

О БЕТА-СПЕКТРОМЕТРЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
МАССЫ ПОКОЯ НЕЙТРИНОМ.Е. Герценштейн, А.В. Жигунова,
В.В. Клавдиев

1. Масса покоя нейтрино по данным ИТЭФ 1981 г. [1], подтвержденная недавно [2], составляет $17 < M_\nu < 40$ эВ. В ряде работ [3-5] из анализа β -спектров найдено только ограничение сверху. Трудности измерения M_ν определяются в основном двумя факторами [6-8]. Во-первых, дисперсией энергии, связанной с дискретным спектром конечных состояний молекулы источника. Этот фактор может быть полностью исключен чисто экспериментально при измерениях на высокоэнергетичном краю спектра в интегральном спектрометре большой светимости с криогенным источником [7]. Во-вторых, необходимостью введения поправок на аппаратурную функцию спектрометра [2]. В данной работе покажем, что в интегральном спектрометре [6, 9] с большим источником [6] аппаратурная погрешность может быть сделана столь малой, что во введении поправок нет необходимости.

Схема прибора [7] изображена на рисунке, на котором указаны примерные значения его параметров. Электрон, вылетающий с поверхности источника, движется вдоль силовых линий постоянного и однородного магнитного поля H , параллельного оси прибора, в запирающем электрическом поле E . Потенциальный электрический барьер образован отрицательно заряженным цилиндром. Потенциал электрического поля падает от нуля в плоскости источника до некоторого значения $U_{min} = U_0$ в плоскости анализа.

Для обеспечения плавного падения потенциала между источником и цилиндром введены охранные кольца. Детектором регистрируются только те электроны, начальная продольная энергия которых $W_{||}$ превышает электростатический барьер eU_0 , где e - заряд электрона.

Слабая неоднородность магнитного поля H и существование поперечного электрического поля E_\perp , неизбежное в реальном приборе, приводят к неопределенности изменения продольной энергии электрона $\delta W_{||}$ на пути от источника до плоскости анализа и к искажению измеряемого спектра.

При диаметре источника ~ 40 см и 10 слоях трития статистическая погрешность измерения массы покоя нейтрино может быть сделана менее 1 эВ [7]. Поэтому желательно, чтобы аппаратурная погрешность прибора была на порядок меньше, т. е. $\delta W_{||} \lesssim 0.1$ эВ.

2. Рассмотрим движение электронов в спектрометре. Поскольку поля не зависят от времени, то из закона сохранения энергии для продольной $W_{||}$ и поперечной W_\perp энергии электрона получим

$$W_{||}^A + W_\perp^A + eU_0 = W_{||}^H + W_\perp^H, \quad (1)$$

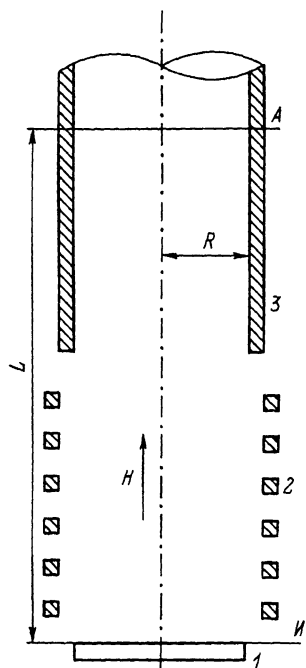


Схема прибора. 1 - источник, 2 - цилиндрический электрод, создающий электрический барьер, 3 - система охранных колец. И - плоскость источника, А - плоскость анализа, $L = 1.8$ м, $R = 0.2$ м.

где индексы А и И относятся к плоскостям анализа и источника, показанным на рисунке. $U \neq U_0$ - потенциал электростатического поля в плоскости анализа. Для идеального прибора $U = U_0$ и $W_{\perp}^A = W_{\perp}^И$. Из (1) следует, что неопределенность продольной энергии регистрируемых электронов

$$\delta W_{\parallel} = e \delta U - \delta W_{\perp}, \quad (2)$$

где $\delta W_{\perp} = W_{\perp}^A - W_{\perp}^И$, $\delta U = U_0 - U$.

Провисание потенциала $\delta U > 0$ в плоскости анализа для параметров, указанных на рисунке, дает $\delta U \lesssim 0.01$ эВ. Для оценки неопределенности изменения поперечной энергии электрона из-за

слабой неоднородности магнитного поля H воспользуемся сохранением поперечного адиабатического инварианта $\mu = W_{\perp}^2 / H$ при $E_{\perp} = 0$. Пренебрегая провисанием потенциала, из (2) получим

$$\delta W_{\parallel} = -W_{\perp}^2 \frac{\delta H}{H}, \quad \delta H = H_A - H_{\text{И}}. \quad (3)$$

Согласно [7], при работе на краю β -спектра поперечная энергия регистрируемых электронов $W_{\perp}^2 \leq W_0^2 - eU_0$, где W_0 - максимально возможная энергия β -электронов. Поэтому, если массочувствительный интервал не превышает $\delta W = W_0^2 - eU_0 \approx 100$ эВ, то допуск на неоднородность поля $\delta H / H \sim 10^{-3}$ обеспечивает $\delta W_{\parallel} \lesssim 0.1$ эВ.

