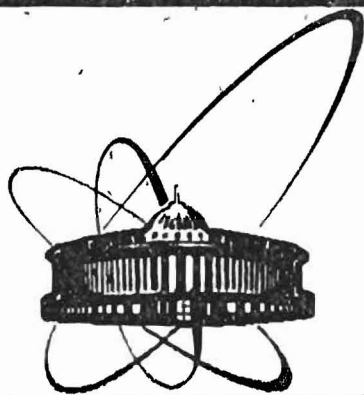


88-396



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-88-936

В.Б.Бруданин, И.А.Простаков¹, Ш.Бриансон,
Ц.Выдов, Ш.Э.Запаров², В.Г.Сайдуковский,
В.М.Горожанкин, Ю.Б.Гуров¹, Б.П.Осипенко,
Я.Юрковски

ИЗМЕРЕНИЕ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ
БЕТА-СПЕКТРА ТРИТИЯ, ВНЕДРЕННОГО
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР

¹Московский инженерно-физический институт

²Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1988

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из наиболее чувствительных методов определения массы электронного антинейтрино является исследование бета-спектра при распаде трития



Анализ экспериментов с тритием ^{/1-9/} показывает, что влияние величины m_{ν} на форму бета-спектра сравнимо с искажениями в источнике и спектрометре. Из закона сохранения энергии имеем

$$m_{\nu} \cdot c^2 = \Delta M - E_0 - E_r - \Delta E, \quad /2/$$

где ΔM - разность масс ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$, E_r - энергия отдачи ядра, ΔE - поправка, связанная с влиянием атомной оболочки на энергию бета-электрона, E_0 - граничная энергия электрона. Таким образом, степень точности определения величин, стоящих в правой части ^{/2/}, позволяет оценить границы величины $m_{\nu} \cdot c^2$. Отсюда вытекает необходимость прецизионного измерения ΔM и граничной энергии бета-спектра E_0 и знание ΔE и E_r .

Из прямых измерений разности масс ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$ в настоящее время известны три наиболее точных результата:

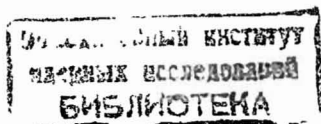
а/ $\Delta M = 18,573(7)$ кэВ ^{/10/};

б/ $\Delta M = 18,584(4)$ кэВ ^{/11/}; /3/

в/ $\Delta M = 18,599(2)$ кэВ ^{/12/}.

Эксперименты Смита ^{/10/} проводились в период 1971-1981 гг. и основаны на масс-дублетных измерениях с помощью радиочастотных масс-спектрометров. Эксперименты ^{/11/} и ^{/12/} выполнены с помощью методики ионного циклотронного резонанса. Видно расхождение полученных значений ΔM . Вопросу поиска источников систематических погрешностей в ион-циклотронных экспериментах посвящена работа ^{/13/}. Совокупный анализ всех имеющихся данных о ΔM приводится в ^{/14/}, где в качестве средневзвешенного значения для масс-дублетных измерений ΔM приводятся

$$\Delta M = 18,5967(36) \text{ кэВ}. \quad /4/$$



Информацию о ΔM можно получить и из экспериментов по изменению формы бета-спектра трития. Рассмотрим наиболее точные спектрометрические результаты по измерению E_0 /погрешность лучше 30 эВ/ и соответствующие ΔM :

$$a/ \Delta M = 18,636(16) \text{ кэВ}^{/7/};$$

$$б/ \Delta M = 18,605(13) \text{ кэВ}^{/8/};$$

$$в/ \Delta M = 18,600(4) \text{ кэВ}^{/4/};$$

$$г/ \Delta M = 18,601(10) \text{ кэВ}^{/6/}; \quad /5/$$

$$д/ \Delta M = 18,603(4) \text{ кэВ}^{/9/};$$

$$е/ \Delta M = 18,589(3) \text{ кэВ}^{/8/}.$$

$$\text{Среднее } \Delta M = 18,597(4) \text{ кэВ.} \quad /6/$$

И, наконец, о результатах калориметрических измерений. Здесь нет необходимости учитывать атомно-молекулярные эффекты, а значение ΔM отличается от E_0 лишь на величину $E_0 \sim 3 \text{ эВ}^{/5/}$. Наиболее последовательными и независимыми результатами можно считать

$$\Delta M = 18,580(7) \text{ кэВ}^{/5/};$$

$$\Delta M = 18,565(6) \text{ кэВ}^{/2/}. \quad /7/$$

$$\text{Среднее } \Delta M = 18,571(7) \text{ кэВ.}$$

Из сказанного выше можно сделать вывод о том, что данные о $\Delta M(^3\text{H} - ^3\text{He})$ противоречивы:

- различные подходы дают разные средние значения: /4/, /6/ и /7/;
- существенно расходятся и данные двух групп, полученные с помощью ион-циклотронного резонанса: см. /3б/ и /3в/;
- не согласуются и наиболее точные результаты по определению ΔM в спектрометрических экспериментах /5/;
- не согласуются результаты по определению ΔM в калориметрических экспериментах.

