.}; & T_{I/2}^{ov} &> 2,15 \cdot 10^{21} \text{ л. (95\%CL)}. \end{aligned} \quad (34)$$

Из отношения $I_{128\text{Te}}/I_{130\text{Te}}$ получают следующие оценки:

$$m_\nu c^2 \leq 5,6 \text{ эВ}; \quad \eta \leq 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ (95\%CL)}, \quad (35)$$

причем данные согласуются с предположением

$$m_\nu c^2 = \eta = 0. \quad (36)$$

Среди экспериментов с прямым поиском $2\beta_{ov}$ -распада можно выделить работы Миланской группы. Последний их результат был^{/42/}:

$$\begin{aligned} T_{I/2}^{ov}({}^{76}\text{Ge}; 0^+ - 0^+) &\geq 7,2 \cdot 10^{22} \text{ л. (68\%CL)} \\ T_{I/2}^{ov}({}^{76}\text{Ge}; 0^+ - 2^+) &\geq 1,2 \cdot 10^{22} \text{ л. (68\%CL)}. \end{aligned} \quad (37)$$

Лучшим, однако, является результат^{/43/}

$$\begin{aligned} T_{I/2}^{ov}({}^{76}\text{Ge}) &\geq 1,16 \cdot 10^{23} \text{ л. (68\%CL)}, \\ m_\nu c^2 &< 3,2 \text{ эВ}; \quad \eta < 7 \cdot 10^{-6} \text{ (68\%CL)}. \end{aligned} \quad (38)$$

Несмотря на полученные высокие оценки, интерес к постановке новых экспериментов по поиску $2\beta_{ov}$ -распада не ослабевает. Ниже мы остановимся более подробно на возможности использования телескопа из HfGe-детекторов для этих целей^{/44-47/}.

С точки зрения максимального отношения эффект/фон наибольший интерес представляют нуклиды с большим значением $Q_{2\beta}$ (например, ${}^{48}\text{Ca}$) - см. рис. 8. С другой стороны, с ростом $Q_{2\beta}$ возрастает и вероятность $2\beta_{2\nu}$ -распада - см. рис. 9. Следовательно, для надежного выделения $2\beta_{ov}$ -распада по дискретному пику необходима спектрометрическая система с высоким энергетическим разрешением. В настоящее время наилучшим энергетическим разрешением по электронам в области энергий больше 1 МэВ при высокой эффективности обладают HfGe-детекторы.

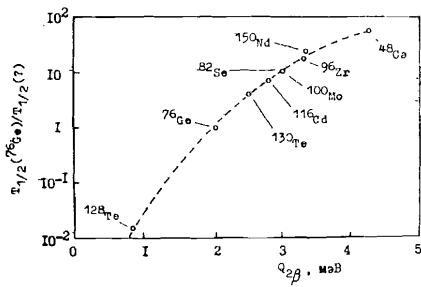


Рис. 8.

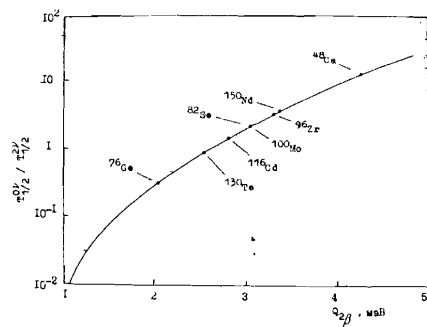


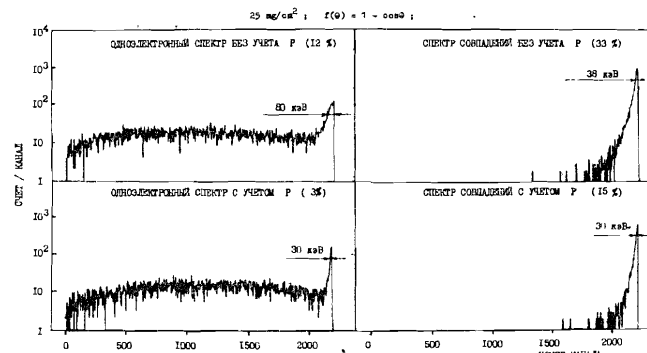
Рис. 9.

