

43

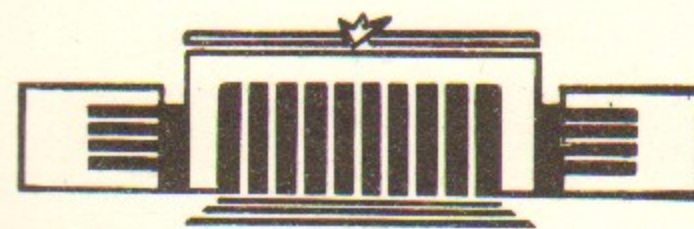


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

М.Б.Волошин, П.Г.Сильвестров

ОБ АСИММЕТРИИ КОНВЕРСИОННЫХ L И M
β-ЛИНИЙ В АТОМЕ ТУЛИЯ

ПРЕПРИНТ 85-70



НОВОСИБИРСК

М.Б.Волошин^{*}), П.Г.Сильвестров

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается асимметрия формы β -линий атома Tm , испускаемых в результате выбивания электрона с L, M оболочек при ядерном переходе. (Данные линии используются для калибровки спектрометра в эксперименте ИТЭФ по поиску массы нейтрино). Асимметрия возникает из-за возбуждения внешних электронов в дискретный и непрерывный спектр. До энергий возбуждения около 150 эВ доминирует механизм "встрягивания", вероятность которого вычисляется с использованием метода Хартри-Фока.

^{*}) Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

В экспериментах по поиску массы электронного нейтрино из прецизионных измерений формы конца β -спектра трития одним из важных элементов является определение функции разрешения спектрометра. В эксперименте ИТЭФ ^{1,2} для калибровки кривой разрешения используется источник, обогащенный изотопом итербия ${}_{80}Yb^{169}$, в котором происходит захват атомного K -электрона. Образующееся при этом в возбужденном состоянии ядро ${}_{69}Tm^{169}$ переходит в основное состояние, испуская, в частности, конверсионные электроны с L и M атомных оболочек. Данные конверсионные β -линии и используются для калибровки спектрометра. Форма β -линии, определяемая ^{1,2}, после отделения вторичных эффектов (ионизационных потерь в толще источника, обратного рассеяния и т.п.), оказывается несимметричной - имеется "хвост", тянущийся в сторону меньших энергий электрона. Решающим для определения приборной функции разрешения является вопрос о собственной форме конверсионной β -линии, в частности, о ее асимметрии. Неучет собственной асимметрии β -линии может привести к завышению эффективной ширины приборной линии и, тем самым, к завышению результата для массы нейтрино. (В эксперименте ^{1,2} собственная асимметрия линии оценивалась чисто экспериментальным путем.)

Причиной возникновения собственной асимметрии линии является возбуждение и ионизация внешних оболочек атома конверсионным электроном, в результате чего последний теряет часть своей энергии. Целью настоящей заметки является указать, применительно к условиям опыта ИТЭФ, доминирующий механизм потери энергии конверсионным электроном и основные закономерности поведения формы линии при переходе от одной линии к другой, которые позволяют, в принципе, выявить вклад собственной асимметрии линии чисто экспериментальным путем. Мы также приведем результаты численного расчета формы линии, полученные с помощью метода Хартри-Фока для описания волновых функций внешних электронов.

Мы рассматриваем ситуацию, когда теряемая быстрым электроном энергия мала по сравнению с его кинетической энергией, а также по сравнению с энергией связи L и M оболочек. Конкретно спектр потерь вычисляется до значений теряемой энергии $\mathcal{E} \approx 150$ эВ (именно эта область около пика β -линии представляет наибольший интерес для эксперимента). Характер-

ным же примером конверсионной линии является $20,7 M_{\Gamma}$ линия с энергией 18,5 КэВ, порождаемая ядерным переходом с энергией 20,7 КэВ. Наш основной вывод состоит в том, что в этих условиях спектр потерь энергии определяется механизмом "встрягивания" за счет образования "дырки" на внутренней оболочке и с приемлемой точностью не зависит от конкретного значения энергии линии (важно лишь, чтобы эта энергия была достаточно велика) и от того, происходит конверсия на L или на M оболочке.