Следовательно, привлечение имеющихся значений ΔM для аргументации гипотезы о ненулевой массе антинейтрино на данном этапе представляется не вполне обоснованным. Необходимы новые измерения величин ΔM и E_0 . Настоящая работа посвящена исследованию бета-спектра трития, внедренного в кремниевый детектор.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение граничной энергии бета-спектра трития, внедренного в полупроводниковый детектор, интересно тем, что при такой постановке эксперимента полностью устранен вклад атомных и молекулярных эффектов, и граничная энергия отличается от энергии распада только на малую $\sim 3 \text{ эВ}$ величину энергии отдачи ядра. Исключаются также эффекты, связанные с потерями энергии электронов в веществе источника, т.к. в этом случае детектор и источник совмещены, т.е. имеет место калориметрическая постановка эксперимента. Однако на два порядка хуже, чем у фокусирующих систем, разрешение полупроводникового детектора не позволяет получить сравнимые с ними оценки на массу нейтрино.

Основными трудностями при исследовании трития в ППД являются: осуществление процесса внедрения трития в детектор, проведение энергетической градуировки и определение функции отклика спектрометра - приборной формы линии /ПФЛ/. При внедрении ускоренных ионов трития с энергией несколько мегаэлектронвольт в вещество детектора возникают радиационные повреждения, которые становятся ловушкой зарядов и искажают истинную амплитуду сигнала. Средний дефект амплитуды импульса для внешних калибровочных источников X- или γ -лучей будет зависеть от глубины проникновения излучения в детектор, а следовательно, и от его энергии. Таким образом, энергетическая калибровка от внешних X- и γ -источников может оказаться непригодной для бета-излучения имплантированного трития. Устранение дефектов с помощью отжига кристалла улучшает параметры детектора, при этом получаемое значение граничной энергии бета-спектра может измениться /в работе /1/ изменение достигало значения 70 эВ/. Этот факт сводит на нет такое преимущество ионной имплантации, как четкая локализация трития в объеме детектора. Другим способом внедрения трития в полупроводниковые кристаллы является термодиффузия. При этом не возникает радиационных повреждений, и можно достигнуть приемлемых концентраций трития /2/.

Энергетическая градуировка и определение ПФЛ для обработки бета-спектра производилась обычно с помощью КХ-лучей /2, 5/. Сложная форма линии для КХ-лучей, их мультиплетная структура могут внести погрешности при энергетической градуировке, определении ПФЛ и сказаться при обработке бета-спектра. Возможно, что существующее отличие значений ΔM калориметрических экспериментов от других экспериментов $\sim 30 \text{ эВ}$ связано именно с фактом градуировки по КХ-лучам. Представляется более корректным производить калибровочные измерения по γ -лучам.

1.1. Внедрение трития и изготовление детектора

Термодиффузия трития в образцы кремния была произведена в ИЯИ АН УССР /Киев/. Параметры диффузии выбирались с целью получить достаточную концентрацию трития для значимых измерений β -спектра, не вызвав при этом заметных изменений электрофизических характеристик кремния /что может сказаться на спектрометрических параметрах созданного впоследствии детектора/. Из предварительно сделанных расчетных оценок были выбраны следующие параметры диффузии: температура 800°C и время 30 мин при давлении 100 мм рт.ст. Использовался кремний р-типа с удельным сопротивлением $1000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и временем жизни неосновных носителей заряда 500 мкс. Образцы кремния в виде цилиндров диаметром 20 мм и высотой 3,5 мм нагревались с помощью высокочастотной печи в вакууме со скоростью $10\text{--}15^\circ\text{C}$ в минуту. Охлаждение производилось с той же скоростью, что и нагревание. Полученная концентрация трития в кремнии находится в пределах от 10^{11} до 10^{12} ат/см³. Из обогащенного тритием монокристалла был изготовлен Si(Li)-детектор с размером чувствительной области $50 \text{ мм}^2 \cdot 2,5 \text{ мм}$ по стандартной технологии. Детектор и преусилитель с оптической обратной связью были установлены в вертикальный криостат с бериллиевым входным окном толщиной 30 мкм.

Получено энергетическое разрешение детектора ~ 310 эВ при энергии 5,9 кэВ (^{55}Fe) и ~ 360 эВ при энергии 19,4 кэВ (^{171}Lu). Счет от бета-распада трития составил 215 имп./с при уровне радиоактивного фона - $1,2 \cdot 10^{-5}$ имп./с·эВ в районе 18,7 кэВ и $6,6 \cdot 10^{-6}$ имп./с·эВ в районе 21,6 кэВ. Коэффициент наклона фона около $2 \cdot 10^{-9}$ имп./с·эВ.