Итак, пусть исследуемый источник размещается между двумя плоскими HPGe-детекторами. Тогда в случае $2\beta_{ov}$ -распада суммарно-энергетические спектры могут быть зарегистрированы как в отдельном детекторе при попадании двух электронов, так и двумя детекторами в режиме совпадений. Для оценки чувствительности такого метода необходимо иметь информацию о следующих процессах /46/:

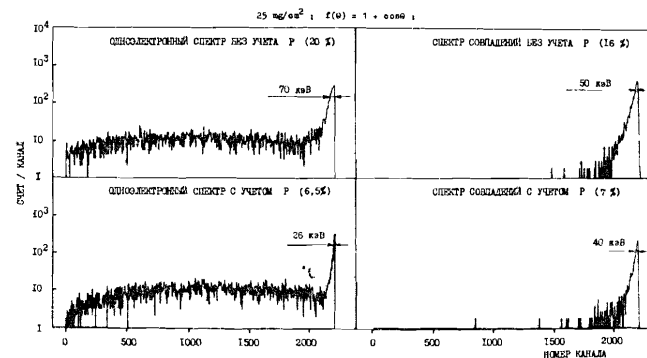
- а) распределении энергии между двумя электронами;
- б) угловой корреляции между направлениями вылета электронов;
- в) направлении движения электронов из-за многократного рассеяния;
- г) распределении энергетических потерь при прохождении электронов через вещество источника;
- д) энергетическом разрешении детекторов;
- е) эффективности регистрации электронов;
- ж) фоне в области суммарно-энергетического спектра электронов.

Требуемая информация может быть частично взята из теории (например: а) и б) – из теории $2\beta_{ov}$ -распада; в) – из теории прохождения электронов через вещество и т.д.), но необходимы и дополнительные экспериментальные исследования. Значительное внимание мы уделили процессу прохождения электронов через вещество, а точнее – теоретическому описанию энергетических распределений /45/. Эти исследования позволили найти разумный компромисс между такими характеристиками, как толщина источника (число распадающихся ядер) и энергетическое разрешение (отношение эффект/фон).

Полученные модельные спектры для источника ^{48}Ca толщиной ~ 25 мг/см² при различных предположениях об угловом распределении электронов, а также об обратном рассеянии от поверхности HPGe-детекторов приведены на рис. 10а,б. В скобках указано значение эффективности регистрации $2\beta_{ov}$ -распада по интенсивности суммарно-энергетического пика



а)



б)

Рис. 10. Модельные спектры электронов $2\beta_{ov}$ -распада ^{48}Ca . P – коэффициент обратного рассеяния.

электронов. Отметим главные особенности полученных спектров:

а) Метод позволяет достичь достаточно высокого энергетического разрешения ($\Delta E \sim 30$ кэВ) для источника толщиной $d \sim 25$ мг/см². Отношение $\Delta E/d$ сохраняется приблизительно постоянным в области до $d \sim 50$ мг/см².

б) Учет угловой зависимости обратного рассеяния электронов от поверхности HPGe-детекторов приводит к улучшению энергетического разрешения.

в) Полная эффективность метода складывается из эффективностей для суммарно-энергетических спектров как каждого детектора, так и спектра совпадений. Однако фоновые условия и энергетическое разрешение для этих компонент могут быть разными.

Оценим теперь чувствительность данного метода на примере телескопа из 2nHPGe-детекторов с двухсторонней регистрацией электронов и собственным энергетическим разрешением лучше 4 кэВ. Между детекторами располагается (2n-2) пленочных источников толщиной 25 мг/см² (рис. II).

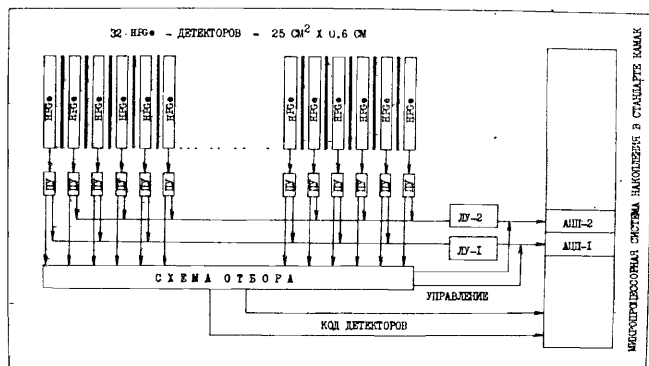


Рис. II. Блок-схема эксперимента по поиску $2\beta_{\beta}$ -распада с помощью HPGe-детекторов.

Источник в центре телескопа не ставится потому, что здесь технологически удобно подвести охлаждение. Сигналы от детекторов поступают на входы микрогибридных компактных предусилителей, объединенных в четные и нечетные каналы. Малая вероятность $2\beta_{\beta}$ -распада позволяет использовать только два амплитудных тракта, состоящих из формирующего усилителя и АЦП. Система накопления на основе блоков и микро-ЭВМ в стандарте КАМАК регистрирует код амплитуды импульса (12 разрядов) и код соответствующего HPGe-детектора из четной и нечетной группы (4 разряда). Таким образом, максимальное число ПИД в одном телескопе равно 32, из чего мы и будем исходить в дальнейших оценках.

