

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ С МАССОЙ ОКОЛО $3m_e$ ПРИ β -РАСПАДЕ ЯДЕР

К.Я.Громов, А.Н.Каргин, Н.А.Лебедев, Т.И.Михайлова,
А.Ф.Новгородов

На основе анализа литературных данных о спектрах γ -излучения установлен верхний предел образования частиц с массой $\sim 3m_e$ при β^\pm -распаде ядер, равный 0,5%. Экспериментально установлено, что при β -распаде ^{90}Y этот же предел порядка 10^{-5} .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

To the Question of the Production Possibility of Particles with Mass about $3m_e$ in Nuclear β -Decay

K.Ya.Gromov et al.

We analysed the available data on γ -radiation spectra and obtained the upper limit of the production of particles with mass $\sim 3m_e$ in the β -decay. This limit is found to be equal to 0.5%. The same limit obtained experimentally for the β -decay of ^{90}Y is 10^{-5} .

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

А.М.Балдин^{/1/} обратил внимание на сделанное Д.В.Скобелевским предположение^{/2/} об испускании при β^- -распаде ^{214}Bi наряду с β -частицами частиц с массой, равной $3m_e$, где m_e — масса электрона. По оценкам Д.В.Скобелевского, вероятность образования этих новых частиц может достигать 10%, а время их жизни $\approx 10^{-10}$ с.

К сожалению, за 40 лет, прошедших с тех пор, не было выполнено тщательных проверок результатов экспериментов^{/3/}, так как считалось, что существование легкой частицы с массой, в несколько раз превышающей массу электрона, противоречит основным положениям квантовой электродинамики. В своей работе А.М.Балдин^{/1/} отметил, что частица с массой около $3m_e$ может быть квазистационарным состоянием, существующим в рамках КЭД, и рассмотрел последствия этой гипотезы.

Предполагается, что S^- -частица — это состояние (e^-, e^-, e^+) некой S -частицы, но тогда возможно и состояние $S^+(e^+, e^+, e^-)$. Спин S^\pm -частицы равен $1/2$. Процесс распада атомного ядра с вылетом S^\pm -частицы аналогичен обычному β -распаду, с тем отличием, что на образование S^\pm -частицы дополнительно затрачивается энергия $2m_e c^2$ (1022 кэВ). Распад происходит между теми же начальным и конечным состояниями ядра, что и обычный β -распад. Максимальная кинетическая энергия S^\pm -частицы примерно на 1 МэВ меньше, чем для β -распада того же ядра.

S^\pm -частица нестабильна, она распадается на электрон (позитрон) и γ -квант:

$$S^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma. \quad (1)$$

Таким образом, все кинематические выкладки Д.В.Скобельцына^{/2/} остаются в силе (он предполагал, что S -частица распадается на электрон и нейтрино). Энергии электрона (E_e) и γ -кванта (ϵ_γ), образовавшихся в результате распада остановившейся S -частицы, соответственно равны

$$\epsilon_\gamma = \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot m_e; \quad E_e = \frac{(n - 1)^2}{2n} \cdot m_e,$$

где $n = m_s/m_e$ — отношение массы S -частицы к массе электрона. Если подставить значение $n = 3$ из работы^{/2/}, то получим $\epsilon_\gamma = 681$ кэВ, $E_e = 340$ кэВ. Как видно, энергии γ -кванта и электрона не зависят от характеристик ядра, их испустившего. Следовательно, для всех ядер, при β -распаде которых испускается S -частица, должен наблюдаться γ -квант одной и той же энергии.

Распад S^\pm -частицы на электрон (позитрон) и два γ -кванта

$$S^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma_1 + \gamma_2 \quad (2)$$

тоже возможен, но в 137 раз менее вероятен, чем первый способ распада. S^\pm -частица может, в дополнение к указанным двум способам, проаннигилировать с электроном среды

$$S^+ + e^- \rightarrow 2\gamma. \quad (3)$$

Как обычно, процесс аннигиляции происходит после остановки S^\pm -частицы, и в результате данной реакции образуются два γ -кванта с энергиями $\epsilon_\gamma = 1022$ кэВ.

Настоящая работа посвящена одной из возможностей экспериментальной проверки этих предположений. Как известно, электроны с энергией 1—2 МэВ останавливаются в среде за время меньшее, чем 10^{-11} с. Примерно такое же время потребуется и для остановки S^{\mp} -частицы с той же энергией. Это значит, что могут быть созданы такие условия эксперимента, когда большая часть S^{\mp} -частиц (период их полураспада $\approx 10^{-10}$) распадается после остановки, испуская при этом монохроматический γ -квант.