1.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Спектрометрический тракт состоял из усилителя ORTEC-572 и линейных ворот со стретчером ORTEC-542. Если в течение 18 мкс на вход усилителя поступало два или более импульсов, линейные ворота блокировались на 36 мкс. Количество отброшенных в результате наложения импульсов в исследуемом диапазоне энергий не превышало статистической погрешности фона. После линейных ворот сформированный стретчером прямоугольный импульс длительностью 5 мкс поступал на вход многоканального амплитудного анализатора /М/АА/ /15/. Амплитудный анализатор состоит из АЦП CAN 8000 (Schlumberger) и модулей КЛ018, КИ038, КЛ025 /16/. Из-за оптической обратной связи М/АА/ блокировался на время восстановления режимов преусилителя /90 мкс/. Рабочее напряжение

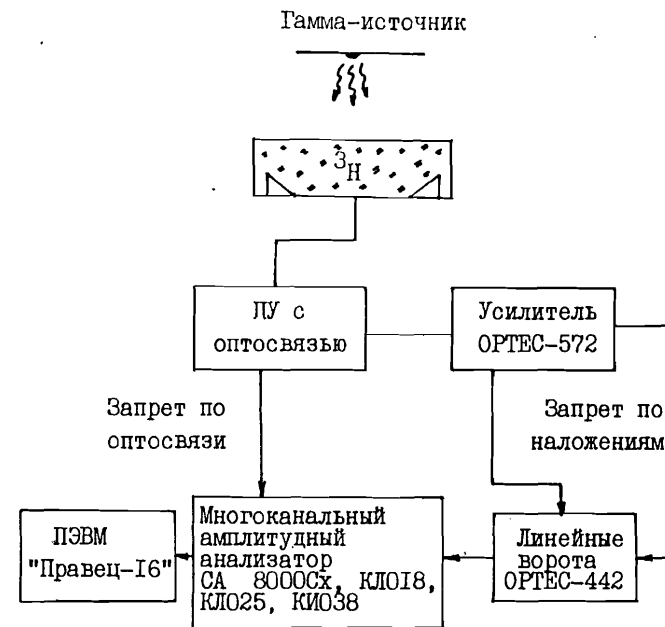


Рис.1

смещения на детекторе было 1400 В. Для проверки стабильности аппаратуры использовался генератор импульсов ORTEC-419.

1.3. Регистрация спектра

Измеряемый диапазон энергий составлял $0\text{--}55$ кэВ /цена канала ~ 13 эВ/. Серии рабочих измерений бета-спектра трития чередовались с измерениями градуировочных источников. Длительность измерений одной серии: бета-спектра - 8 ± 20 ч, градуировки - 4 ± 8 ч. Типичные аппаратные спектры отдельно трития и трития с градуировочными источниками приведены на рис.2 и 3. На рисунках видны пики от КХ-флуоресценции In, возбуждаемой внешним γ -излучением калибровочных источников ^{57}Co , ^{171}Lu и ^{182}Tl /рис.2/ и γ -излучением естественного радиоактивного фона /рис.3/. Индий использован для получения надежного теплового контакта Si(Li)-детектора с хладопроводом.

Дрейф положения пиков от градуировочных источников за сутки измерений бета-спектра трития с источниками ^{57}Co , ^{171}Lu , ^{182}Tl не превышал 0,5 канала /6 эВ/.