Логика организации эксперимента такова, что регистрируются лишь импульсы от одного детектора, или от двух соседних ПИД, совпадающие в пределах разрешающего времени схемы отбора. Энергетическая градуировка каждого детектора осуществляется независимо (возможно, с помощью гамма-лучей естественного радиоактивного фона) и окончательная сортировка аппаратурных спектров проводится в энергетической шкале как для всех отдельных, так и для двух детекторов в режиме совпадений.

Итак, для 32 HPGe-детекторов 25 см² х 0,6 см и 30 источников 25 мг/см² размером 25 см² (вес ~ 0,62 г) мы имеем общий вес 18,5 г

⁴⁸Са. При этом суммарный чувствительный объем HPGe-детекторов (~470 см³), содержит ~200 г ⁷⁶Ge, что позволяет вести одновременно и поиск $2\beta_{\beta}$ -распада ⁷⁶Ge. Для ориентации в табл. 2 приведены данные о наиболее перспективных нуклидах при заданных экспериментальных условиях.

Таблица 2.

Характеристики наиболее перспективных нуклидов для исследования $2\beta_{\beta}$ -распада

Нуклид	Q кэВ	Распр. %	И (185π)	Число распадов за 1 год при T _{1/2} ^{ov}				
				10 ²⁰	10 ²¹	10 ²²	10 ²³	10 ²⁴
⁴⁸ Ca	4271,4(39)	0,187	23,2x10 ²³	16081	1608	161	16	1,6
⁸² Se	3005(12)	9,2	13,6x10 ²³	9427	943	94	9	0,9
⁹⁶ Zr	3350,2(33)	2,80	11,6x10 ²³	8040	804	80	8	0,8
¹⁰⁰ Mo	3032(6)	9,6	11,1x10 ²³	7694	769	77	8	0,8
¹¹⁶ d	2808(5)	7,5	9,6x10 ²³	6654	665	66	7	0,7
¹⁵⁰ Nd	3367,0(22)	5,6	7,4x10 ²³	5129	513	51	5	0,5
⁷⁶ Ge	2040,5(5)	7,8	14,2x10 ²³	10189	1019	102	10	1
¹³⁰ Te	2533(5)	34,5	8,6x10 ²³	5961	596	60	6	0,6
¹³⁶ Xe	2461(11)	8,9	8,2x10 ²³	5683	568	57	6	0,6
⁷⁶ Ge	2040,5(5)	7,8	(2000π) 158,4x10 ²³	109795	10980	1098	110	11

Для предварительной оценки границы величины T_{I/2} воспользуемся формулой:

$$\lim T_{1/2}^{ov} = \frac{\ln 2 N \varepsilon \Delta t}{N_f} \quad (39)$$

где N - число ядер в источнике; ε - эффективность регистрации; N_f - число фоновых отсчетов в исследуемом энергетическом диапазоне; Δt - время измерений. Оценку фона удобно сделать, исходя из результатов Миланской группы /42/ для I45 см³ Ge(Li)-детектора: фон 1 = 3·10⁻⁶ имп/кэВ.ч.см³. Используя традиционные способы снижения фона, а также учитывая особенности работы телескопа из HPGe-детекторов (конфигурация кристаллов, применение метода совпадений, ориентация кристаллов и т.д.), мы ожидаем для E ~ 2 МэВ - 1 ~ 3·10⁻⁷ имп/кэВ.ч.см³, а для E > 2,6 МэВ - 1 ~ 10⁻⁸ имп/кэВ.ч.см³. Приняв исследуемый энергетический диапазон как 2Γ = 60 кэВ (Γ - энергетическое разрешение в пике совпадений с учетом всех возможных факторов) и ε = 0,15, имеем:

$$\lim T_{I/2}^{ov}({}^{48}\text{Ca}) \geq 10^{22} \text{ лет.} \quad (40)$$

В случае же ⁷⁶Ge 2Γ = 8 кэВ, а ε = 0,8 (это нами было показано в /46/):

$$\lim T_{I/2}^{ov}({}^{76}\text{Ge}) \geq 3 \cdot 10^{23} \text{ лет.} \quad (41)$$

Эта оценка относится только к режиму совпадений и угловому распределению типа (32).

Недавно появились расчеты /48/, указывающие на возможное существование бета-распада $^{48}\text{Ca} (0^+) \rightarrow ^{48}\text{Sc} (6^+)$, запрещенного из-за большой разности спинов - $T_{I/2}(^{48}\text{Ca}) = 7,6 \cdot 10^{20}$ лет. Экспериментальная же оценка этой величины составляет $T_{I/2}(^{48}\text{Ca}) > 6 \cdot 10^{18}$ лет при 95% СЛ /49/. Поэтому нуклид ^{48}Ca может оказаться неперспективным даже при наличии системы с высоким энергетическим разрешением. В связи с этим на первый план может выдвинуться поиск $2\beta_{\nu}$ -распада для ^{150}Nd .

