

539.1
В 85

МОСКОВСКИЙ
ОРДENA ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. А. Любимов

Всесоюзная школа по теоре-
тической ядерной физике, ХИФ

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ У НЕЙТРИНО
МАССА ПОКОЯ?

(эксперимент ИТЭФ по измерению
 β -спектра трития)

МОСКВА 1981

539.1
B 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.А. Любимов

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, ХII-я.

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ У НЕЙТРИНО
МАССА ПОКОЯ?
(эксперимент ИТЭФ по измерению
 β -спектра трития)

Текст лекций

Москва 1981

539.12

УДК 539.12

Любимов В.А. Существует ли у нейтрино масса покоя?
Текст лекций. - М.: Изд. МИФИ, 1981, 28 с.

На тороидальном спектрометре ИТЭФ осуществлены с высокой статистической точностью измерения β -спектра трития, включенного в молекулу валина.

Результаты дают указание на существование у нейтрино массы покоя, отличной от нуля.

(С) Московский инженерно-физический институт, 1981 г.

Редактор Е.Н. Кочубей
Техн. редактор Н.М. Генкина
Корректор Т.В. Ставерова

Л - 86141
Формат 60x84 1/16
Тираж 800 экз.

Подписано в печать 4/5-81г.
Объем 1,75 п.л. Уч.-изд.л. 1,3
Цена 7 коп. Изд. № 043-1
Заказ № 613

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1

ВВЕДЕНИЕ

В 1930 г. "на кончике пера" Вольфганга Паули родилась самая загадочная частица в странном, но вместе с тем очаровательном (и красивом) семействе элементарных частиц – нейтрино.

Эксперименты показывали, что электроны, испускаемые при радиоактивном распаде ядер, называемом β -распадом, имели непрерывный спектр. Это было удивительно, поскольку энергия

β -распада, равная разности масс материнского и дочернего ядер имела определенную величину. Однако лишь граничная энергия спектра β -электронов соответствовала энергии β -перехода. Происходило видимое нарушение закона сохранения энергии при β -распаде. Кроме того, нарушалась и статистика, поскольку спины ядер целочисленны (статистика Бозе-Эйнштейна), а вылетающий при β -распаде электрон имеет спин 1/2 (подчиняется статистике Ферми). Дебай так комментировал это досадное обстоятельство: "Об этом лучше не думать вовсе... как о новых налогах". Но Паули задумался..... Предположив, что при β -распаде наряду с электроном образуется нейтрино – нейтральный фермион (частица со спином 1/2) с исчезающей малой (а возможно и равной нулю) массой, Паули спас закон сохранения энергии и статистику. С самого начала нейтрино было задумано как неуловимая частица. Однако едва ли кто-нибудь мог предположить, что понадобиться около 30 лет, чтобы обнаружить эту частицу экспериментально, но . Лишь в конце 50-х годов Райнесу и Коуэну [1] удалось зарегистрировать антинейтрино от реактора в процессе, обратном β -распаду. Оказалось, и это был первый сюрприз, что нейтрино исключительно слабо взаимодействует с веществом . Однако главная Загадка нейтрино – это ее масса покоя. Обречены ли нейтрино на "вечное движение" со скоростью света или могут "отдохнуть" и "успокоится", зависит от того, конечна или равна нулю их масса покоя.

Попытки оценить массу покоя нейтрино экспериментально предпринимались уже давно. Прямым методом определения массы нейтрино является исследование формы β -спектра. При

конечной массе нейтрино происходит изменение формы спектра: у границы β -спектр изгибаются и укорачиваются как раз на величину массы нейтрино. Чем короче сам β -спектр, тем меньше искажения, получаемые при измерениях из-за аппаратуры погрешностей. Поэтому β -распад трития с граничной энергией 18,6 кэВ стал классическим объектом исследования для оценки массы нейтрино.

Одна из первых работ была осуществлена Ханна и Понте-корво в конце сороковых годов [2]. Это очень простой эксперимент: газообразным тритием заполнялся пропорциональный счетчик и непосредственно по амплитуде счетчика можно было получить спектр трития, определить его форму, граничную энергию и соответственно дать предел на массу нейтрино. Предел определялся разрешением. В этой работе было получено ограничение на массу нейтрино около одного килоэлектронвольта. Дальнейшее продвижение в определении предела массы нейтрино в последующих работах было связано с улучшением разрешения. Экспериментальным методом, наиболее удобным для этой цели, послужило использование магнитных β -спектрометров, которые позволили существенно улучшить разрешающую способность. Рекордный результат был получен в 1972 году в работе Берквиста [3]. С магнитным спектрометром, имеющим разрешение около 50 эВ на конце β -спектра, был получен предел на массу нейтрино – 55 эВ с 90%-ным уровнем достоверности.

Однако во всех этих работах речь шла о получении верхнего предела на массу нейтрино. Вопрос о конечности массы нейтрино оставался открытым. И вот недавно в ИТЭФ В.А.Любимовым, Е.Г. Новиковым, В.З.Нозиком, Е.Ф.Третьяковым и В.С. Козиком был завершен цикл прецизионных измерений β -спектра трития, включенного в молекулу валина [4]. Из анализа полученных данных было получено указание на ненулевое значение массы нейтрино.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

1. Оптика спектрометра

β -спектрометр ИТЭФ – спектрометр нового типа – безжелезный, с торOIDальным магнитным полем (Е.Ф. Третьяков,

1973) [5]. Принцип тороидальных фокусирующих систем, магнитное поле которых создается внутри тела вращения, образованного токовыми витками специальной формы, предложен В.В. Владимирским и др. в 50-х годах [6]. Третьяков обратил внимание [7], что прямолинейный проводник с током обладает фокусирующей способностью для частиц, испускаемых перпендикулярно к оси вращения. Структура фокусировки в такой системе является периодической (рис.1.). Этот принцип положен в основу спектрометра ИТЭФ.

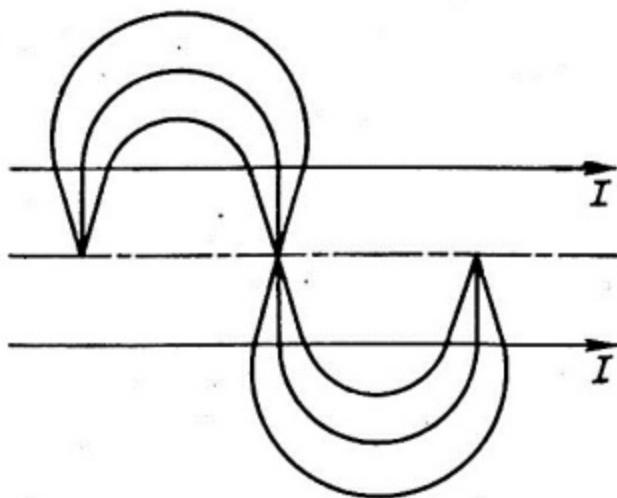


Рис.1. Фокусировка в магнитном поле прямолинейных токовых проводников

Схема спектрометра приведена на рис.2. β -электрон, испущенный из источника, совершает четыре отклонения в магнитном поле (поворот на 720°), прежде чем попадает в детектор. Спектрометр имеет большой телесный угол захвата частиц: фокусировка осуществляется в пределах $\pm 7,5^\circ$ (от нормали) и $2 \times 120^\circ$ в азимутальных углах. Оптическое разрешение определяется главным образом дисперсией, и для источника и щели детектора с размерами 2,7 мм (по Z) составляет $\Delta P/P = 0,12\%$ (или 45 эВ на конце β -спектра трития). Однако размер фокальной плоскости спектрометра, т.е. области, в пределах которой осуществляются условия фокусировки без заметной потери разрешения, невелик: $\sim 20 \times 20 \text{мм}^2$.

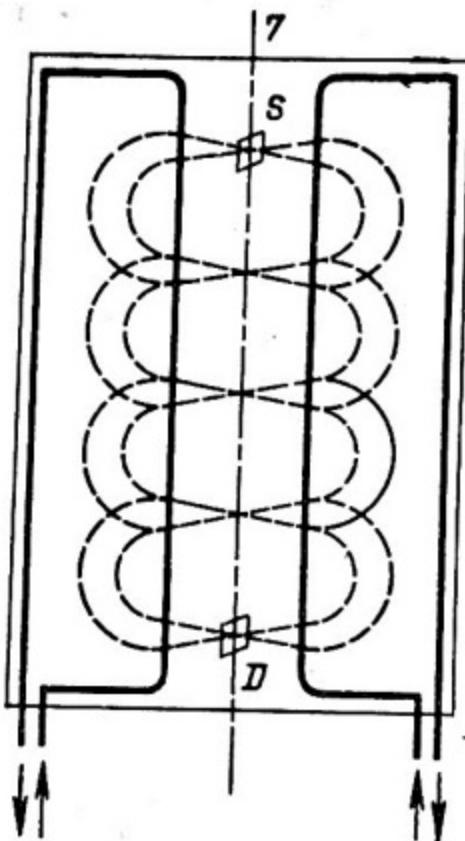


Рис. 2. Принципиальная схема спектрометра ИТЭФ (стрелками указаны направления токов в витках, пунктиром - траектории электронов; S - источник; D - детектор).