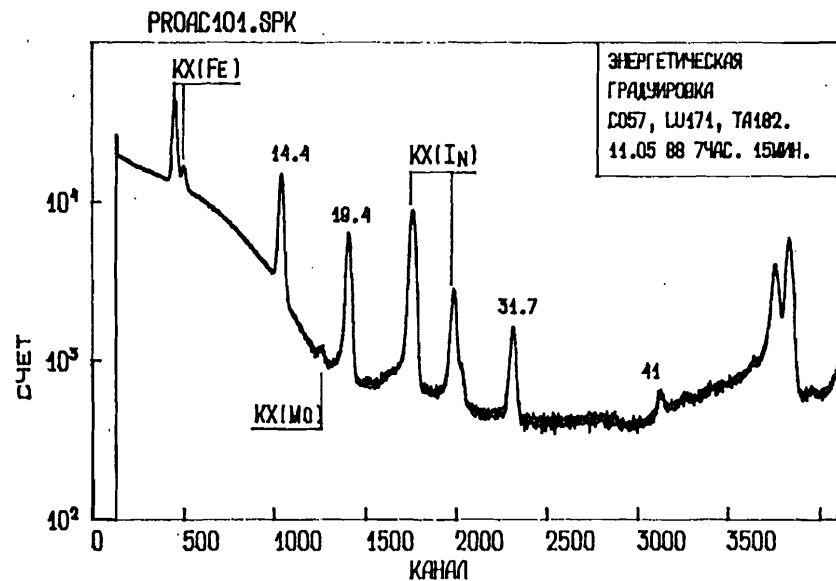


Рис. 2

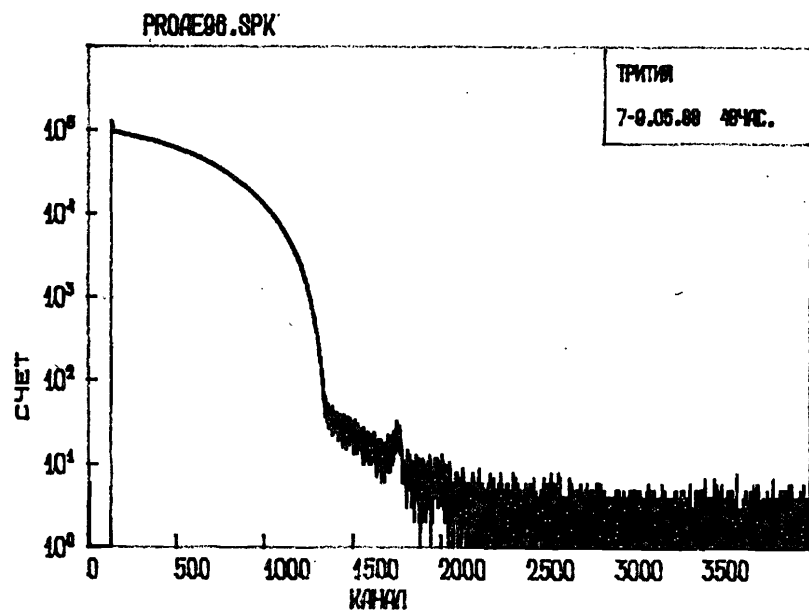


Рис. 3

2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Энергетическая градуировка

В работах ^{1,2/} для энергетической градуировки использовались КХ-лучи Co, Mo и Ag. Энергии КХ-лучей известны с достаточной точностью, но определенную проблему точности энергетической градуировки представляют неразрешаемые рентгеновские дублеты, т.к. в этом случае требуется достаточно сложная модель формы линии. В последней работе Симпсона^{5/} наряду с калибровкой по КХ-лучам проводилась градуировка по γ -лучам 14,4 кэВ /источник ^{57}Co / и Ka_1 -, Ka_2 -лучам Pd. По сравнению с предыдущими результатами^{1/} граничная энергия бета-спектра увеличилась на 13 эВ. В настоящей работе линейная градуировка проводилась по линиям 14,4 кэВ ^{57}Co , 19,4 кэВ ^{171}Lu и 31,7 кэВ ^{182}Ta . Энергия перехода 14,4 кэВ ^{57}Co и 31,7 кэВ ^{182}Ta измерена на КДГС достаточно точно^{17/}, тогда как подобных измерений перехода 19,4 кэВ ^{171}Lu нет. В имеющихся измерениях^{18-20/} существует разброс в 15 эВ, хотя есть измерение^{18/} с точностью 1 эВ, проведенное на Ge(Li)-детекторе. Для уточнения энергии перехода 19,4 кэВ ^{171}Lu был проведен отдельный эксперимент на электростатическом бета-спектрометре ESA-50^{21/} по измерению L- и M-электронов внутренней конверсии /см. Приложение А/. Полученная в эксперименте энергия перехода 19,4 кэВ ^{171}Lu равна

$$E_{\gamma} = 19,394(2) \text{ кэВ.} \quad /8/$$

Это значение энергии использовалось при градуировке в наших измерениях. Энергии других калибровочных линий^{17/}:

$$E(14,4 \text{ } ^{57}\text{Co}) = 14,4130 \text{ кэВ, } E(31,2 \text{ } ^{182}\text{Ta}) = 31,7378 \text{ кэВ.}$$

Вначале, при проведении предварительных серий измерений, положение реперных пиков определялось после того, как из суммарного спектра $X + \gamma + \beta$ был вычтен β -спектр трития. По результатам обработки предварительных серий измерений оптимизировались параметры электронного тракта, определялись условия измерений и отлаживалась процедура статистической обработки. Оказалось, что использование для градуировки линий калибровочного спектра, полученного после вычитания бета-спектра трития и спектра без вычитания, дает идентичные результаты /положение пиков изменяется не более чем на 2 эВ/. Поэтому в дальнейшем для энергетической градуировки использовался суммарный спектр. Были проведены линейные градуировочные кривые для всех трех реперов и для двух пар 14,4-19,4 кэВ и 14,4-31,2 кэВ. Для градуировки во всех случаях использовались /как независимые/ результаты положения реперных линий, полученных до и после измерения спектра трития.

Для учета возможных систематических погрешностей и нелинейности усилительного тракта часть измерений была проведена с другим усилителем. Процедура градуировки и обработки этих серий осталась неизменной и результаты обработки вошли в табл. 1.

Стандартное отклонение для линейной энергетической зависимости, проведенной по калибровочным точкам, было всегда не более 2 эВ.

2.2. Определение приборной формы линии

Приборная форма линии для обработки непрерывного бета-спектра определялась одновременно с градуировкой при обработке линий ^{57}Co , ^{171}Lu и ^{182}Tl . Основной целью исследования ПФЛ являлось определение энергетической зависимости ее формы и ширины. Использовалась ПФЛ в виде суммы двух гауссианов: основного и сателлитного, описывающего асимметричную часть линии.