Подчеркнем, что следует рассматривать процессы, происходящие в электронной оболочке именно атома тулия, а не итербия. Дело в том, что уровни ядра ${}_{69}Tm^{169}$, с которых происходят ядерные переходы, имеют время жизни порядка $10^{-9}-10^{-10}$ с, за которое электронная оболочка начального атома Y_b (с вакансией в K -оболочке) успевает полностью перестроиться в оболочку атома тулия.

В пределе нулевой естественной ширины Γ конверсионной линии спектр быстрых электронов должен состоять из основного δ -функционального пика и тянущегося в сторону меньших энергий "хвоста" из δ -функций, отвечающих возбуждению внешних электронов в дискретные состояния, и непрерывного спектра ионизации внешних оболочек. Если пренебречь эволюцией волновой функции "дырки" за характерное время возбуждения $\tau \sim \epsilon^{-1}$, то окончательную форму линии можно получить сворачивая описанный спектр с Лоренцевой функцией, имеющей ширину Γ . Данное приближение заведомо применимо при $\epsilon > \Gamma$. (Для ориентировки отметим, что $\Gamma(20,7 M_{\Gamma}) = 14,7$ эВ ^{1/2}) При $\epsilon < \Gamma$, т.е. внутри основного пика линии, указанная процедура не точна, однако из-за малости ϵ вносимая ею погрешность слабо сказывается на дисперсии энергии линии и, в конечном счете, на результате для массы нейтрино.

Перейдем теперь к более детальному обсуждению механизма возбуждения внешних оболочек. В рассматриваемом интервале значений ϵ существенно поведению волновых функций внешних электронов на расстояниях, намного больших размеров L и M оболочек. Поэтому последним размером можно пренебречь. (При $\epsilon \approx 150$ эВ это приближение справедливо с точностью не хуже 20-30% для M_{Γ} линии, что сравнимо с точностью метода

Хартри-Фока. При меньших значениях ϵ , а также для L -линий данное приближение, естественно, выполняется лучше). При этом, рассматривая движение быстрого конверсионного электрона квазиклассически, можно записать одночастичный гамильтониан, действующий на внешний электрон, находящийся в точке \vec{r} , в виде

$$H(t) = H_0 + V(t)\theta(t) \quad (1)$$

где, $\theta(t)$ - ступенчатая функция, H_0 - гамильтониан в невозмущенном атоме, а $V(t)$ - возмущение, обусловленное взаимодействием с вылетающим со скоростью v электроном и остающейся "дыркой" на внутренней оболочке:

$$V(t) = \frac{\alpha}{|\vec{r} - \vec{v}t|} - \frac{\alpha}{r} \quad (2)$$

где $\alpha = e^2 = 1/137$ (мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$). Второе слагаемое в правой части (2) представляет собой поле "дырки".

Чтобы сравнить вклады двух слагаемых в потенциале $V(t)$ в вероятность возбуждения, воспользуемся формулой первого порядка ^{1/3} для амплитуды перехода из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$:

$$a_{fi} = -i \int_0^{\infty} \langle f | V(t) | i \rangle e^{i\epsilon t} dt \quad (3)$$

Поле электрона (первое слагаемое в (2)) изменяется за характерное время τ/v . Характерный размер τ рассматриваемых оболочек атома тулия составляет несколько менее боровского радиуса, поэтому отношение

$$\epsilon \tau/v \quad (4)$$

при $\epsilon \approx 150$ эВ составляет около 0,3 даже для сравнительно мягких $8,4 M_{\Gamma}$ -линий с энергией электрона около 6 КэВ. Поэтому в интеграле (3) с полем электрона можно заменить экспоненту единицей и найти

$$a_{fi}^{(a)} = i \frac{\alpha}{v} \langle f | \ln(\tau - \frac{\vec{v}\vec{r}}{v}) | i \rangle \quad (5)$$