2. Источник

Источник двусторонний. Рабочим веществом источника был валин ($C_5H_{11}NO_2$), обогащенный тритием: 2 атома T на молекулу валина. Тритированный валин наносился на Al подложку ($2,8 \text{ (по } Z \text{) } \times 20 \text{ мм}^2$) испарением в вакууме. Удельная активность источника $\sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}/\text{см}^2$. Толщина $2 \text{ мкг}/\text{см}^2$. При такой толщине ($\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$) разность потенциалов, возникающая из-за β -распада, пренебрежимо мала ($< 10^{-3} \text{ В}$).

Для увеличения светосилы использовано 9 таких источников, расположенных по оси Z с шагом 3 мм (таким образом, использована вся разрешенная фокальная плоскость $20 \times$

х 27 мм^2). На источники поданы дополнительные корректирующие потенциалы (метод Бергквиста [3]), так, чтобы от разных источников осуществлялся сбор электронов на одну и ту же щель детектора.

3. Детектор.

В первой части измерений, опубликованных в 1976 г. [8], в качестве детектора использовался счетчик Гайгера (давление 120 мм рт.ст., толщина пленки входного окна $\delta = 75 \text{ мкг/см}^2$). В последующем – пропорциональный счетчик (давление 750 мм рт.ст., $\delta = 150 \text{ мкг/см}^2$) и пропорциональная камера (с 3 сигнальными нитями). Амплитудная информация от пропорционального детектора позволила сократить фон (почти на порядок величины). Применение пропорциональной камеры позволило использовать всю фокальную плоскость и за одну экспозицию набирать статистику в трех точках по энергии.

4. Фон

Следствием конструктивных особенностей спектрометра (поворот траектории электронов на 720°) и применения пропорциональных детекторов явились следующие особенности фона:

1) низкий уровень (~внешнего (космического)) фона:
0,03 \pm 0,05 соб/с;

2) независимость фона Φ от тока в спектрометре I :

$$\Phi(I) = \Phi \cdot (1 + \alpha I),$$

где $\alpha \cdot \Delta I$ (в рабочем диапазоне) = $(-0,2 \pm 1)\%$;

3) независимость фона от наличия источника.

В процессе работы за счет загрязнения спектрометра три-тием уровень фона постоянно увеличивался. Однако переход на пропорциональные детекторы позволил опять свести фон до минимального (внешнего) уровня.

На рис.3 для сравнения показаны спектры, снятые на спектрометрах Бергквиста и ИТЭФ. При приблизительно равных интенсивностях счета в спектре фон в спектрометре ИТЭФ в ~ 15 раз меньше.

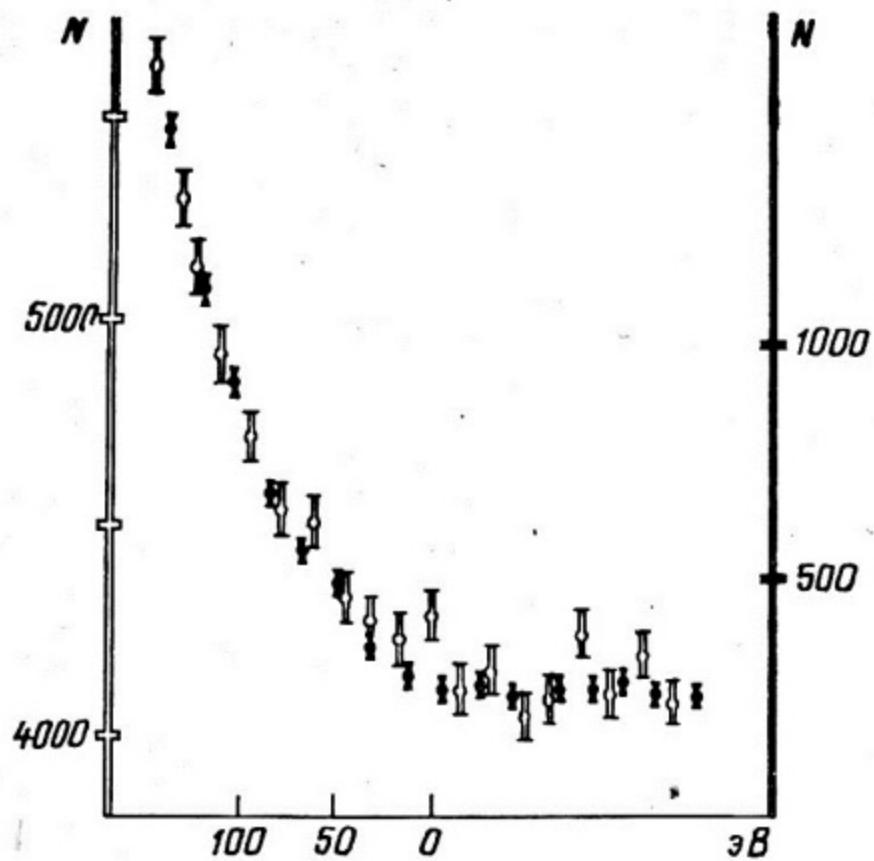


Рис. 3. Участок β -спектра трития, измеренный в спектрометрах Бергквиста (светлые точки и светлая шкала) и ИТЭФ (черные точки и черная шкала)

5. Калибровка

Калибровка осуществлялась на линиях электронов внутренней конверсии от ^{169}Yb , который тонким слоем ($\sim 0,2 \text{ мкг/см}^2$) наносился на подложки из Ar , такие, как и в рабочем источнике. Линии конверсии в ^{169}Yb много в интервале 10–60 кэВ. Для калибровки использованы линии от $E_{\gamma'} = 20,75 \text{ кэВ}$, которые перекрывают рабочий диапазон 18–18,7 кэВ. Точность калибровки: 2 эВ.

Относительные ширины линий определяются оптикой и не зависят от энергии в интервале 10–60 кэВ, но по своей форме линии при малых энергиях различаются: сказывается влияние ионизационных потерь в веществе и влияние подложки. На

рис. 4 показаны L_I и M_{II} линии χ -перехода 20,75 кэВ. Спектры двух линий, совпадая по ширине, различаются на хвостах. Различие соответствует разнице в энергии ~ 8 кэВ. Для рабочего диапазона 0,7 кэВ это различие на порядок величины меньше и несущественно для последующего анализа. Указанное различие – верхний предел для влияния подложки.

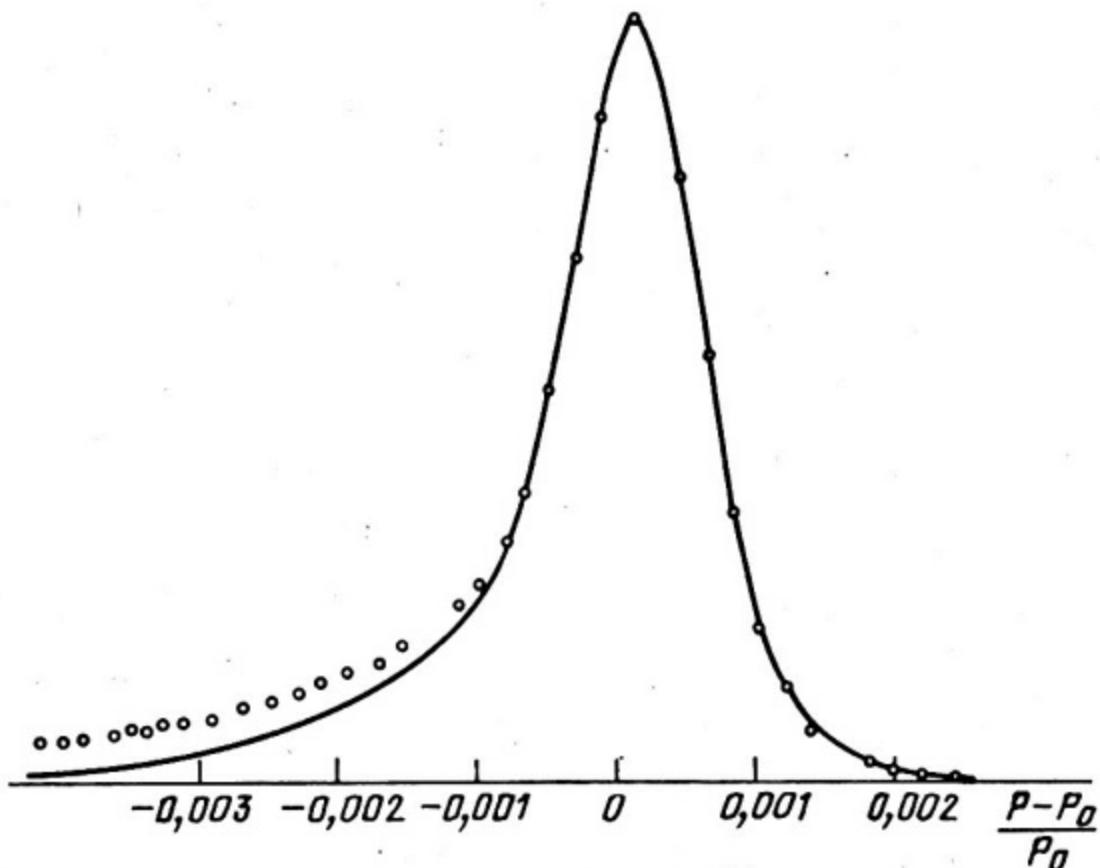


Рис.4. Сравнение формы линии L_I и M_{II} электронов конверсии от ^{169}Yb ($E_\gamma = 20,75$ кэВ); светлые кружочки – L_I ($E_{L_I} \approx 10$ кэВ); сплошная линия – M_{II} ($E_{M_{II}} \approx 18,6$ кэВ).