По результатам исследования ПФЛ /см. Приложение Б/ не было обнаружено существенной зависимости параметров сателлитного пика от энергии в диапазоне 14,4-31,7 кэВ. Эти параметры следующие:

$d_a = 0,139$ - отношение амплитуд сателлитного и основного гауссианов,

$d_x = 275$ эВ - расстояние между сателлитным и основным гауссианами,

$d_\sigma = 1,589$ - отношение ширин гауссианов.

С этими значениями параметров проводилась обработка градуировочных спектров и обработка бета-спектра трития. Отметим, что ширина ПФЛ слабо возрастает с увеличением энергии / ~ 12 эВ в диапазоне от 14,5 до 22,7 эВ/. Мы аппроксимировали эту зависимость прямой линией.

2.3. Статистическая обработка результатов измерений

Была принята следующая модель обработки: для полученных по данным энергетической градуировки значений энергии вычислялась сумма теоретического бета-спектра и линейного фона. Теоретический бета-спектр представлял собой свертку функции

$$S(E) = AF(Z, E) pE(E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2} + B(E) \quad /9/$$

с приборной формой линии. Здесь A - нормировочный множитель, p и E - импульс и энергия электрона, m_ν - масса антинейтрино, E_0 - граничная энергия бета-спектра /если $m_\nu = 0/$, $B(E)$ - фон.

Функция Ферми $F(Z, E)$, описывающая взаимодействие электрона с полем ядра, как и в ^{1/}, выбрана в виде

$$F(Z, E) = \frac{x}{1 - e^{-x}} [1,002037 - 0,001427 \frac{v}{c}], \quad /10/$$

где $x = \frac{2\pi Z\alpha}{v/c}$, Z - заряд дочернего ядра, v/c - скорость β -частицы, α - постоянная тонкой структуры.

Таким образом, модель для обработки бета-спектров содержала 6 параметров:

$\theta_1 = E_0$ - граничная энергия бета-спектра,

$\theta_2 = m_\nu$ - масса антинейтрино,

$\theta_3 = \sigma$ - параметр ПФЛ,

$\theta_4 = A$ - нормировочный множитель,

$\theta_5 = B_0$ } параметры фона $B = B_0 + B_1 \cdot (E - E_{\min})$.

$\theta_6 = B_1$ }

Эти параметры являлись свободными, хотя чаще всего параметр θ_3 фиксировался на основании данных градуировочных измерений. Фиксировался и параметр $\theta_2 = 0$. Кроме того, в модель входили 6 известных параметров:

$\alpha_1 = E$ - левая граница измеряемого участка спектра,

$\alpha_2 = \Delta$ - цена канала,

$\alpha_3 = \sigma_{\text{lin}}$ - коэффициент энергетической зависимости $\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_{\text{lin}} (E - E_{\min})$,

$\alpha_4 = d_a$ }

$\alpha_5 = d_x$ }

$\alpha_6 = d_\sigma$ }

- параметры ПФЛ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения бета-спектра проводились в течение 3 месяцев. Всего проведено более 100 серий измерений. Как уже говорилось, серии с измерениями чистого бета-спектра трития чередовались с градуировочными сериями. Первые 50 серий носили подготовительный характер, по результатам их обработки оптимизировались

параметры электронного тракта, определялись условия измерений и отлаживалась процедура статистической обработки. После предварительных измерений были проведены рабочие серии измерений.

Результаты измерений каждой серии проходили через следующие этапы обработки. Набранный в МАА спектр /4096 каналов/ передавался в компьютер, где определялись параметры градуировочных линий /положение и ширина пика/, после чего и проводилась линейная градуировка по двум, либо трем реперам. Полученные зависимости $E(N)$ и $\sigma(N)$ использовались для обработки бета-спектра трития.

Результаты обработки 20 рабочих серий приведены в табл.1. При обработке предполагалось, что параметры сателлитного пика в функции отклика при градуировке и обработке бета-спектра не изменяются. Обработка бета-спектра проводилась при фиксированных значениях параметров $m_{\nu} = 0$, $\sigma = 0,169$ кэВ и линейной градуировке, проведенной по 3 реперам. Значение σ получено в результате усреднения значений $\sigma(E_s)$, где E_s /18,6 кэВ/ - середина обрабатываемого участка спектра. Диапазон обрабатываемого аппаратного спектра составлял 14,5÷22,7 кэВ /600 каналов/, что позволило достаточно достоверно определить параметры фона. Отсутствие каких-либо систематических тенденций в графиках нормированных отклонений говорит о правильности модели обработки /так же как и близкие к 1 значения приведенного критерия χ^2/Nd /.