§ 4. Новое измерение спиральности нейтрино из распада $^{152}\text{m}_{\text{Eu}}$

Как очевидно, исследование углового распределения и поляризации частиц в элементарном акте распада может дать весьма существенную информацию о свойствах слабого взаимодействия даже с учетом трудностей регистрации (анти)нейтрино и необходимости изучения вторичных явлений при его вылете (энергетическое распределение и поляризация ядер отдачи, угловая асимметрия бета-частиц и т.п.). На этом пути значительные результаты были достигнуты в период становления физики нейтрино (30-40 гг.) и при исследовании несохранения четности в слабых взаимодействиях (50-60 гг.). Впоследствии эти эксперименты отошли на второй план, поскольку основные качественные результаты были получены, а исключительные экспериментальные трудности не стимулировали проведение подобных исследований.

В последнее время снова наблюдается рост интереса к изучению поляризационных явлений при бета-распаде. С точки зрения теории здесь кажется целесообразным поиск некоторых эффектов, существование которых обусловлено конечностью массы нейтрино (см. напр. /50,51/). Вместе с тем, учитывая развитие техники и методики физического эксперимента, возможно повторить ряд классических опытов. Это позволило бы проверить и, скорее всего, подтвердить сделанные ранее выводы на более современном уровне, а также оценить перспективы новых, более прецизионных экспериментов.

С этой точки зрения представляет интерес рассмотреть результаты недавно выполненного измерения спиральности нейтрино /52/.

Спиральность нейтрино в принципе можно определить из бета-распада, используя законы сохранения импульса и углового момента и измеряя спиральности всех конечных продуктов распада /53/. Постановка эксперимента существенно упрощается, если, следуя Гольдхаберу и др. /54/, использовать в качестве радиоактивного источника $^{152}\text{m}_{\text{Eu}}$. В этом слу-

чае (бета-переход Гамова-Теллера, $0^- \rightarrow 1^-$ /55/ см. рис. 12) для процесса электронного захвата из состояний с полным моментом $I/2$ и последующего гамма-перехода ($1^- \rightarrow 0^+$) при условии достаточно малого времени жизни промежуточного состояния 1^- (^{152}Sm) степень циркулярной поляризации (спиральность) испускаемого гамма-кванта с энергией 963,4 кэВ H_{γ} просто выражается через спиральность нейтрино H_{ν} :

$$H_{\gamma} = H_{\nu} \cos \Theta, \quad (42)$$

где Θ - угол вылета гамма-кванта относительно направления импульса ядра отдачи ^{152}Sm .

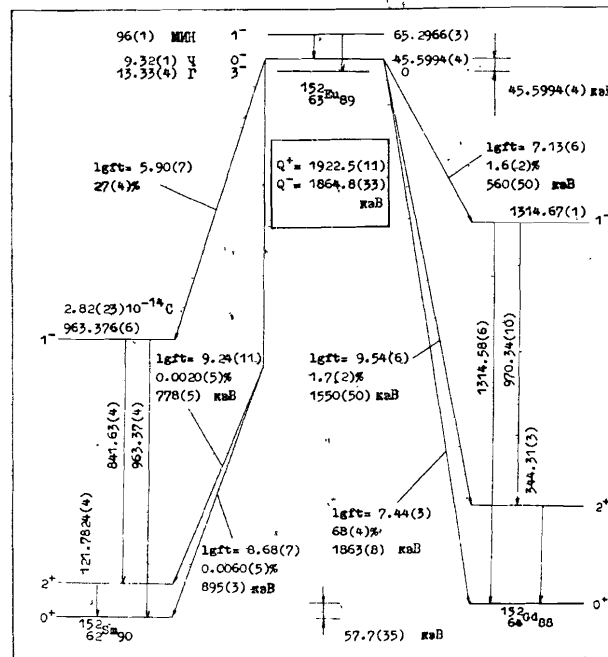


Рис. 12. Фрагмент схемы распада $^{152}\text{m}_{\text{Eu}}$.

Используя явление резонансного рассеяния (оставя дополнительный рассеиватель из ^{152}Sm), можно выделить область малых углов ($H_{\gamma} \neq 0$ и $\cos \theta \approx 1$), поскольку в силу близости энергий нейтрино и гамма-кванта 963,4 кэВ возможна полная или почти полная компенсация потери энергии на отдачу при гамма-излучении.

Таким образом, при известном (рассчитанном) значении $\cos \theta$ изме-

рение спиральности нейтрино сводится к нахождению степени циркулярной поляризации резонансно рассеиваемых гамма-квантов, что можно сделать по ослаблению пучка при прохождении через намагниченный поглотитель /56/.