6. Дрейф установки

Во время рабочей экспозиции для контроля стабильности работы спектрометра один раз в сутки измерялась форма линии M_I (18,4 кэВ) калибровочного источника ^{169}Yb , покрытого слоем половинной толщины (по отношению к рабочему источнику) тритированного валина.

На рис.5 приведена линия, усредненная за 8 дней экспозиции (время одной "стандартной" серии).

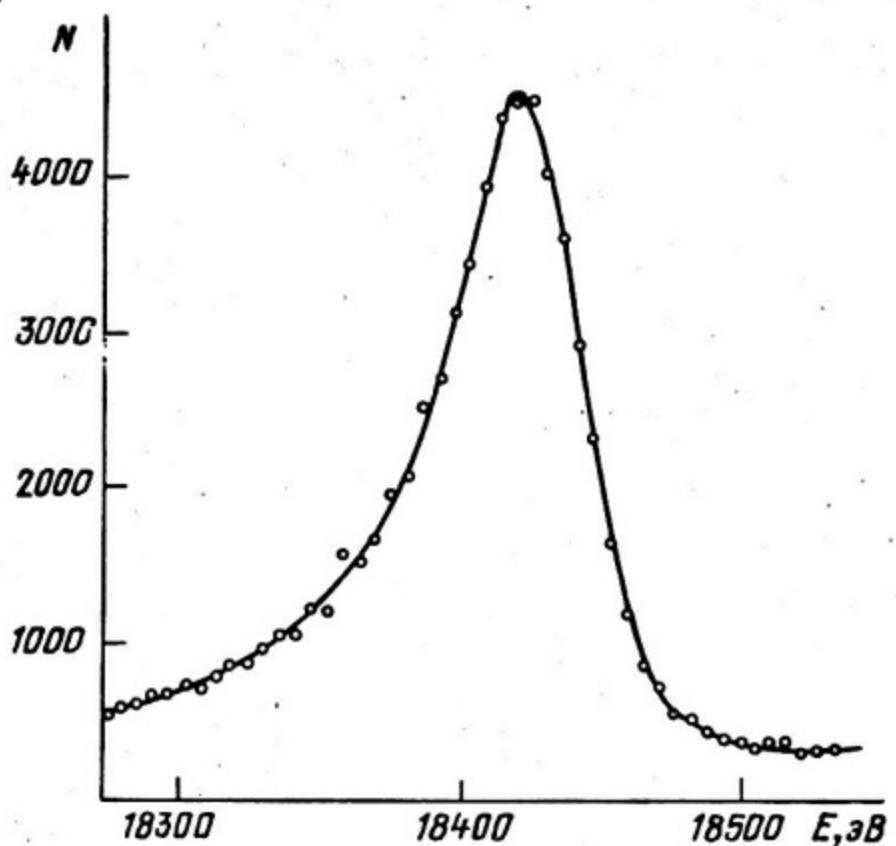


Рис. 5. Форма линии ($M_1, E_{M_1} \approx 18,4$ кэВ) от калибровочного источника в процессе экспозиции одной серии (точки — линия, измеренная в первый день экспозиции; сплошная кривая — линия, усредненная за 8 суток экспозиции)

Таким образом, форма линии не меняется в процессе много-дневной экспозиции. Среднеквадратичная флуктуация положения пика дает ошибку в энергии $\sim 0,5$ эВ.

7. Полная функция разрешения с рабочим источником

Важным моментом данной работы было экспериментальное определение полной функции разрешения R , обусловленной оптическим разрешением спектрометра, с одной стороны, и

искажениями, связанными с прохождением электронов в рабочем источнике, с другой. Знание R имеет принципиальное значение, поскольку ожидаемое значение массы нейтрино меньше ширины полной функции разрешения: $M_\nu < R$.

Возникает вопрос: зачем иметь проблему в определении R , а не попытаться традиционно и дальше улучшать разрешение прибора? Дело в том, что в результате перестойки электронной оболочки после β -распада в системе $^3\text{H} - ^3\text{He}$ β -распад только в 70% идет на основное состояние, а 30% — на возбужденные состояния, находящиеся эффективно на расстоянии > 40 эВ. Это означает, что дальнейшее улучшение разрешения прибора становится неэффективным, поскольку полное разрешение определяется уже физическими причинами, т.е. нам не избежать проблемы: $M_\nu < R$.

Испускание β -электрона из рабочего источника можно представить как сумму выхода частиц из отдельных слоев:

$$R = \frac{1}{N} \sum W(x_i, P_0 \rightarrow p),$$

а функции $W(x_i, P_0 \rightarrow p)$, при которых электрон проходит определенный путь x_i в веществе, могут быть определены в отдельном опыте. Для этого приготавливалась серия источников с различной толщиной активного валина, напыленного на YB источник. В каждом определяется форма линии $W(x_i)$ электронов YB ($M_{11} = 18,6$ кэВ), прошедших толщину x_i . С другой стороны, снимается β -спектр от Т-валина, по интенсивности которого определяется толщина слоя x_i в долях от толщины рабочего источника. На рис. 6 видно, что суммированный спектр совпадает со спектром, снятым при толщине $X = 0,5 L$:

$$R = \frac{1}{N} \sum W(x_i) = W(0,5 L).$$

Это означает, что изменения формы линий линейно зависят от толщины, а следовательно, неравномерность толщины слоя источника не сказывается на форме линии (форма линии зависит от средней толщины), если только максимальная толщина не выходит за пределы линейности. Этот вывод был подтвержден так же расчетом, который показал, что при толщине $L \sim 2$ мкг/см² квадратичные эффекты составляют всего 1,5% (В.Солошенко).

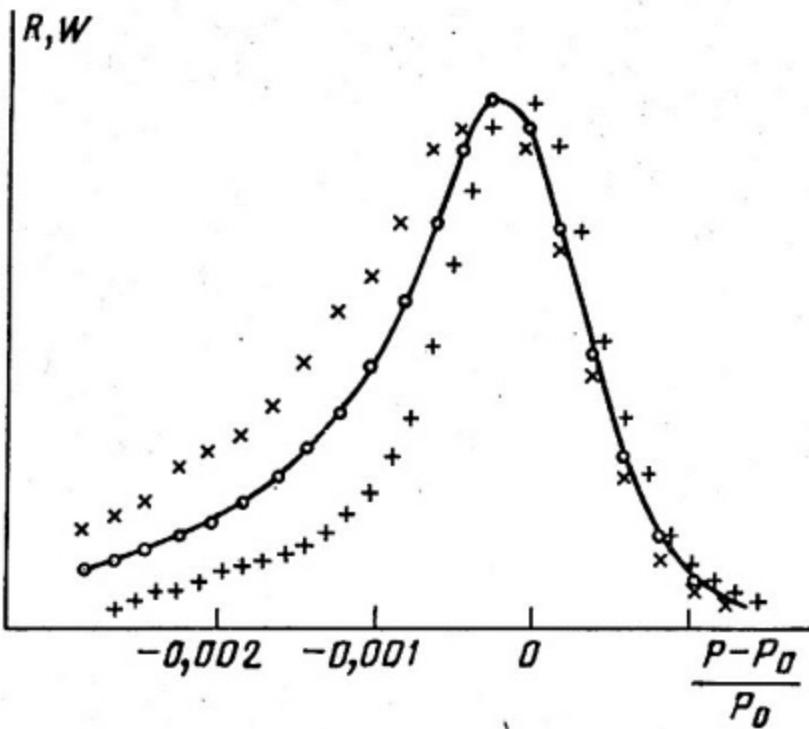


Рис. 6. Разрешение спектрометра $\dot{W}(\text{с.} \cdot)$ в зависимости от толщины слоя C ; вещества источника (валина), проходящего электроном [x - $\dot{W}(0,9 L)$; \circ - $\dot{W}(0,5 L)$; $+$ - $\dot{W}(0,1 L)$; сплошная линия - функция разрешения R для рабочего источника (толщиной L)]

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Процедура измерений. Статистика

За четырехлетний период (1975 - 1978 гг.) было набрано 16 серий измерений. Каждая серия представляла независимый полный опыт (с определением R и т.д.). Результаты первых 4-х серий (со счетчиком Гайгера) были опубликованы в 1976 г.: $M\sqrt{s} \leq 35$ эВ (90% У.Д.) [8]. Общая статистика составляет $1,5 \cdot 10^7$ событий или $\sim 10^5$ событий на массовочувствительную область ~ 100 эВ от конца β -спектра . "Стандартная" серия состояла из 112 точек по току: 2 куска по 56 точек с перекрытием в 6 точек. Измеряемый

интервал β -спектра: $\Delta E \sim 720$ эВ; 15 точек измерялись за границей β -спектра для измерения фона.