Вклад в a_{fi} поля "дырки" соответствует "встряиванию" - мгновенному возникновению вакансии на внутренней оболочке. По формуле (3) для этого вклада находим

$$a_{fi}^{(g)} = -\frac{\alpha}{\varepsilon} \langle f | r^{-1} | i \rangle \quad (6)$$

Отсюда видно, что отношение $a^{(g)}/a^{(a)}$ описывается параметром (4), и вклад "встряивания" в рассматриваемой области энергий доминирует. (Отметим, что амплитуды $a^{(a)}$ и $a^{(g)}$ имеют ортогональные фазы, поэтому зависимость вероятности от отношения (4) - квадратичная).

Как видно из предыдущего, вероятность возбуждения за счет "встряивания" не зависит от энергий E β -линии. При больших значениях ε становится существенным вклад поля электрона, который дает вероятность возбуждения, обратно пропорциональную E .

Амплитуду вероятности возбуждения и ионизации электрона внешней оболочки в результате мгновенного возникновения "дырки" можно найти, не ограничиваясь первым порядком теории возмущений:

$$a_{fi} = \langle f' | i \rangle \quad (7)$$

где $|f'\rangle$ - точное собственное состояние конечной системы (в отличие от фигурировавших ранее состояний $|f\rangle$ начального атома). Конечная система, очевидно, представляет собой ион T_m^+ с вакансией на глубокой оболочке (размером которой, напомним, пренебрегаем). Так что $|f'\rangle$ - состояния внешнего электрона в поле иона.

Одночастичные функции внешних электронов в атоме T_m и возбужденных состояний и состояний непрерывного спектра в ионе T_m^+ вычислялись с помощью релятивистского уравнения Хартри-Фока:

$$H\psi = E\psi$$

$$H = \vec{\alpha} \vec{p} + (\beta - 1)m - \frac{Z\alpha}{r} + V_{np} - V_{od} \quad (8)$$

где \vec{p} - импульс электрона, $\vec{\alpha}, \beta$ - матрицы Дирака. Прямой и обменный потенциалы определяются формулами

$$V_{np}(\vec{r}) = \alpha \sum_i \int \frac{\psi_i^*(\vec{r}') \psi_i(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}'$$

$$V_{od}\psi(\vec{r}) = \alpha \sum_i \psi_i(\vec{r}) \int \frac{\psi_i^*(\vec{r}') \psi(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}' \quad (9)$$

Суммы здесь берутся по заполненным состояниям. V_{np} и V_{od} являются сферически симметричными только если все суммы в (9) берутся по полностью заполненным оболочкам. В атоме T_m , как известно, в оболочке $4f_{7/2}$ отсутствует один электрон. Чтобы сохранить сферическую симметрию потенциала, мы усредняем вклад этой оболочки по углам.

Оценить точность метода Хартри-Фока для определения матричных элементов (7), вообще говоря, затруднительно. Некоторое представление о погрешности метода дает результат вычисления пороговой энергии ионизации $6s$ электрона в атоме туля: 5,28 эВ, что можно сравнить с экспериментальным значением 6,18 эВ. Можно ожидать, что точность определения квадратов матричных элементов (7) и разности энергии состояний $|f'\rangle$ и $|i\rangle$ не хуже 30%.

В анализ были включены внешние оболочки $6s, 4f, 5p$ и $5s$, возбуждение и ионизация которых дает вклад при $\varepsilon \leq 150$ эВ. В реальном образце волновые функции $6s$ -электронов деформируются за счет химических сил. Мы, однако, пренебрегаем этим эффектом, так как в любом случае $6s$ -электроны дают заметный вклад в спектр потерь энергии лишь в области $\varepsilon < 20$ эВ, которая мало существенна для полной дисперсии энергии линии.