Мы провели расчет значения $\overline{\cos\theta}$ с учетом собственной энергетической ширины уровня, теплового движения атомов источника и рассеивателя, а также вероятности электронного захвата с K-, L-, M- и N-оболочек и нашли:

$$\overline{\cos\theta} = 0,93. \quad (43)$$

Прежняя оценка /54,56/, полученная в пренебрежении тепловым движением атомов излучателя и рассеивателя, а также электронным захватом с L и т.д. оболочек, составляла 0,84. Явная расхожимость результатов /54,57,58/ ранее выполненных измерений с полученной оценкой степени циркулярной поляризации гамма-квантов послужила основанием для постановки нового эксперимента.

Измерения проведены в условиях (геометрия эксперимента, вес рассеивателя Sm_2O_3 , содержание ^{152}Sm в рассеивателе), близких к /54/. Новыми моментами в нашем эксперименте являются:

- применение Ge(Li)-детектора объемом 100 см^3 с высоким энергетическим разрешением;
- проведение измерений в режиме многоканального амплитудного анализа, что позволяет выделить фоновые эффекты, связанные как с рассеянием в материалах, окружающих детектор и рассеиватель, так и с естественным радиоактивным фоном.

В установке (рис. 13) используются электромагнит с сердечником из железа, в котором при рабочем токе ($\sim 2 \text{ A}$) заведомо достигается насыщение магнитной индукции, а также устройство, осуществляющее включение и изменение направления тока в электромагните. Система управления экспериментом обеспечивала в каждой серии автоматическое многократное повторение цикла измерений при разных направлениях магнитного поля и накопление двух результирующих спектров с помощью многоканального амплитудного анализатора. Запись спектров на магнитную ленту и их предварительная обработка с целью контроля за ходом эксперимента осуществлялись с использованием автономной микропроцессорной системы.

Источники ^{152}Eu получались в реакции $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)$ на реакторе ВВР-СМ ИЯФ АН УССР. Активность источников составляла $1\pm 5 \text{ Ки}$, аппаратный спектр рассеянных гамма-квантов одного из них приведен на рис. 14. Как видно, вклад естественного радиоактивного фона в области линии $841,6 \text{ кэВ}$ пренебрежимо мал, в то время как в области $963,4 \text{ кэВ}$

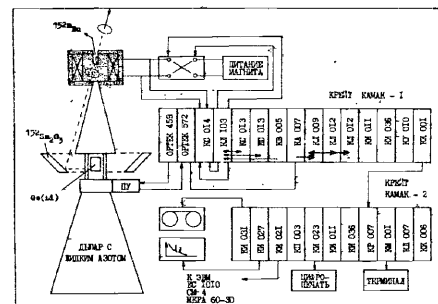
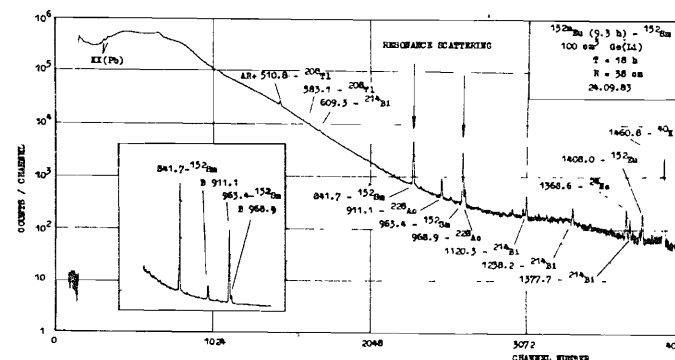


Рис. 13. Экспериментальная установка для измерения спиральности нейтрино.

Рис. 14. Спектр резонансно-возбужденных гамма-квантов при распаде ^{152}Eu , измеренный с помощью Ge(Li)-детектора объемом 100 см^3 .



наличие линий ^{228}Ac с энергиями $964,6$ и $968,9 \text{ кэВ}$ заметно осложняет получение результата. Для уменьшения вклада нерезонансного рассеяния на материалах, окружающих детектор и рассеиватель, детектор был защищен полиметаллическим (Pb, Cd, Cu, Al) фильтром, уменьшавшим загрузку детектора почти в 5 раз. Конусная защита из вольфрама предотвращала прямое попадание излучения источника ^{152}Eu на детектор. С каждым источником проводилась серия измерений, длившаяся 18–20 ч.

В эксперименте определялись интенсивности прошедшего через магнитный поглотитель гамма-излучения и величина

$$\delta = 2(N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad (44)$$

где N_+ и N_- – скорости счета (площади фотопиков) гамма-перехода, разряжающего резонансно-возбужденный уровень, при противоположных направлениях магнитного поля.

В общей сложности проведено 46 серий измерений величины δ для линии 84I,6 кэВ, результаты которых приведены на рис. 15. Приведенные там же значения величины δ для фоновой линии 1460,8 кэВ (^{40}K) свидетельствуют об отсутствии аппаратной асимметрии используемой установки. Правильность определения знака величины δ была проверена при помощи тормозного излучения ^{32}P , с известной (отрицательной) спиральностью.