Измерения велись от точки к точке с экспозицией на точку 100 с в прямом и обратном направлении. И так - много-кратно. Полная экспозиция на точку в одной серии составляла 6000-9000 с. Таким образом, проведено более 60 повторных измерений спектра на серию, и возможный дрейф усреднялся по большому числу циклов.

2. Обработка результатов измерений. Общие идеи

Существуют две трудные проблемы обработки.

Первая связана с получением физических параметров (прежде всего массы нейтрино). Поскольку $M_\nu < R$, то искажения формы β -спектра, вызванные функцией разрешения R и массой нейтрино M , неразличимы. Поэтому эффект массы не-посредственно "на глаз" не наблюдается. Параметр массы может быть получен только в том случае, если функция разрешения безусловно известна. Доверие же к полученному значению M_ν основывается целиком на том, насколько правильна са-ма процедура обработки.

Вторая проблема связана с интерпретацией полученных параметров. В фундаментальном вопросе о массе нейтрино физический смысл имеет лишь такое утверждение, которое не зависит от конкретных условий измерений (установки, ве-щества источника и т.д.). Измерения же были выполнены на

^3H в молекуле валина. Квантовые характеристики этой систе-мы неизвестны. Поэтому вторая проблема состоит в том, как сформулировать общий (безмодельный) вывод о массе нейт-рино, независящий ни от установки, ни от вещества источника.

Начнем с постановки задачи.

$S_{\text{ист}}$ - существующий в природе спектр ^3H в валине - неизвестен. В процессе измерения (характеристики прибора - R , систематические ошибки и т.д. предполагаются нам известными) происходит искажение его формы. В результате получается экспериментальный спектр $S_{\text{эксп}}$, точность ко-торого характеризуется статистикой (это еще надо будет показать):

$$S_{\text{ист}} \rightarrow R \rightarrow S_{\text{эксп}}.$$

Берется теоретическая модель $S_{\text{мод}}$, содержащая определенное число параметров, в том числе M_ν . "Пропускается" через тот же прибор:

$$S_{\text{мод}} \rightarrow R \rightarrow S_{\text{теор.}}$$

Из сравнения "приготовленного" S с $S_{\text{эксп}}$ (по критерию χ^2) получаются параметры, в том числе и M_ν . Полученные параметры будут иметь адекватный физический смысл, если $S_{\text{мод}}$ адекватна $S_{\text{ист}}$. Последнее утверждение мы не беремся доказывать, а поступим по-другому. Не будем искать ответа на вопрос: какова масса нейтрино?, а зададимся вопросом: если у нейтрино $M_\nu = 0$, можно ли это согласовать с экспериментально измеренными β -спектром 3H в молекуле валина?. Для этого разделим $S_{\text{мод}}$ на "известное" и "неизвестное":

$$S_{\text{мод}} = S_{\text{изв}} \cdot K_{\text{неизв.}}$$

В $K_{\text{неизв}}$ мы возьмем те крайние, не входящие в противоречие с экспериментом пределы ($K_{\text{неизв}} \rightarrow K_{\text{пред}}$), при которых параметр M_ν принимает наименьшее значение. Иными словами, речь пойдет не об измерении M_ν , а об определении ее нижней границы, о том, имеет ли нейтрино массу покоя вообще (что и дало название настоящему докладу):

$$S_{\text{изв}} \cdot K_{\text{пред}} \rightarrow R \rightarrow S_{\text{пред}}$$

3. Модель β -спектра

Представим β -спектр с переходом в одно конечное состояние с E_o :

$$S_{\text{мод}} = S_{\text{ст}} \cdot \Psi(P) dP ,$$

$$\text{где } S_{\text{ст}} = F(Z, E) \cdot P^2 \cdot (E_o - E) \sqrt{(E_o - E)^2 - M_\nu^2}$$

— статистический множитель, который можно считать достоверно известным (для $M_\nu = 0$); $F(Z, E)$ — хорошо известный фермиевский член, определяемый кулоновским взаимодействием β -электрона с полем дочернего ядра ${}^{3+}\text{He}$; E, P — энергия и импульс β -электрона. $\Psi(P)$ содержит матричный элемент и малые поправки: спиновый член, слабый магнитизм, радиационные поправки и т.д. Про $\Psi(P)$ нам достаточно знать, что эта функция мало меняется от энергии в нашем рабочем диапазоне измерений ($\Delta E/E \sim 4\%$). После "измерения"

S_{mod} в нашем приборе мы получим:

$$S_{\text{теор}} = A \int S_{c7}(P') \cdot \Psi(P') \cdot R(P, P') \cdot \mathcal{E}(P') dP' + \phi,$$

где A — нормировка; ϕ — фон; $\mathcal{E}(P')$ — эффективность детектора. Перейдем к суммированию, а функцию $\Psi(P') \cdot \mathcal{E}(P')$ разложим в ряд в окрестности \tilde{P} (середина рабочего интервала): $\Psi(P') \cdot \mathcal{E}(P') \approx 1 + \alpha(P' - \tilde{P})$. Для k -той точки получим:

$$S_{\text{теор}}(P_k) = A \sum_i F(E_i) \times \\ \times P_i^2 (E_0 - E_i) \sqrt{(E_0 - E_i)^2 - M_\nu^2} (1 + \alpha(P_i - \tilde{P})) R_{ik} + \phi.$$

Модель содержит пять параметров: M_ν, E_0, A, ϕ и α . Далее следует учесть эффект, связанный с перестройкой электронной оболочки после β -распада и перехода ${}^3\text{H}$ в ${}^{3+}\text{He}$ (эффект Мигдала). Достоверно картина может быть вычислена, если излучателем является атом трития. Эффект приводит к тому, что только в 70% β -переход осуществляется в основное состояние, 25% переходов на возбужденное — с $\Delta E_1^* = 40,5$ эВ и т.д., вплоть до перехода в непрерывный спектр ($\sim 2,5\%$). С достаточной точностью можно ограничиться двумя членами, т.е. рассмотреть переход в основное состояние и одно возбужденное состояние с вероятностью 30% и эффективной энергией возбуждения $\Delta E^* = 43$ эВ:

$$S_{\text{теор}} = 0,7 S_{\text{теор}}(E_0) + 0,3 S_{\text{теор}}(E_0 - 43).$$

Таким образом, мы получили параметрическую модель, которая адекватна истинному спектру β -распада трития в атомарном состоянии. Иными словами, все, что неизвестно об истинном спектре, оказалось возможным выразить через параметры: M_ν, E_0, A, ϕ и α , и мы могли бы доста-

точно строго решить задачу, если бы β -источник состоял из атомарного трития.

4. Определение параметров

Первым делом должны выяснить: совместима ли теоретическая модель с экспериментальным спектром?

Для определения параметров модели берется минимум функционала:

$$\chi^2(M_\nu, E_0, \alpha, A, \phi) = \sum_K \left(\frac{S_{\text{эксп}}^K - S_{\text{теор}}^K}{\sqrt{S_{\text{эксп}}^K}} \right)^2,$$

где $\sqrt{S_{\text{эксп}}^K}$ — минимально возможная статистическая ошибка $= \sqrt{N_K}$. В реальном опыте следует ожидать некоторого превышения экспериментальной ошибки над статистической:

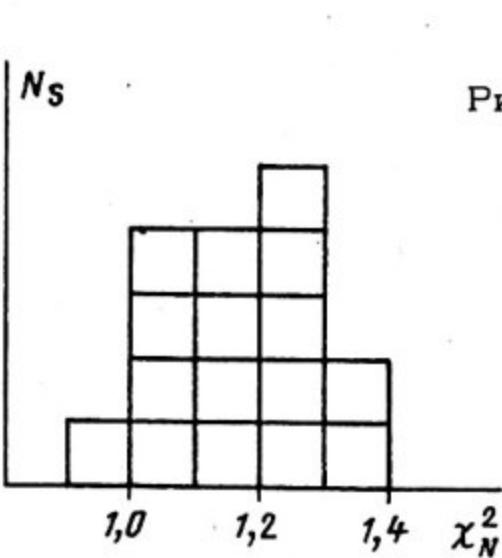
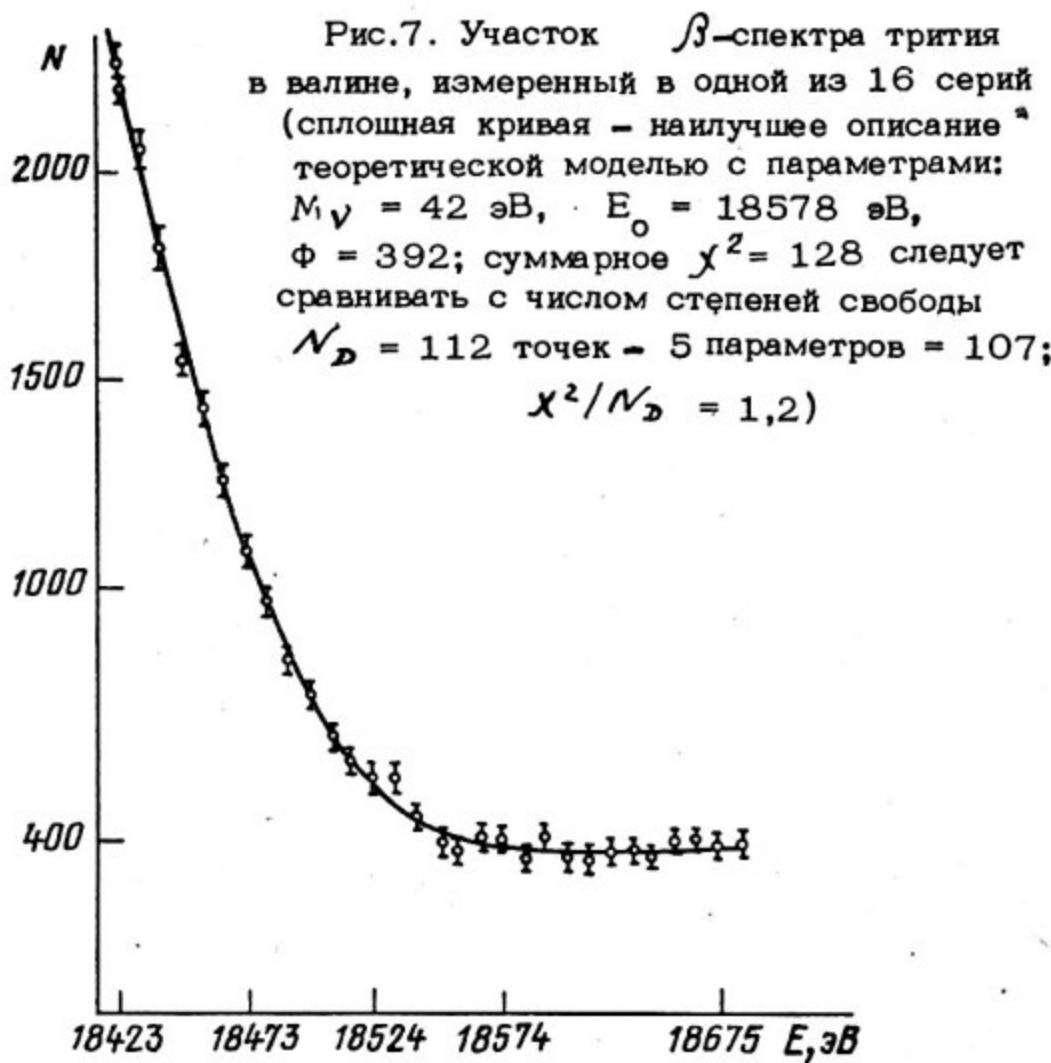
$\delta_K = \gamma \cdot \sqrt{N_K}$ (заметим, что значения параметров от γ не зависят). Гипотеза может быть принята, если γ не сильно отличается от 1.

На рис.7 приведен участок спектра в одной из 16 серий. Полученное в этой серии $\chi^2 = 128$ следует сравнить с N_D — числом степеней свободы = 112 точек — 5 параметров = 107. Такое небольшое превышение χ^2 над N_D наблюдается в большинстве серий. На рис.8 — гистограмма $\chi^2_N = \chi^2/N_D$ для всех 16 серий. Гистограмма χ^2_N соответствует по ширине ожидаемому (по N_D) χ^2 -распределению, однако смещено: $\bar{\chi}^2_N = 1,18 \pm 0,04$, откуда $\gamma = 1,09$. Проверка хода χ^2 (по всем сериям) по энергии не обнаруживает систематических отклонений за счет расхождения модели и эксперимента в каком-либо из диапазонов энергии.

В качестве примера на рис.9 приведен ход χ^2 с учетом знака невязки для трех серий (три канала пропорциональной камеры в одном сеансе измерений). Выбор переменной:

$$\xi = \left(\frac{N_{\text{эксп}}^K - N_{\text{теор}}^K}{\sqrt{N_{\text{эксп}}^K}} \right)^2 \left(\frac{N_{\text{эксп}}^K - N_{\text{теор}}^K}{|N_{\text{эксп}}^K - N_{\text{теор}}^K|} \right),$$

т.е. χ^2 со знаком разности для одной точки "к" представляется наглядным, поскольку отвечает χ^2 -распределению с одной степенью свободы: $p(\xi) \sim e^{-|\xi|/2} \cdot \frac{\xi}{\sqrt{|\xi|}} \cdot \frac{1}{|\xi|}$, которое рас-



ходится при $|\xi| \rightarrow 0$. Это означает сгущение точек в месте, где эксперимент совпадает с моделью. На рисунке видно, что сгущение точек образует прямую линию: $\xi = 0$. Таким образом, мы не наблюдаем расхождения между экспериментом и моделью ни в одном из участков измеряемого спектра. Из этого же рисунка можно понять, в чем причина расхождения χ^2 с N_D . Пять точек имеют значения $|\xi| > 10$. Если вычесть χ^2 этих точек из суммарного:

$$\sum_{K=1}^{336} \chi_K^2 - \sum_{\ell=1}^5 \chi_\ell^2 (> 10) = 389 - 59 = 330,$$

то полученное значение: 330 ± 25 совпадает с числом степеней свободы

$$N_D = 336 - 15 = 321.$$

С другой стороны, распределение отклонений: $\frac{N_{\text{эксп}}^K - N_{\text{теор}}^K}{\sqrt{N}}$,

нормированных на статистическую ошибку (проекция на правую шкалу на рис.9) для остальных точек соответствует гауссовскому распределению: $e^{-|\xi|/2}$ с единичной дисперсией (т.е. $\gamma = 1$).

Подобные отклонения (с $\chi^2 > 10$) встречаются и в остальных сериях: на все 1631 экспериментальную точку в 16 сериях имеется 19 выбросов с $\chi^2 > 10$. Эти "выбросы" скорее всего являются случайными сбоями в регистрирующей системе. Обработка всех серий была произведена как со всеми точками, так и без "выбросов". Значения фитированных параметров при этом практически не изменились. Из этого анализа (из факта $\sum_K \chi_K^2 \approx N_D$) следует два вывода:

1. Согласно критерию χ^2 модель β -спектра согласуется с экспериментом.

2. Экспериментальные данные характеризуются нормальным распределением с дисперсией определяемой статистикой (за исключением $\sim 1\%$ "выбросов", наличие которых не отражается на значениях параметров).