3.1. Влияние фона и способов калибровки на результаты

Приведенные в табл.1 результаты получены при свободных параметрах фона. Для оценки правильности такой процедуры обработки параметры фона были определены в каждой серии отдельно на участке 19,5÷22,7 кэВ, и обработка спектров трития была проделана с фиксированными значениями этих параметров. Это привело к небольшому увеличению приведенного критерия χ^2 и увеличению энергии E_0 на 5 эВ, что указывает на возможное отличие формы фона от линейной в диапазоне 14,5÷22,7 кэВ. На это указывает результат обработки участка спектра в диапазоне 14,5÷17,9 кэВ с теми же фиксированными значениями фона - при этом E_0 уменьшилось на 3 эВ /соответственно, стало отличаться от результата в диапазоне 14,5÷22,7 кэВ на 8 эВ/ и увеличилось значение приведенного χ^2 . Обработка бета-спектров с экспоненциальной формой фона уменьшила значение E_0 на 8 эВ по сравнению с линейной и увеличила значение приведенного χ^2 . При всех этих обработках, с различными предположениями о форме фона, изменялось значение параметра $\theta_4 = A /см. /9/$ и /11//. Если значе-

Таблица 1

Граничные энергии E_0 для тритиевого спектра. Приводятся также значения χ^2 на одну степень свободы

Серия	E_0 /кэВ/	ΔE_0 /кэВ/	χ^2
1	18,577	0,007	1,037
2	18,581	0,006	1,108
3	18,568	0,007	0,987
4	18,569	0,006	1,041
5	18,559	0,009	1,052
6	18,577	0,006	1,102
7	18,560	0,009	1,108
8	18,572	0,007	1,177
9	18,568	0,006	1,069
10	18,580	0,006	1,013
11	18,583	0,004	1,044
12	18,578	0,005	1,037
13	18,573	0,006	1,114
14	18,566	0,007	1,192
15	18,584	0,007	1,016
16	18,579	0,007	1,015
17	18,577	0,006	1,119
18	18,578	0,008	1,062
19	18,584	0,007	1,017
20	18,566	0,007	1,103

Среднее /18576±2/ эВ.

ние параметра θ_4 зафиксировать, то значение E_0 при различных предположениях о фоне изменяется не более чем на 3 эВ. По этим соображениям мы остановились на линейной форме фона, при свободных параметрах фона при фитировании. Оценка погрешности определения E_0 в зависимости от фона 3 эВ.

Аналогичным образом определялось влияние способа энергетической градуировки на обработку. Для этого бета-спектры были переобработаны с учетом данных градуировки по 2 реперам: 14,4 и 19,4 кэВ, а также 14,4 и 31,7 кэВ. Результат по сравнению с градуировкой по 3 реперам изменился на 0,4 и -2,1 эВ соответственно. Можно считать, что точность градуировки ~2 эВ.

3.2. Влияние параметров ПФЛ на полученный результат

Для оценки разброса результатов, связанного с тем, что при обработке фиксировалось значение параметра $\theta_3 = \sigma$ при $E = 18,6$ кэВ, бета-спектры трития были переобработаны со значениями σ при 14,5 и 22,7 кэВ. Полученное смещение E_0 при этом составило - 0,8 и 1,1 эВ соответственно.

Для оценки влияния асимметрии ПФЛ на оценку E_0 спектры были переобработаны с симметричной ПФЛ без сателлитного пика. Оценка E_0 уменьшилась при этом на 11 эВ. Однако это смещение не учитывалось при окончательной оценке ошибок по описанным выше соображениям.

Затем была оценена правильность применения приближения, в котором параметры сателлитного пика не зависят от энергии. Для этого обработка градуировочных линий производилась со свободными параметрами d_a , d_x и d_σ , а для обработки бета-спектра трития использовались средние значения этих параметров, определенные для $E_\gamma / 14,4$ кэВ / ^{57}Co . При этом незначительно изменились градуировочные коэффициенты и значения параметра E_0 . Обработка бета-спектров в этом приближении дала значение $E_0 = 18577,0(1,8)$ эВ.

С учетом всех возможных систематических ошибок полученная оценка граничной энергии бета-спектра трития равна

$$E_0 = (18576 \pm 5) \text{ эВ.} \quad /12/$$

С учетом энергии отдачи ядра разность масс атомов $^3\text{H} - ^3\text{He}$ равна

$$\Delta M(^3\text{H} - ^3\text{He}) = (18579 \pm 5) \text{ эВ,} \quad /13/$$

что согласуется с измерениями бета-спектра трития в полупроводниковых детекторах /1,2,5/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы находятся в согласии с калориметрическими экспериментами /1,2,5/ тогда как с результатами других типов экспериментов /3,4,6-12, 15, 16/ есть расхождения.

Примененный в настоящей работе метод анализа отличается от того, каким пользовались в работах с фокусирующими спектрометрами /3,4,6-9, 15, 16/. Там измеряется очень небольшая область вблизи граничной энергии, где изучается форма бета-спектра, причем здесь очень важную роль играет разрешение. В данной работе по значительной части бета-спектра определяется ожидае-

мый вид спектра вблизи граничной энергии, так что можно примириться с более худшим разрешением. Конечно, и здесь лучшее разрешение было бы полезно.