На рис. I приведено суммарное по указанным оболочкам распределение вероятности W потери энергии по интервалам энергии величиной 5 эВ. (использование гистограммы удобно для представления вклада возбуждения в дискретный и непрерывный спектр на одном графике). Широкий пик при $\varepsilon \approx 50$ эВ обусловлен суммарным эффектом $4f$ и $5p$ оболочек ($5s$ -электроны дают вклад при $\varepsilon \geq 80$ эВ). Сдвиг пика в спектре в большие значения энергии по сравнению с порогом ионизации соответствующих оболочек в атоме T_m связан с тем, что энергия ионизации внешних электронов в рассматриваемом ионе T_m^+ существенно больше, чем в нейтральном атоме. Полная вероятность ионизации рассматриваемых оболочек составляет около 26%. При этом 17% дают $6s$ -электроны, влияние которых в реальном эксперименте несущественно из-за их малой энергии (~ 10 эВ).

Для эксперимента по измерению массы нейтрино наиболее существенными являются интегральные характеристики спектра "встряивания" - сдвиг центра тяжести $\bar{\Delta}$ и дисперсия σ^2 энергии линии. Мы приведем здесь данные характеристики в предположении, что "хвост" в спектре потерь при $\varepsilon > 150$ эВ несущественен (т.е. используется лишь приведенный на рисунке спектр при $\varepsilon < 150$ эВ, а основной линии приписывается вес 74%):

$$\bar{\Delta} = -8,8 \text{ эВ}, \quad \sigma^2 \approx 420 \text{ эВ}^2 \quad (\text{IO})$$

(можно полагать, что теоретическая неопределенность в таких интегральных характеристиках минимальна). Это означает ^{/4/}, что неучет асимметрии калибровочной линии в рассматриваемой области энергий привел бы к завышению значения m_ν^2 на

$$\delta m_\nu^2 \approx 2 \sigma^2 \approx 840 \text{ эВ}^2. \quad (\text{II})$$

В эксперименте ^{/2/} асимметрия конверсионной линии изучалась путем сравнения формы линий различной энергии, и влияние данной асимметрии учтено при получении конечного результата для m_ν . Результаты наших вычислений находятся в хорошем согласии со спектром, полученным и использовавшимся в ^{/2/} (наилучшее согласие имеется в указанных выше наиболее существенных интегральных характеристиках спектра потерь).

Мы благодарны В.А.Любимову и В.З.Нозику за многочисленные обсуждения деталей эксперимента ^{/2/}. Мы также благодарны В.М.Хацимовскому за помощь в начале работы и И.Б.Хрипловичу и О.П.Сушкову за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. Козик В.С., Любимов В.А., Новиков В.Г., Нозик В.З., Третьяков Е.Ф. ЯФ, 31, 301 (1980).
2. S.Boris, A.Golutvin, L.Laptin, V.Lubimov et al. The neutrino mass from the tritium beta-spectrum in valine. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Phys. Leipzig, 1984, Ed. by A.Meyer and E.Wieczorek, p. 259.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Квантовая механика, 3-е изд., Наука, М. 1974, § 41.
4. V.A.Lubimov, Sov. Sc. Rev. A4, 1 (1982).