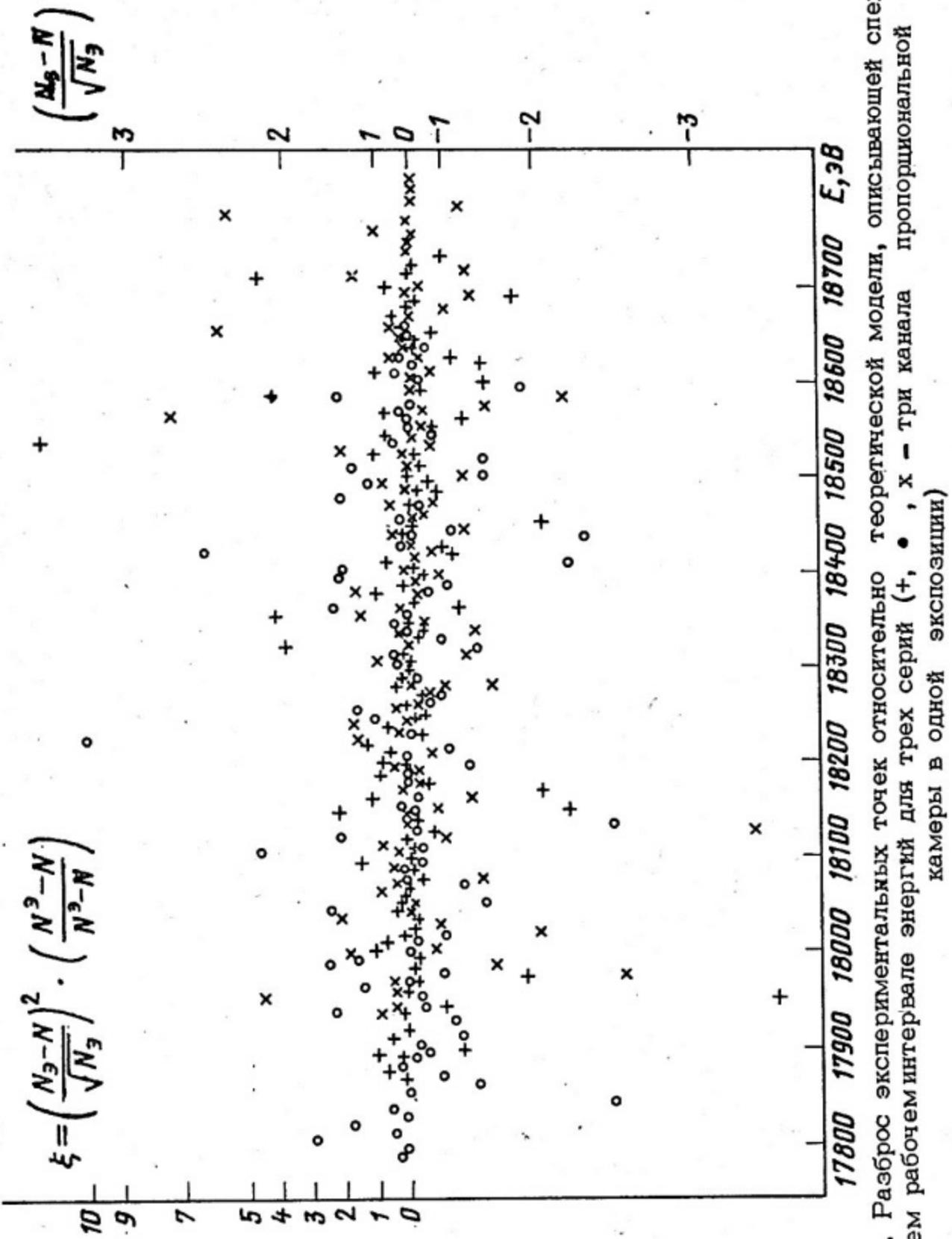


Рис.9. Раэброрс экспериментальных точек относительно теоретической модели, описывающей спектр, во всем рабочем интервале энергий для трех серий (+, ●, x — три канала пропорциональной камеры в одной экспозиции)

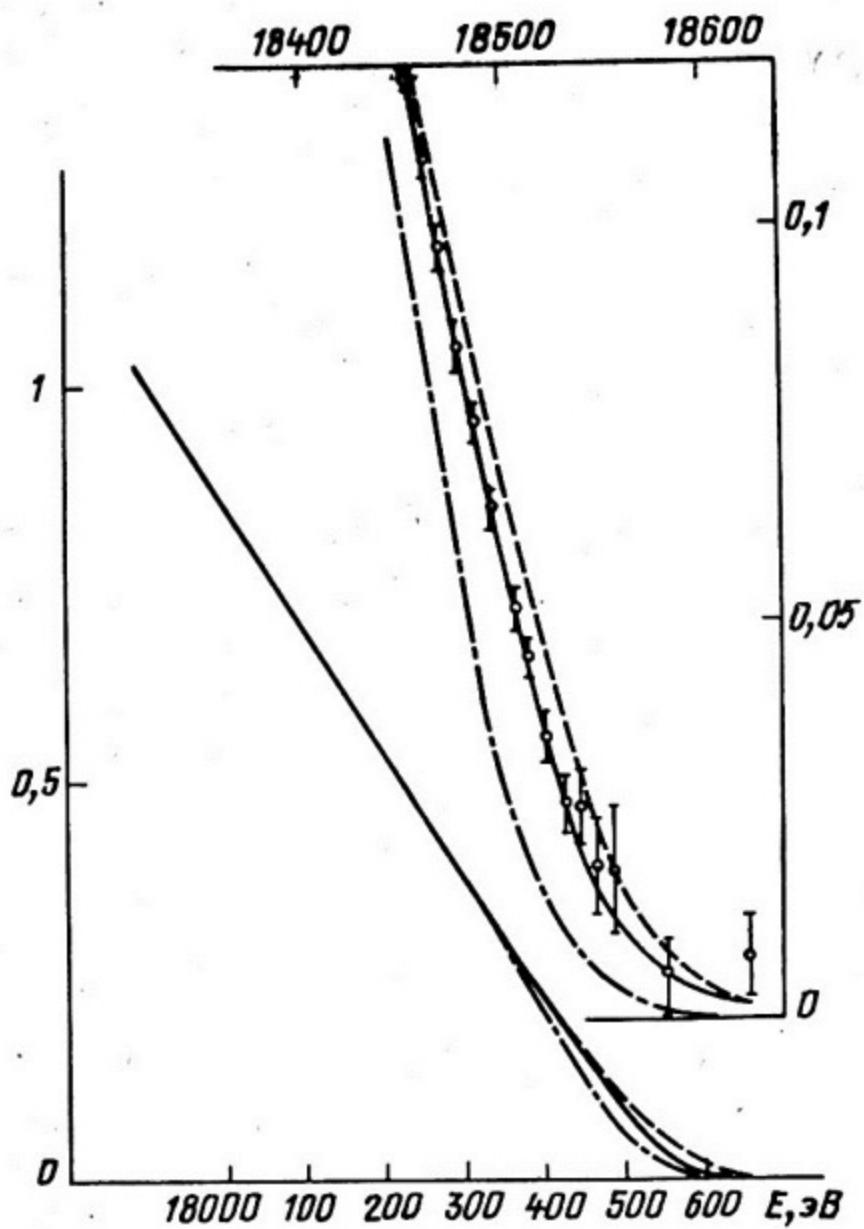


Рис. 10. Измеренный β -спектр трития (график Кюри) (половина статистики)

На рис.10 в качестве иллюстрации приведен экспериментальный спектр (график Кюри, половина статистики), который показывает, в каком интервале (~ 700 эВ от конца β -спектра) осуществлялись измерения. Сплошная кривая — наилучший фит ($M_\nu = 37$ эВ), пунктирная и штрих-пунктирные кривые $M_\nu = 0$ и $M_\nu = 80$ эВ. Для того чтобы увидеть разброс всех экспериментальных точек, на рис.11 приведены χ^2 (5 точек \times 6 серий) во всем измеряемом энергетическом интервале, для кривых с $M_\nu = 37$ и $M_\nu = 0$.

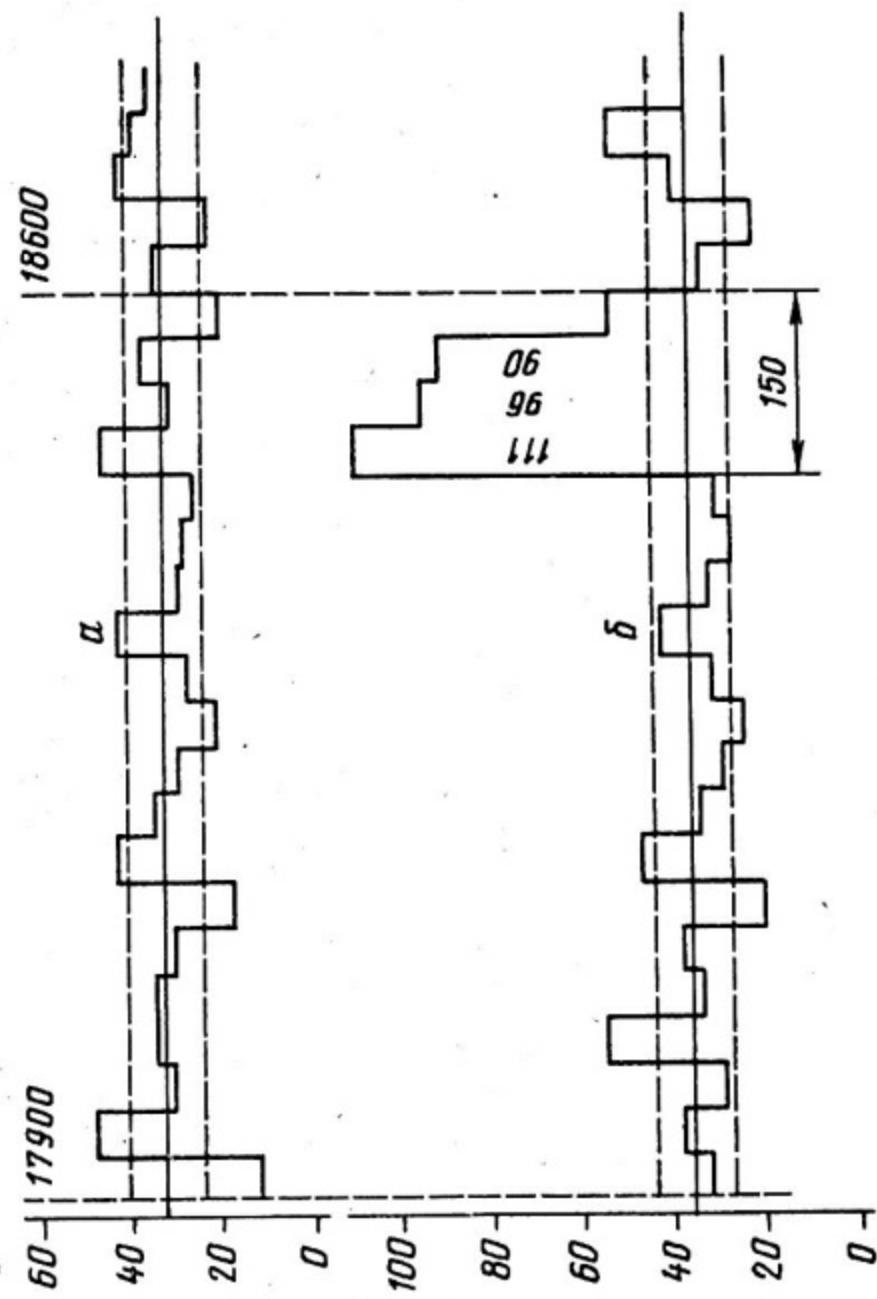


Рис. 11. Распределение χ^2 (5 точек \times 6 серий) со всем измеряемом диапазоне энергий (для шести последних серий измерений):
 а — модель с параметром $M_\gamma = 37$ эВ; б — модель с параметром $M_\gamma = 0$