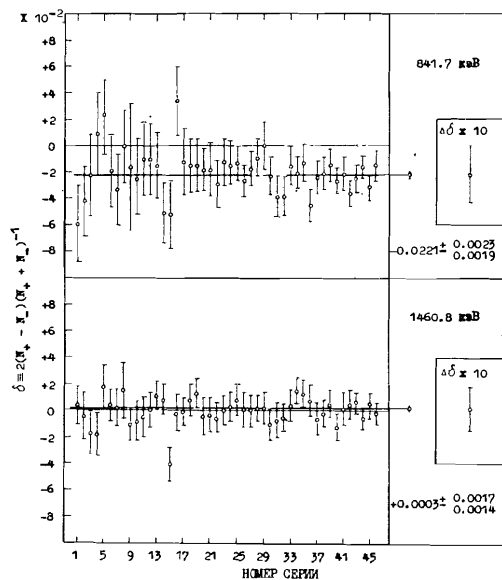


Рис. 15. Результаты измерений величин δ для резонансно-рассеянных гамма-квантов при распаде ^{152}Eu .

Наш расчет показывает (см. /52/), что при 100%-правополяризованном гамма-излучении с энергией 963,4 кэВ для используемого нами намагниченного поглотителя длиной (по полю) 7 см, величина $\delta_{\text{расч.}} = 0,0255$. В этом случае экспериментальное значение $\delta = -0,0221 \pm 0,0023$ соответствует степени циркулярной поляризации резонансно-рассеянного гамма-излучения ^{152}Eu

$$N_{\gamma} = -0,87 \pm 0,10. \quad (45)$$

В отличие от предыдущих результатов (см. таблицу 3), полученная величина N_{γ} при учете (42) и (43) находится в согласии с предположением о полной (100%) левой продольной поляризации нейтрино.

№	Авторы	Год	Детектор	$N_{\gamma}, \%$
1	Goldhaber et al.	1958	NaJ(Tl)	$-(67 \pm 10)$
2	Merklund, Page	1958	NaJ(Tl)	$-(80 \pm 30)$
3	Palathingal	1970	NaJ(Tl)	$-(61 \pm 12)$
4	СРЕДНЕЕ	-	-	$-(66 \pm 8)$
5	РАСЧЕТ	1958	-	- 84
6	РАСЧЕТ	1983	-	- 93
7	Настоящая работа	1983	Ge(Li)	$-(87 \pm 10)$

Таблица 3

Результаты измерения циркулярной поляризации гамма-квантов 963,4 кэВ (^{152}Eu) в различных экспериментах

При этом, однако, нужно подчеркнуть тот факт, что сама точность измерения N_{γ} существенно не улучшена по сравнению с более ранними работами. Приведенная в (45) погрешность включает лишь случайную часть, которую, безусловно можно улучшать путем увеличения статистики. Тогда всё большую роль будет играть точность определения параметров магнитно-анализатора, т.е. систематическую часть погрешности. На данном этапе обе погрешности сравнимы между собой, так что окончательный результат может быть представлен в виде:

$$N_{\gamma} = -0,87 \pm 0,14. \quad (46)$$

Заключение

Изложенные выше результаты исследований свойств нейтрино в процессах радиоактивного распада были получены в рамках сотрудничества НЭОЯСиРХ ЛЯП ОИЯИ с другими организациями при подготовке проекта "НЕЙТРИНО", осуществление которого запланировано на 1986-1990 гг. Представляется уместным сделать несколько замечаний, отражающих наш сегодняшний взгляд на проблему.

1. При попытках определения $m_{\nu} c^2$ из формы бета-спектра трития предполагается, что выполнены следующие условия:

- а) взаимодействие носит чистый V-A-характер;
- б) величины $M\beta$ и $\sigma(E, m_{\nu}^2)$ не зависят от энергии;
- в) вклад атомно-молекулярных эффектов известен;
- г) ПМЛ определена с требуемой точностью.

Неполное соблюдение этих условий может быть источником систематических ошибок, смещающих оценку $m_{\nu} c^2$.

2. Казалось бы, следующий шаг в экспериментах с тритием будет сделан при улучшении энергетического разрешения спектрометров до уровня ~ 10 эВ и лучше. Впервые измерения спектров ЭВК в таких условиях

были сделаны нами. Однако оказалось, что вклад различных процессов, существование которых в принципе известно (напр. "встряска", плазменные колебания и т.д.), очень сильно зависит от конкретных деталей эксперимента. И если даже в случае ЭВК многие особенности спектра нельзя однозначно объяснить, то ясно, какие реальные трудности возникают при анализе непрерывных бета-спектров. Очевидно, что от развития методики прецизионной низкоэнергетической бета-спектрометрии с помощью источников, применение которых в качестве градуировочных предполагается в экспериментах с тритием, будет зависеть успех будущих экспериментов по измерению массы антинейтрино.