По-видимому, не случайным является и то обстоятельство, что все граничные значения энергии бета-спектра трития 3,9,15,16 группируются вблизи друг друга, чего нельзя сказать о разности масс $^3\text{H} - ^3\text{He}$. Это говорит о том, что в некоторых экспериментах есть неучтенные систематические погрешности, имеющие неизвестную пока причину.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Изотоп ^{171}Lu был получен при облучении танталовой мишени на фазотроне ЛЯП ОИЯИ протонами с энергией 640 МэВ. Выделенный ^{171}Lu с помощью электролиза наносился на тантал. Рабочие источники изготавливались путем испарения в вакууме при $T = 1700^\circ\text{C}$ на подложку из алюминия. Всего изготовлено 3 рабочих источника с активностью $30 \div 90$ мкКи. Аналогично изготавливались и градуировочные источники ^{57}Co .

Измерения проводились при энергетическом разрешении спектрометра 7 эВ.

Всего проведено 5 серий измерений L-линий и 3 серии измерений M-линий, а также 4 серии градуировочных измерений K-, L- и M-линий перехода 14,4 кэВ ^{57}Co . По полученным энергиям конверсионных линий с помощью энергий связи ^{171}Lu вычислены значения энергии перехода 19,4 кэВ /табл.2/.

Таблица 2

Результаты измерений энергий электронов внутренней конверсии перехода 19,4 кэВ ^{171}Lu

Линия	E_e , эВ	$E_{св}$, эВ ^{171}Lu	E_γ , эВ
L1	8906,29(10)	10486,4	19394,69(11)
L2	9416,14(13)	9978,2	19394,34(13)
L3	10451,08(16)	8943,6	19394,68(16)
M1	16997,57(80)	2398,1	19395,67(80)
M2	17219,76(56)	2173,0	19392,76(56)
M3	17445,46(63)	1949,8	19395,26(63)
M4	17820,46(35)	1576,8	19397,26(35)
M5	17868,13(13)	1527,8	19395,93(15)

Среднее $E_\gamma = 19394,2(5)$ кэВ.

Для контроля возможных систематических ошибок, связанных с различием работы выхода рабочего и калибровочного источников, были проведены измерения М-линии 8,4 кэВ Yb, накопившегося в одном из источников при распаде ^{169}Lu . Полученная с помощью этих измерений энергия перехода отличается от данных КДГС не более чем на 0,7 эВ.

С учетом возможных систематических смещений и погрешностей энергий связи полученная в эксперименте энергия перехода 19,4 кэВ ^{171}Lu равна

$$E = 19,394(2) \text{ кэВ.}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Основной целью исследования ПФЛ являлось определение энергетической зависимости ее формы и ширины. Для контроля правильности подгонки ПФЛ по γ -линиям с полученными значениями параметров обрабатывались КХ-дублиты In.

Сначала в качестве модели ПФЛ использовалась функция Гаусса. Хотя при этом получались удовлетворительные результаты при обработке одиночных линий, сколько-нибудь приемлемо обработать КХ-дублиты не удалось /большие ошибки получаемых параметров, нет согласия с табличными данными, большое значение приведенного критерия χ^2 /. В дальнейшем использовалась приборная форма линии в виде суммы двух гауссианов - основного и сателлитного, описывающего асимметричную часть линий:

$$F(x) = Ad_a \exp\left[-\frac{(x - (x_0 - d_x))^2}{(\sigma d_\sigma)^2}\right] + A \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad /14/$$

где A , x_0 и σ - амплитуда, положение и ширина основного пика, а параметры d_a , d_x и d_σ характеризуют сателлитный пик. С помощью функции /14/ хорошо описывались как одиночные гамма-линии, так и КХ-дублиты In. Например, для одной из рабочих серий отношение площадей Ka_1 - и Ka_2 -линий для In равно $0,542 \pm \pm 0,049$ /табличное значение $0,533^{/19/}$ /, расстояние между линиями Ka_1 и Ka_2 равно $/220 \pm 27/$ эВ, при табличном значении 207 эВ^{/197}, энергии линий $/23,988 \pm 24/$ эВ и $/24,208 \pm 13/$ эВ при табличном значении 24,002 эВ и 24,2097 эВ^{/19/}.

Из этого был сделан вывод, что ПФЛ принципиально асимметрична. Причина асимметрии, скорее всего, связана с неполным собиранием заряда в ППД, и должна наблюдаться как для γ -, так и для β -излучения в детекторе. В работе^{/5/} Симпсон пытается

объяснить наблюдаемую асимметрию ПФЛ для КХ- или γ -лучей комптоновским рассеянием, которого нет для β -электронов, в связи с чем при обработке β -спектра необходимо использовать симметричную ПФЛ /это приводит, по его данным, к изменению E_0 на 2,5 эВ/. Этот вывод, однако, опровергается его же результатами из ранней работы^{/1/}, где приводятся параметры ПФЛ до и после отжига детектора /табл.3/. Видно, что асимметрия существенно уменьшается после отжига детектора. Для сравнения в табл.3 приведены параметры ПФЛ в нашем эксперименте.