Не обсуждая в деталях проблему постановки эксперимента по поиску монохроматических γ -лучей от распада остановившейся S^{\mp} -частицы и отсылая читателя, например, к обзору Ц.Вылова и др.^{/4/}, сделаем утверждение, что при стандартной постановке эксперимента по изучению γ -спектров при β -распаде с помощью Ge(Li)- γ -спектрометров в большинстве случаев обеспечиваются условия для регистрации γ -квантов при распаде остановившейся S^{\mp} -частицы с эффективностью, не более чем в два раза отличающейся от эффективности регистрации γ -лучей, возникающих при разрядке уровней, заселяемых при β -распаде. Таким образом, спектры γ -лучей, регистрируемых при β -распаде ядер, могут содержать и γ -лучи, испускаемые при распаде S^{\mp} -частицы. Это открывает возможность поиска S^{\mp} -частицы путем анализа результатов исследований спектров γ -лучей, испускаемых при β -распаде.

Для такого анализа по таблицам^{/5/} отбирались ядра, испытывающие электронный (позитронный) распад и удовлетворяющие следующим условиям:

1) граничная энергия β -спектров должна быть существенно больше 1 МэВ (иначе образование S^{\mp} -частицы запрещено законом сохранения энергии);

2) β^{-} (β^{+})-распад преимущественно идет на основное состояние дочернего ядра. В этих случаях интенсивность спектра γ -лучей, возникающих при переходах между уровнями дочернего ядра, меньше, и γ -лучи, возникшие при распаде S^{\mp} -частицы, легче обнаружить;

3) отбирались преимущественно ядра, γ -спектры которых хорошо изучены.

Было отобрано 57 ядер, испытывающих β^{-} -распад, ^{214}Bi среди них. Для поиска энергии γ -кванта, испускаемого при распаде S^{\mp} -частицы, использовалась таблица^{/6/}. В ней собраны энергии γ -переходов всех изученных ядер, доли которых на распад больше 0,5%. Переходы, относящиеся к ядрам из нашего списка, были записаны в отдельный файл, всего их насчитывается 431. В интересующей нас области от 350 до 1225 кэВ содержится 216 переходов. Наша задача

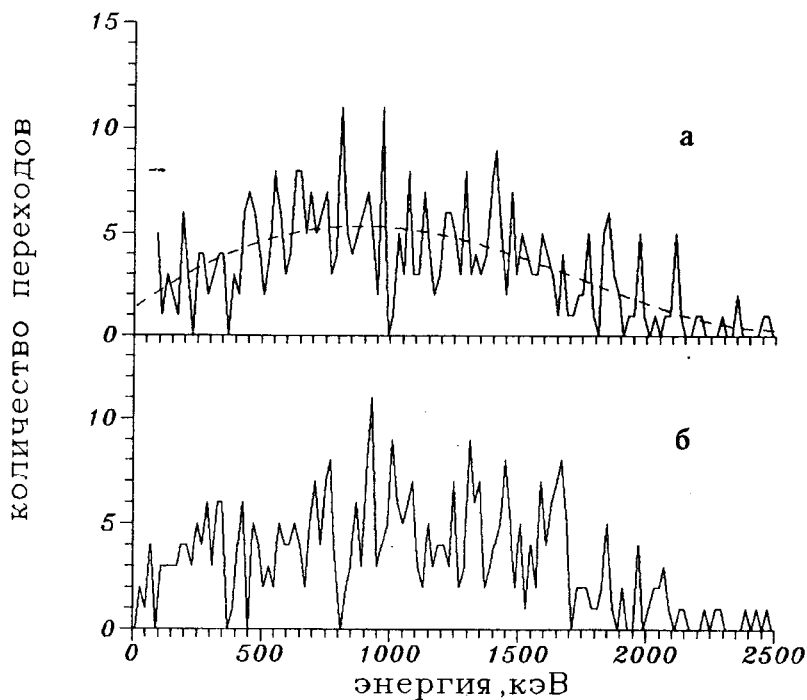


Рис.1. Количество переходов в интервале 20 кэВ, пунктиром обозначен график функции $\rho(E_\gamma) = 1,29 + 9,2 \cdot E - 4,9 \cdot E^2 - 0,9 \cdot E^3 + 0,5 \cdot E^4$, где E — энергия γ -кванта в МэВ (а). Распределение, смоделированное с использованием функции $\rho(E_\gamma)$ (б)

состояла в том, чтобы определить, нет ли в этом списке переходов выделенной энергии, при которой энергии γ -квантов, относящихся к разным ядрам, приблизительно совпадают (в пределах погрешности эксперимента).