Заметим, что к этим же выводам пришли и группы; спектрометры которых с энергетическим разрешением лучше 20 эВ уже введены в эксплуатацию.

3. Надежды на измерения массы нейтрино из формы спектра ВТИ при распаде ^{163}Ho и ^{193}Pt значительно уменьшились после обнаружения существования некоторых интерференционных эффектов в масс-чувствительной области. Не был обнаружен и ультранизкоэнергетический К-захват на уровень 1187,1 кэВ (^{158}Gd) из распада ^{158}Tb . В настоящее время есть некоторые надежды на существование подобных ветвей при распаде ^{174}Lu и ^{241}Sm . Если же и они не будут обнаружены, будет необходим поиск более сложных таких ветвей при L-, M- и т.д. захвате.

4. Рекордные оценки величины $\lim_{I \rightarrow 0} T_{I/2}^{\beta\nu}$ получены только для одного нуклида - ^{76}Ge . Если учесть сильную зависимость $\lambda_{\beta\nu}$ (^{76}Ge) от величины $M\bar{E}$, становится очевидным, что неточность в теоретических расчетах будет существенно влиять на выводы о величинах $m_{\nu}c^2$ и η . Очевидна необходимость исследования распада и других нуклидов.

5: В задачах регистрации редких событий на интенсивном фоне (напр. $2\beta_{\nu\nu}$ -распад, редкие $X\Delta t$ -совпадения и т.д.) большое значение имеет корректность процедуры обработки экспериментальных данных. При этом для объективного сравнения данных, полученных в разных группах с одной и той же методикой, эта процедура должна быть одинакова. Необходимо добавить, что разработка таких процедур может повлиять на имеющиеся оценки в сторону их снижения.

6. Выше мы провели оценку чувствительности эксперимента по поиску $2\beta_{\nu\nu}$ -распада с помощью телескопа из 32 HPGe-детекторов. При этом оценка фона была сделана для традиционных методов его подавления. Добавим, что нами разработан еще один метод подавления фона, основанный на селекциях электронов и гамма-лучей в HPGe-детекторе по форме импульса. В этом случае индекс фона может быть еще улучшен \sim в 10-100 раз.

7. Повторение классического эксперимента по измерению спиральности нейтрино из распада ^{152}Eu показало желательность анализа и дру-

гих подобных экспериментов на современном техническом и методическом уровне. Это позволило бы не только улучшить имеющиеся результаты, но также оценить перспективы постановки новых экспериментов по поиску эффектов, связанных с существованием массы у (анти)нейтрино.

Литература

- I. Reines F. e.a. Phys.Rev.Lett. 45 (1980) 1307.
2. Hennecke E. e.a. Phys.Rev. C11 (1975) 1378; C17 (1978) 1168. Doi M. e.a. Progr.Phys. 66 (1981) 1739.
3. Козик В.С. и др. ЯФ, 32 (1980) 301. Lubimov V.A. e.a. Phys.Lett. 94B (1980) 266.
4. Cavaignac J.F. e.a. Proc. Neutrino-84 (1984) 104.
5. Sympson J.J. Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 1891.
6. Fermi E. Z. Phys. 88 (1934) 161.
7. Bergkvist K.E. Phys. Scripta, 4 (1971) 33.
8. Pacheco A.F. Z.Phys. A - Atoms and Nuclei, 322 (1985) 487.
9. Вьлов Ц. ОИЯИ, Р6-83-517, Дубна, 1983.
10. Bergkvist K.E. Nucl.Phys. B39 (1972) 317.
11. Третьяков Е.Ф. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 40 (1976), 2026.
12. Lubimov V.A. e.a. Proc. NEP-83, Brighton (1983) 386.
13. Boris S. e.a. Phys.Lett. 159B (1985) 217.
14. Покровский В.Н. и др. ОИЯИ, Р6-85-405, Дубна, 1985.
15. Пальги Л. Изв. АН СССР, сер.физ., мат.33 (1984), 238.
16. Briancon Ch. e.a. Nucl.Instr. and Meth.in Phys.Res.221(1984) 547. Вьлов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-82-918, Дубна, 1982.
17. Krause M.O., Oliver J.N., J.Phys.Chem.Ref.Data, 8 (1979) 329.
18. Keski-Rahkonen O. and Krause N.C. ADNDT, 14 (1974) 139. Sevier K. Low Energy Electron Spectroscopy, 1972.
19. Simpson J.J. Phys.Rev. D30 (1984) 1110.
20. Bergkvist K.E. Phys.Lett. 154B (1985) 224.
21. Любимов В.А. и др. ЖЭТФ, 81 (1981), 1158.
22. Beck E., Daniel H., Z.Phys. 216 (1968) 229.
23. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes, Ed.7th, New York, 1978.
24. Andersen J.U. e.a. Phys.Lett. 113B (1982) 72.
25. Yasumi S. e.a. KIK Preprint 85-45 (1985).
26. Wapstra A.H., Bos K. ANDT (1977) 17.
27. Wapstra A.H., Andl G. Nucl.Phys. A432 (1985) 38.
28. Raghavan R.S. Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 975.
29. De Rujula A. Nucl.Phys. A374 (1983) 619.