Таблица 3

Параметры приборной линии для модели^{/1/}

$$F(x) = h_1 \exp\left[-(x - s_1)^2 / 2\sigma_1^2\right] + h_2 \exp\left[-(x - s_2)^2 / 2\sigma_2^2\right]$$

	$\sigma_1, \text{эВ}$	h_1/h_2	$\sigma_2, \text{эВ}$	$s_1 - s_2, \text{эВ}$
Данные для КХ (Mo):				
до отжига	123	0,348	215	129
после отжига	134	0,013	405	149
Настоящая работа				
$E_\gamma = 19,4 \text{ кэВ}$	169	0,11-0,15	320-396	240-300

По результатам обработки 20 серий не было обнаружено существенной зависимости параметров сателлитного пика от энергии в диапазоне 14,4-19,4 кэВ. В результате усреднения получены следующие значения этих параметров:

$$d_a = h_1/h_2 = 0,139, \quad d_x = (s_1 - s_2) = 275 \text{ эВ}, \quad d_\sigma = \sigma_1/\sigma_2 = 1,589.$$

С этими значениями параметров проводилась обработка градуировочных спектров и обработка бета-спектра трития.

ЛИТЕРАТУРА

1. Simpson J.J. - Phys.Rev., 1981, v.23D, p.649.
2. Дербин А.В., Попеко Л.А. - ЯФ, 1983, т.38, с.1105.

3. Козик В.С., Любимов В.А. и др. - ЯФ, 1980, т.32, с.301.
4. Boris S. et al. - Phys.Rev., 1987, v.58, p.2019.
5. Simpson J.J., Dixon W.R., Storey R.S. - Phys.Rev., 1985, v.31C, p.1891.
6. Fritsch M. et al. - Phys.Lett., 1986, v.173B, p.485.
7. Bergkvist K.E. - Nucl.Phys., 1972, v.39B, p.317.
8. Wilkerson J.F. et al. - Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.2023.
9. Kawakami H. et al. - J.Phys.Soc.Jap., 1988, v.57, p.2873.
10. Smith L.G., Koets E., Wapstra A.H. - Phys.Lett., 1981, v.102B, p.114.
11. Николаев Е.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.441.
12. Lippmaa E. et al. - Phys.Rev.Lett., 1985, v.54, p.285.
13. Липпмаа Э.Т. и др. - ДАН СССР, 1985, т.282, с.308.
14. Audi G., Graham R.L., Geiger J.S. - Z.Phys., 1985, v.312A, p.533.
15. Антюхов В.А. и др. - ОИЯИ, P10-87-688, Дубна, 1987.
16. Василев Д. и др. - ОИЯИ, P10-84-860, Дубна, 1984.
17. Lederer C.M., Shirley V.S. - Table of Isotopes. New York, 1978, 7th ed.
18. Бацев С. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.697.
19. Kaye G. - Nucl.Phys., 1966, v.86, p.241.
20. Адам И. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.318.
21. Vylov Ts. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, 221, p.547.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1988 года.

Бруданин В.Б. и др.

P6-88-936

Измерение граничной энергии бета-спектра трития, внедренного в полупроводниковый детектор

Произведены измерения бета-спектра трития, внедренного в Si(Li)-детектор с целью определения граничной энергии спектра E_0 /и/или разности масс ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$ ΔM , отличающейся в такой постановке эксперимента от E_0 на величину энергии отдачи ядра ~ 3 эВ/. Впервые для градуировки спектрометра использованы гамма-кванты с энергиями 14,4 кэВ (${}^{57}\text{Co}$), 19,4 кэВ (${}^{171}\text{Lu}$) и 31,7 кэВ (${}^{182}\text{Ta}$) /ранее в аналогичных экспериментах с этой целью применялись КХ-лучи, Cu, Mo, Ag и др./, что позволило более корректно определить параметры приборной формы линии и провести энергетическую калибровку. С учетом всех возможных систематических погрешностей получено $E_0 = 18576 \pm 5$ эВ, что согласуется с данными других "калориметрических" экспериментов. Различие в ΔM с данными экспериментов, выполненных на магнитных и электростатических спектрометрах, по-прежнему сохраняется и имеет пока невыясненную природу, по-видимому, систематического характера.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ,

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Brudanin V.B. et al.

P6-88-936

Measurement of Beta-Spectrum Boundary Energy of Tritium Introduced In a Semiconductor Detector

The beta-spectrum of tritium introduced in a Si(Li)-detector in order to find the spectrum boundary energy E_0 (and/or the ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$ mass difference ΔM , which differs from E_0 by the value of the recoil nucleus energy ~ 3 eV in an experiment like this) was measured. For the first time gamma-quanta of energy 14.4 keV (${}^{57}\text{Co}$), 19.4 keV (${}^{171}\text{Lu}$) and 31.7 keV (${}^{182}\text{Ta}$) were used to calibrate the spectrometer (earlier this was done by means of KX-rays, Cu, Mo, Ag, etc. in similar experiments). This allowed more correct determination of the response function parameters and energy calibration. All possible systematic errors taken into account, $E_0 = 18576 \pm 5$ eV, which agrees with the data of other "calorimetric" experiments. The difference in ΔM with the data of the experiments carried out on the magnetic and electrostatic spectrometers still remains, and its nature, probably of the systematic character, is not clear yet.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988