На рис. 1,а представлен график зависимости числа переходов в определенном интервале энергий от энергии перехода E_γ . На этом графике имеются максимумы, но, как будет показано далее, они имеют чисто статистическую природу. Пунктиром показана средняя плотность переходов $\rho(E_\gamma)$, полученная аппроксимацией табличных данных функцией четвертого порядка методом наименьших квадратов. На рис. 1,б показано распределение переходов, смоделированное с использованием функции ρ и статистики Пуассона.

Ось E_γ была разбита на интервалы, длина которых обратно пропорциональна $\rho(E_\gamma)$, а величина интервала в интересующей нас области 700 кэВ равнялась ≈ 1 кэВ. В 20 случаях в один интервал попали энергии переходов двух различных ядер, в четырех случаях — трех. Если в нашем списке нет энергий γ -переходов, связанных с распадом S^- -частицы, то при таком разбиении оси E_γ вероятность того, что количество переходов в данном интервале (обозначим его x) окажется равно величине i , определяется распределением Пуассона^{17/}:

$$P(x = i) = \frac{\mu^i \cdot \exp(-\mu)}{i!},$$

где μ — среднее количество переходов на интервал.

Одной из характерных особенностей этого распределения является то, что дисперсия (disp) равняется среднему. В нашем случае $\mu = 0,264$, $\text{disp} = 0,274$.

Для того чтобы проверить, действительно ли распределение энергии переходов является пуассоновским, использовался критерий χ^2 . Получено значение $\chi_1^2 = 0,05$, что согласуется с гипотезой. Но тогда в 23,5 случаях в один интервал должно попадать два или больше γ -переходов, что точно согласуется с полученным по таблицам значением — 24 интервала. К тому же распределение переходов, показанное на рис. 1,б, дает функцию со столь же ярко выраженными максимумами, что и функция, показанная на рис. 1,а. Таким образом, нет оснований утверждать, что среди γ -переходов отобранных нами ядер есть переходы, относящиеся к распаду S^- -частицы.

Подобное исследование было проведено и для возможного распада S^+ -частицы. Для 42 ядер известно 220 переходов в интервале 350÷1200 кэВ. Найдена своя функция $\rho(E_\gamma)$ и получены следующие результаты: $\mu = 0,275$, $\text{disp} = 0,283$, $\chi_1^2 = 0,06$.

Вычисления дают, что в 25 интервалов должны попасть две и больше энергии переходов. В таблице же имеется всего 24 таких интервала. Тем самым показано, что в пределах той точности, которую нам дает пользование таблицами^{16/}, среди известных γ -переходов различных ядер нет выделенной энергии, которую можно было бы приписать распаду S^\mp -частицы, а значит, доля S^\mp -частиц, испускаемых при β -распаде ядер, не может превышать 0,5%, в отличие от 10%, даваемых Д.В.Скобельцыным для ^{214}Bi .

Среди ядер, для которых испускание S^{\mp} -частицы не запрещено из энергетических соображений, исключительно удобный случай для анализа дает β^- -распад ядра ^{90}Y ($T_{1/2} = 64,1$ ч, $E_{\beta^-} = 2,29$ МэВ). Пользуясь данными, представленными в работе^{/5/}, можно убедиться, что при распаде этого ядра возбуждаются только два уровня дочернего ядра ^{90}Zr : $0^+ - 1,761$ МэВ и $2^+ - 2,186$ МэВ, с интенсивностью $0,011\%$ и $1,4 \cdot 10^{-6}\%$ на распад соответственно. При разрядке этих уровней возникают γ -лучи $2,186$ (100%) и $0,425$ (0,03%) МэВ; разрядка уровня $0^+ - 1,761$ МэВ идет только через внутреннюю конверсию. Таким образом, интенсивность γ -лучей в выбранном выше интервале — не более чем $0,5 \cdot 10^{-9}\%$. Однако в работах, цитированных там же, мы не нашли экспериментального спектра в интересующей нас области. Поэтому мы провели специальные измерения γ -спектра ^{90}Y с целью прямого получения этой оценки.