Рассмотрим изменение поперечной энергии электрона из-за существования поперечного электрического поля E_{\perp} . Уравнение поперечного движения электрона в координатах $\eta = x + iy$ имеет вид

$$\ddot{\eta} - i\Omega \dot{\eta} = -\frac{e}{m} E_{\perp}, \quad (4)$$

где $\Omega = eH/mc$ - циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле H , e и m - заряд и масса электрона, c - скорость света. В уравнении (4) предполагалось для простоты, что магнитное поле однородно, $H_{\perp} = 0$. При движении электрона от источника

до плоскости анализа локальное значение E_{\perp} зависит от времени. Поэтому для скорости из (4) имеем

$$\dot{z} = \exp\left[i\Omega(t_A - t_H)\right] \left[\dot{z}_0 - \frac{e}{m} \int_{t_H}^{t_A} E_{\perp}(t) \exp(-i\Omega t) dt \right], \quad (5)$$

где $\dot{z}_0 = \dot{z}(t_H) = C \exp(i\varphi)$ – начальная поперечная скорость электрона. Изменение поперечной энергии электронов, обусловленное электрическим полем, имеет вид

$$\begin{aligned} \delta W_{\perp}^{\text{э}} &= \frac{m}{2} \left(|\dot{z}(t_A)|^2 - |\dot{z}(t_H)|^2 \right) = \frac{e^2}{2m} \\ &= \frac{e^2}{2m} \left| \int_{t_H}^{t_A} E_{\perp}(t) \exp(-i\Omega t) dt \right|^2 + \text{Re} \left[e \dot{z}_0^* \int_{t_H}^{t_A} E_{\perp}(t) \exp(-i\Omega t) dt \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Последний член дает вклад в дисперсию и при усреднении по начальным фазам φ вылетающих электронов исчезает. Поскольку в плоскости анализа поля их производные экспоненциально малы, а на металлической подложке $E_{\perp} = 0$, при интегрировании по частям из (6) следует

$$\delta W_{\perp}^{\text{э}} \approx \frac{1}{2m} \left(\frac{e}{\Omega^2} \left| \frac{dE_{\perp}}{dt} \right| \right)^2 \approx \frac{1}{2m} \left(\frac{e v_{\parallel}^H}{\Omega^2} \left| \frac{dE_{\perp}}{dz} \right| \right)^2, \quad (7)$$

где v_{\parallel}^H – начальная продольная скорость электронов. Для цилиндрически симметричной системы из уравнения $\text{rot } \vec{E} = 0$ следует, что $|\partial E_{\perp} / \partial z| = \partial E_z / \partial r$. Отсюда сразу получим оценку

$$\delta W_{\perp}^{\text{э}} = W_{\parallel}^H \left(\frac{e}{\Omega^2 m} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right)^2 \approx W_{\parallel}^H \left(\frac{e U_0}{m \Omega^2 R L} \right)^2, \quad (8)$$

где R – радиус источника, L – характерная длина изменения продольного поля, которая практически равна длине охранных колец. Для $H = 300$ Э из (8) получим $\delta W_{\perp} \lesssim 0.01$ эВ.

Таким образом, для параметров, указанных на рисунке, точность $\delta W_{\parallel} \lesssim 0.1$ эВ обеспечивается без введения поправок. При необходимости величина δW_{\parallel} и ее дисперсия могут быть вычислены по известным полям и введены поправки.

- [1] К о з и к В.С., Л ю б и м о в В.А., Н о в и к о в Е.Г. и др. – ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1158.
- [2] Б о р и с С.Д., Г о л у т в и н А.Н., Л а п т и н Л.П. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, с. 267.
- [3] W i l k e r s o n J.F. et al. „86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics“, France, 1986, p. 483.
- [4] К а w а k а m i Н. et al. Ibid., p. 503.
- [5] F r i t s h i M. et al. Ibid., p. 469.
- [6] Г е р ц е н ш т е й н М.Е., Ж и г у н о в а А.В., К л а в д и е в В.В. – ЯФ, 1986, т. 43, с. 541.
- [7] К а п л а н И.Г., С м у т н ы й В.Н., С м е л о в В.В. – ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 933.
- [8] Л о б а ш е в В.М., С п и в а к П.Е. – Препринт ИЯФ, П-0291, М., 1983.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Московском
государственном университете
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
30 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ ЦМД

М.А. С и г а л

1. Со времени публикации первой экспериментальной работы [1] по ФМР в пластинке одноосного кристалла с решеткой ЦМД предпринимались неоднократные попытки теоретической интерпретации этой и других работ [1-4]. Однако проведенные в них расчеты, основанные на представлении об однородном резонансе, не могли объяснить наблюдающиеся в эксперименте три резонансные ветви и их полевую зависимость. Предпринятый ранее анализ проблемы с использованием методов неоднородного резонанса [5, 6] не дал положительных результатов. В последнее время опубликована работа [7], в которой предложена модель, основанная на предположении об однородной прецессии в цилиндрах и неоднородной в матрице. Рассчитанные таким образом (при касательном намагничивании) три резонансные ветви хорошо согласуются с экспериментом. Очевидно, что никакие модельные представления не могут заменить последовательную теорию.