Основная обработка была сделана по сериям: 16 серий были обработаны независимо друг от друга. Каждая серия — независимый эксперимент; 16 опытов — это уже некоторая статистика самих опытов, по которой можно судить о распределении параметров. Значения параметров масс приведены на гистограмме (рис.12). Мы видим распределение с выраженным пиком. Ширина этого распределения (около 15 эВ) характеризует в среднем точность определения массы в каждой отдельной серии, а среднее значение составляет 34 эВ для параметра массы с ошибкой 4 эВ, т.е. среднее значение параметра массы на 8–9 ошибок отстоит от нуля. Однако интерпретация этого пика требует тщательного анализа, так как фитирование может давать смещенную оценку M_ν из-за корреляции различных параметров, от эффективности программы минимизации и т.п.

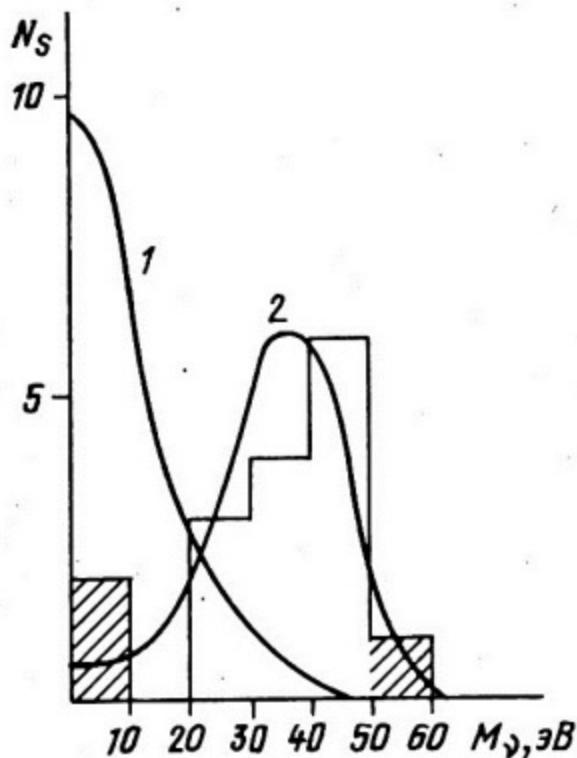


Рис.12. Гистограмма экспериментальных значений M_ν и функции ожидания $P(M_\nu / M_\nu^*)$:
 1 — для $M_\nu^* = 0$; 2 — для $M_\nu^* = 35$ эВ
 (заштрихованы обрезанные значения M_ν)

Для этого был построен монтецарловский процесс, содержащий генерацию модели теоретического спектра для набора фиксированных масс (обозначаемых M_{ν}^*) и последующее фитирование параметров по тем же формулам. Статистика, фон и функция разрешения при генерации соответствуют экспериментальным условиям в одной серии измерений. Результатом такой процедуры является функция $P(M_{\nu}/M_{\nu}^*)$ – вероятность получить при фитировании β -спектра массу M_{ν} , при заданной в генерацию массе M_{ν}^* . На рис. 12 показаны вычисленные функции $P(M_{\nu}/M_{\nu}^*)$ для $M_{\nu}^* = 0$ и $M_{\nu}^* = 35$ эВ. Далее были вычислены вероятности совмещения $P(M_{\nu}/M_{\nu}^*)$ при разных M_{ν}^* с экспериментальной гистограммой. На рис. 13 приведены кривые совместимости по вероятности. Минимум кривой соответствует $M_{\nu}^* = 35$ эВ. С 99% уровнем достоверности параметр массы нейтрино соответствует интервалу:

$$28 \leq M_{\nu}^* \leq 41 \text{ эВ.}$$

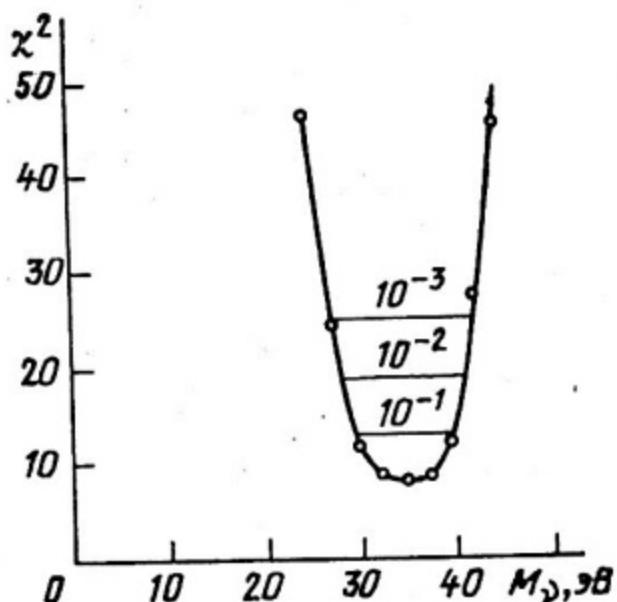


Рис.13. Кривая совместимости распределения экспериментальных параметров M_{ν} с $P(M_{\nu}/M_{\nu}^*)$ для различных M_{ν}^* (горизонтальными линиями показаны уровни достоверности)

Форма спектра у края чувствительна как к массе, так и к R . Проанализируем, какова чувствительность параметра M_V к вариации функции разрешения R . Заметим, что если R взять уже, то M_V будет получаться меньше. Были проведены расчеты с R , соответствующим источнику с толщиной 0,5 от рабочего источника. При этом M_V (или M_V^*) сместилась на 7 эВ в меньшую сторону. На рис.14 приведены функции разрешения как для рабочего источника, так и для источника с вдвое меньшей толщиной. Разница между кривыми намного больше той, которую мы можем допустить в неточности экспериментального определения R (критерием точности определения R может служить мера совпадения кривых R и W (0,5) на рис. 6, а так же отсутствие заметного дрейфа установки (см. рис.5)).

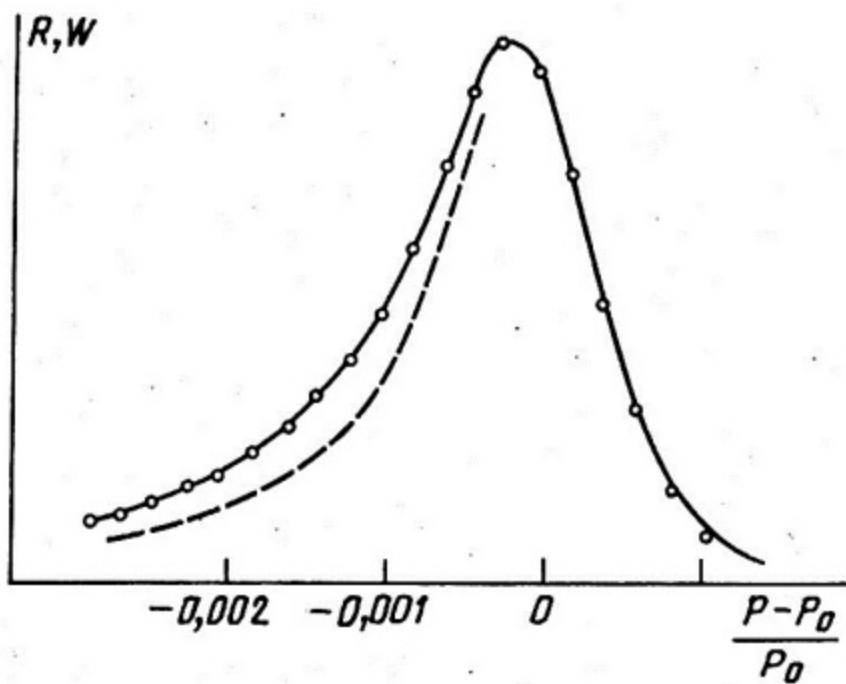


Рис. 14. Сравнение функций разрешения для рабочего источника R и для источника с половинной толщиной $R_{1/2}$

Итак, мы получили, что по статистическим законам параметр M_{ν}^* несовместим с нулем и находится в интервале:

$$28 \leq M_{\nu}^* \leq 41 \text{ эВ.}$$

Какой физический смысл мы можем придать этому факту?

Условный вывод: Масса нейтрино соответствует интервалу 28 - 41 эВ, если принятая к обработке модель адекватна истинному спектру β -распада трития в валине или, что то же, если спектр в тритированном валине адекватен спектру β -распада атомарного трития (выражением которого и является модель). Однако последнее утверждение мы не в состоянии доказать, поэтому этот вывод нас не может удовлетворить.