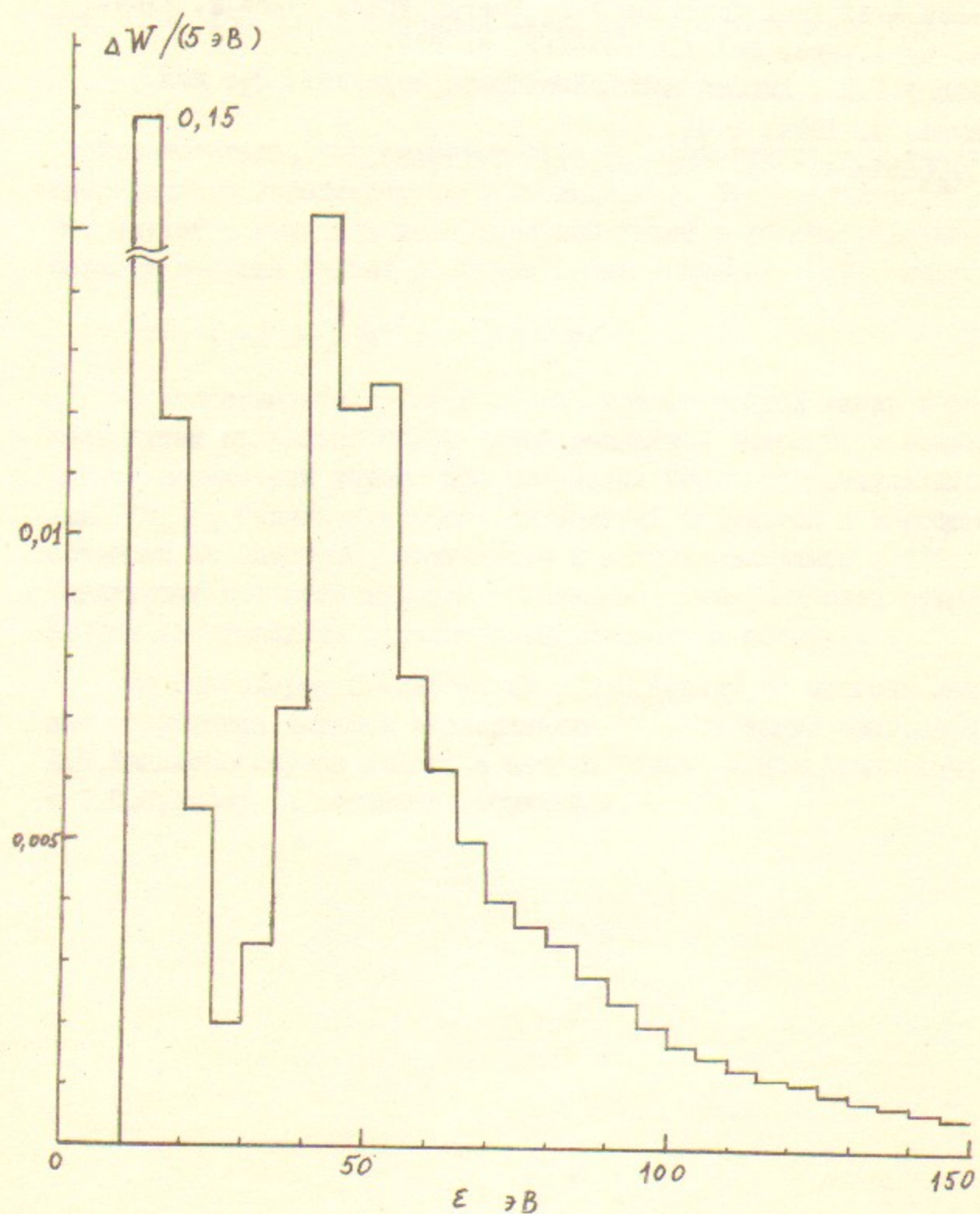


Рис.1. Гистограмма распределения вероятности возбуждения и ионизации электронов внешних оболочек в атоме быстрым электроном, выбиваемым с внутренней оболочки.

М.Б.Волошин, П.Г.Сильвестров

ОБ АСИММЕТРИИ КОНВЕРСИОННЫХ L И $M\beta$ -ЛИНИЙ
В АТОМЕ ТУЛИЯ

Препринт
№ 85-70

Работа поступила 26 апреля 1985г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 22.05.85г. МН 05164

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,8 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №70

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск, 90