Для получения источника ^{90}Y использован генератор, представляющий собой катионообменную колонку, заполненную смолой Aminex 5A в NH_4^+ -форме. После нанесения материнского нуклида ^{90}Sr из слабокислого раствора на колонку она промывалась водой, затем двумя-тремя свободными объемами $0,5$ моль раствора α -окси-изобутирата аммония и вновь водой. Через неделю накопившийся

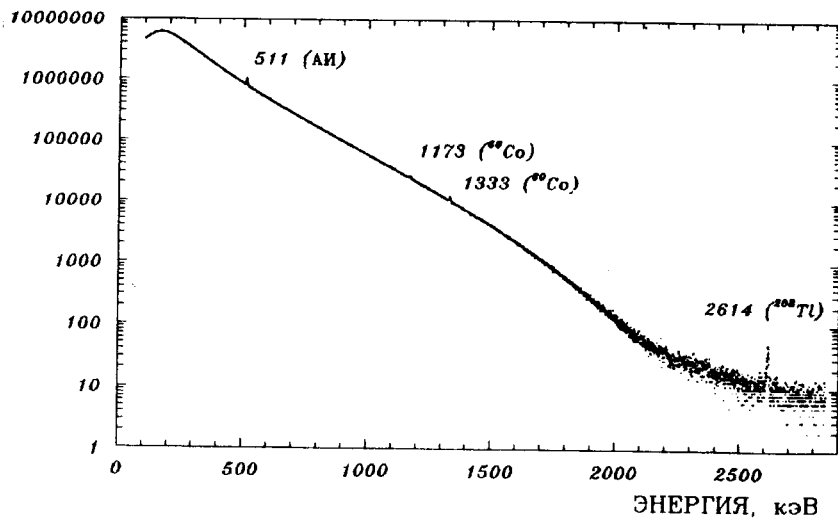


Рис.2. Спектр тормозного излучения от источника ^{90}Y . Условия эксперимента описаны в тексте. Пики ^{60}Co — от источника, использованного для подсветки (сила 165 к). Пик 2614 кэВ (в конце спектра) связан с естественным радиоактивным фоном. Время измерения спектра — 95 часов

^{90}Y вымывался 0,5 моль раствором α -оксиизобутирата аммония (0,5 мл) в стеклянную пробирку диаметром 8 мм, которая тщательно закрывалась и помещалась в цилиндрический фильтр из Pb, Cd и Cu толщиной 1,0; 0,5 и 0,5 мм соответственно. Измерения γ -спектра от приготовленного таким образом источника выполнены на низкофоновом γ -спектрометре с Ge(Li)-детектором в течение 95 часов. Чувствительный объем детектора — 40 см³, разрешающая способность спектрометра при кратковременных (1 час) измерениях — 3,1 кэВ на линии 1332 кэВ. Источник находился на расстоянии ≈ 7 см от детектора. Начальная активность ^{90}Y в источнике была около 120 МБк. Для целей контроля за калибровкой и стабильностью спектрометра детектор подсвечивался слабым источником ^{60}Co .

Полученный спектр представлен на рис. 2. Основной вклад вносит внутреннее тормозное излучение. Пик аннигиляционного излучения (511 АИ) и пики ^{60}Co были заметно уширены, вероятно, за счет температурной нестабильности: полуширины линий 511 и 1173 кэВ составили, соответственно, 4,7 и 9,2 кэВ. Это, естественно, в несколько раз повышает экспериментальный предел на оценку интенсивности возможных γ -лучей при распаде остановившейся S^- -частицы. Анализ части спектра, соответствующей диапазону энергий γ -квантов от 520 до 1150 кэВ, показал, что уверенно можно было бы определить пики γ -квантов с интенсивностью $\sim 0,3$ от линии 1173 кэВ. Так как средняя активность препарата ^{90}Y составляла около $5,9 \cdot 10^7$ Бк, а активность ^{60}Co равнялась 165 Бк, то вероятность образования S^- -частиц с последующим высвечиванием γ -квантов для области энергий от 520 до 1150 кэВ составляет 10^{-5} . Таким образом, проведенный эксперимент позволяет утверждать, что вероятность образования S^- -частицы при распаде ^{90}Y не более 10^{-5} на один распад этого ядра.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Baldin A.M. — JINR Rapid Communications No.3[42]-90, Dubna, 1990, p.4.
2. Скобельцын Д.В. — Распад неустойчивых частиц на лету и аномальное рассеяние β -лучей. В кн.: Памяти С.И.Вавилова, М.: изд-во АН СССР, 1952, с.292.
3. Скобельцын Д.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1938, 1—2, с.75.

4. Вылов Ц. и др. — Спектры излучений радиоактивных нуклидов. Ташкент: ФАН, 1980.
5. Table of Isotopes. Ed. by C.M.Lederer, New-York, 1978.
6. Gamma-Ray Catalog. Ed. by U.Reus and W.Westmeier, Lahnberge, 1978.
7. Худсон Д. — Статистика для физиков. М.: Мир, 1970.

Рукопись поступила 30 января 1992 года.