5. Определение нижней границы массы нейтрино

Поставим вопрос: какие эффекты могут имитировать массу нейтрино? Может ли быть ситуация, когда масса нейтрино в природе равна нулю, а в эксперименте окажется ненулевая масса? Посмотрим, в чем может быть неадекватность S_{mod} и $S_{\text{ист}}$. Есть два эквивалентных способа при построении модели $S_{\text{теор}}$ учета конечных состояний системы, остающейся после β -распада ($w_i, \Delta E_i^*$, где w_i — вероятность перехода на уровень с энергией возбуждения ΔE_i^*).

Первый способ (так мы делали): $S_{\text{теор}}^K = [\sum_i w_i S(\Delta E_i^*)] \cdot R_{iK}$, т.е. суммарный (по конечным состояниям) спектр, свернутый с R .

Второй способ:

$$S_{\text{теор}}^K = S(E_0) \cdot (\sum_i w_i \cdot R_{iK}(\Delta E_i^*)) = S(E_0) \cdot R_K^{\text{сум}}$$

где $S(E_0)$ — спектр β -перехода в основное состояние. Представление по второму способу удобно тем, что позволяет отделить известное от неизвестного. Действительно, $S(E_0)$ адекватен $S_{\text{спектр}}(E)$ с одним конечным состоянием. Что касается спектра конечных состояний ($w_i^*, \Delta E_i^*$) молекулы валина, в которой ${}^3\text{H}$ переходит в ${}^{3+}\text{He}$ в результате β -распада, то он неизвестен. Это означает, что $R^{\text{сум}}$ для валина может быть как шире, так и уже, чем $R^{\text{сум}}$ для атома ${}^3\text{H}$. Самая опасная ситуация (с точки зрения иммитации массы) такая, когда $R_{\text{валин}}^{\text{сум}}$ уже, чем $R_{\text{атом}}^{\text{сум}}$, которая была использована при обработке (чем уже оказывается $R^{\text{сум}}$, тем меньше будет значение параметра M_ν). Но для сужения $R^{\text{сум}}$ существует пределная возможность, а именно, когда в спектре $w_i^*, \Delta E_i^*$ реализуется только один уровень ($w_K = 1, \Delta E_K^*; w_{i \neq K} = 0$), то

$$R_{\text{мин}}^{\text{сум}} = R.$$

Причем эта предельная ситуация одинакова для любого химического соединения и агрегатного состояния вещества (твердое тело, кристалл и т.д.). (Заметим, что R определена экспериментально, и ее мы сужать не можем.) Построив S теор, получим нижний предел для M_ν . На рис.15 приведена кривая совместности (отмечена крестами), отвечающая нижнему пределу на массу нейтрино, независимо от химического состава источника. Минимум кривой сместился влево на 15 эВ по сравнению с прежним значением; $X_{\text{мин}}^2$ существенно превышает допустимое значение (экспериментальная гистограмма M_ν — шире, чем функции $P(M_\nu/M_\nu^*)$ для спектра с одним конечным состоянием). Сделаем последний шаг огрубляющий оценку массы. Если $P(M_\nu/M_\nu^*)$ неадекватны эксперименту, то сильнее всего это скажется на хвостах (где вероятности малы). Поэтому мы провели заново весь анализ, исключив из рассмотрения крайние каналы экспериментальной гистограммы. Новые кривые показаны пунктиром.

Объединяя все оценки, мы получаем безмодельный по химическому составу вещества источника интервал для массы нейтрино:

$$14 \leq M_\nu^* \leq 46 \text{ эВ} \quad \text{на 99% У.Д.}$$

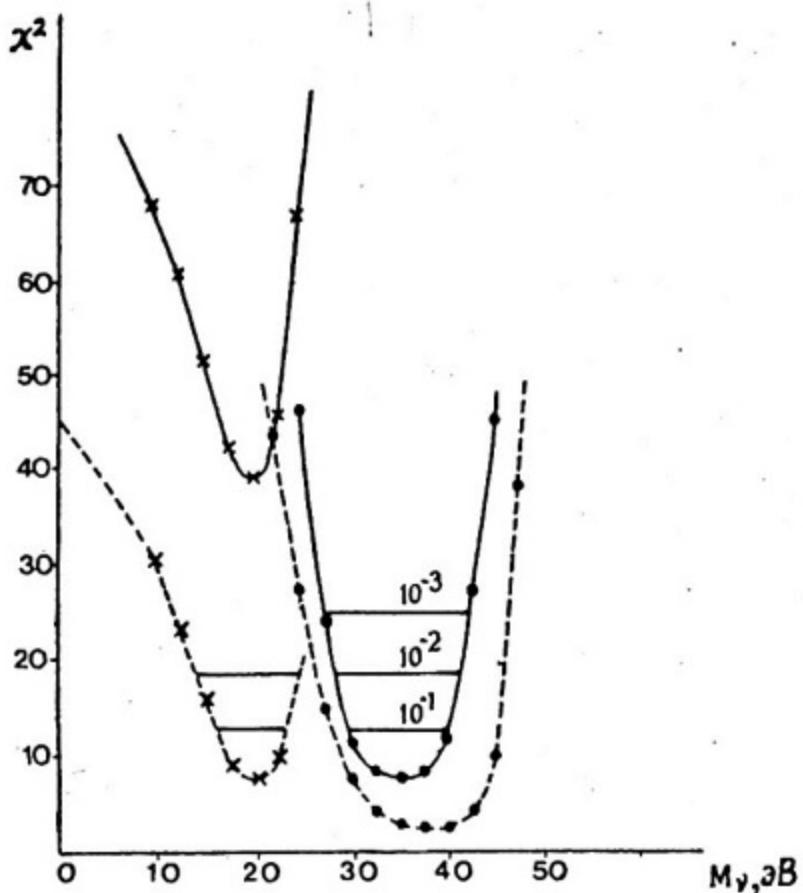


Рис.15. Кривые совместимости распределения параметров M_ν с $P(M_\nu / M_{\bar{\nu}})$ при различных теоретических предположениях (кривые, отмеченные точками – для двухуровневой структуры конечного состояния ${}^3{}^{+}\text{He}$; кривые, отмеченные крестами – для одноуровневого состояния ${}^3{}^{+}\text{He}$; пунктирные кривые соответствуют гистограмме M_ν (рис.12) с обрезанными крайними значениями)

ВЫВОДЫ

Выводы безмодельные, независящие от вещества источника.

1. Гипотеза: $M_\nu = 0$, статистически несовместима с данными эксперимента при наиболее общем (безмодельном) представлении о теоретической форме β -спектра. Это мы рассматриваем как указание на то, что по крайней мере одно нейтрино какого-либо сорта имеет ненулевую массу.

2. $14 \leq M\tilde{\nu}_e \leq 46$ эВ на 99% У.Д., если нет переходов (осцилляций $M\tilde{\nu}_e$ в нейтрино других сортов*).

В настоящее время мы не видим каких-либо эффектов, которые могли бы изменить указанные выше интервалы.

Итак, мы завершили цикл измерений на определенном приборе и с конкретным веществом источника — тритированым валином. На основании анализа полученных данных сформулировали утверждение (о неравенстве нулю массы покоя нейтрино), не зависящее ни от установки, ни от вещества источника. Мы видим нашу задачу в том, чтобы подтвердить этот вывод экспериментально. Поэтому мы предполагаем продолжить измерения с другим источником, и у нас есть идеи, как улучшить методику измерения.

* Если $M\nu \neq 0$ (вывод 1), то $M\nu_e$, $M\nu_\mu$ и т.д. не являются собственными массовыми состояниями. Между нейтрино разных сортов оказываются возможными переходы (осцилляции) [9]. В этом случае вывод 2 относится к комбинации масс: $M\nu_1$, $M\nu_2$, $M\nu_3$..., собственных состояний:

$$14 \leq \tilde{M}_\nu \leq 46, \text{ где } \tilde{M}_\nu = \sqrt{a M_{\nu_1}^2 + b M_{\nu_2}^2 + c M_{\nu_3}^2 + \dots}, \\ a + b + c + \dots = 1.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Reines F., Cowan C.-*Phys. Rev.*, 113, 273 (1959).
2. Hanna G.C., Pontecorvo B.-*Phys. Rev.*, 75, 983 (1949).
3. Bergkvist K.E.-*Nucl. Phys.*, B39, 317 (1972).
4. Lubimov V.A. et al.-*Phys. Lett.*, 94B, 266 (1980).
5. Третьяков Е.Ф. -Изв. АН СССР Сер. физ. 39, 583 (1975).
6. Владимирский В.В. и др. -ПТЭ № 1, 13 (1956).
7. Тарасов Е.К., Третьяков Е.Ф. - Препринт ИТЭФ(72)-18.
8. Третьяков Е.Ф. и др. -Изв. АН СССР Сер. физ. 40, 20 (1976);
Proc. Intern. Neutrino Conf. (Aachen, 1976) p. 663.
9. Понтекорво Б.М. -ЖЭТФ, 53, 1717 (1967).