30. Jonson B. e.a. Nucl.Phys. A396 (1983) 479.
31. Riisager K. e.a. Phys. Scripta 31 (1985) 321.
32. Pacheco A.F. Z.Phys. C22 (1984) 99.
33. Бруданин В.Б. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, Дубна, 1985.
Brudanin V.B. e.a. J.Phys. G: Nucl. Phys., 11(1985)L119
Горожанкин В.М. и др. ОИЯИ, Р6-85-792, Дубна, 1985.
34. Burke D.G. Phys.Rev. C29 (1984) 2339.
35. Altzitzoglou T. e.a. Phys.Rev. C31 (1985) 360.
36. Dyck G.R. e.a. Phys.Lett. 157B (1985) 139.
37. von Dincklage R. e.a. Phys.Rev. C31 (1985) 1510.
38. von Dincklage R. e.a. Nucl.Phys. A445 (1985) 113.
39. LoSecco J. e.a. Phys.Lett. 54 (1985) 2317.
40. Щепкин М.Г. УФН, 143 (1984) 513.
41. Kirsten T. Proc. "Neutrino-84", (1984) 145.
42. Bellotti E. Proc. "Neutrino-84", (1984) 171.
43. Avignone III F.T. e.a. Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 2309.
44. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-82-405, Дубна, 1982.
45. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-84-534, Дубна, 1984.
46. Маринов А. и др. ОИЯИ, I3-85-99, Дубна, 1985.
47. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, I3-85-677, Дубна, 1985.
48. Warburton E.K. Phys.Rev. C31 (1985) 1896.
49. Alburger O.E., Cumming J.V. Phys.Rev. C32 (1985) 1358.
50. Абов Ю.Г. О некоторых перспективах использования интенсивных источников нейтронов для фундаментальных исследований. Текст лекций. - М. Изд. МИФИ, 1983, с.6.
51. Керимов Б.К. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 50 (1986) 185.
52. Вылов Ц. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 48 (1984) 1809.
Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-84-148, Дубна, 1984.
Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-84-149, Дубна, 1984.
53. Page L.A. Nuovo Cimento, 1958, v.VII, N5, p.727.
54. Goldhaber M. e.a. Phys.Rev. 109 (1958) 1015.
55. Barlin C.M. Nucl.Data Sheets 30 (1980) 1
56. Goldhaber M. e.a. In: Alpha-beta-and gamma-ray spectroscopy, ed. K.Siegbahn (1965) 1423.
57. Marklund I., Page L.A. Nucl.Phys. 9 (1958) 244.
58. Palathingal J.C. Phys.Rev. Lett. 24 (1970) 524.

Рукопись поступила в издательский отдел
II марта 1986 года.

Вылов Ц., Громов К.Я., Покровский В.Н. Р6-86-136
Исследование свойств нейтрино в процессах радиоактивного распада

Рассмотрены ситуация и перспективы исследования свойств нейтрино в процессах радиоактивного распада. Обсуждаются вопросы учета естественной ширины атомных уровней при построении приборной формы линии с помощью электронов внутренней конверсии в тритиевых экспериментах. Изложены результаты исследований по поиску ультранизкоэнергетической ветви К-захвата на уровень 1187,1 кэВ (^{158}Gd) при распаде ^{158}Tb . Предложен эксперимент по поиску $2\beta_{0\nu}$ -распада с помощью телескопа из HPGe-детекторов. Описан новый эксперимент по измерению спиральности нейтрино из распада $^{152\text{m}}\text{Eu}$ с помощью Ge(Li)-детектора.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Vylov Ts., Gromov K.Ya., Pokrovsky V.N. Р6-86-136
Neutrino Property Investigations in Radioactive Decay Processes

The situation and perspectives of neutrino property investigations in radioactive decay processes are reviewed. The problems of taking into account the atomic level natural widths when constructing the apparatus-response function with internal conversion electrons in the tritium experiments are discussed. The results of the search for the ultralow energy K-capture branch to the 1187.1 keV level (^{158}Gd) in the decay of ^{158}Tb are presented. The experiment for the $2\beta_{0\nu}$ -decay search by means of HPGe-detectors telescope is suggested. The new experiment on the neutrino helicity measurement in the decay of $^{152\text{m}}\text{Eu}$ with Ge(Li)-detector is described.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.