

2/11-72

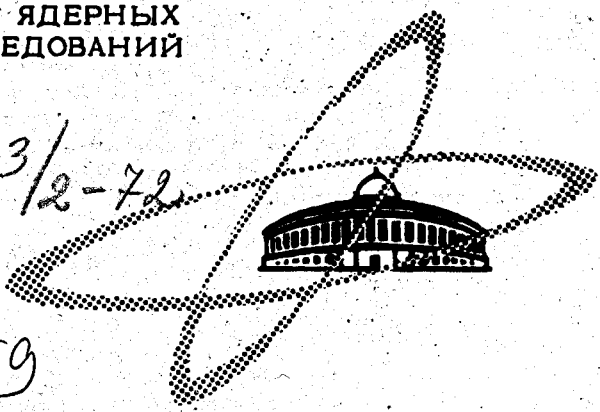
H-501

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

313/2-72

P2 - 6159



6159

Л.Л.Неменов

АТОМНЫЕ РАСПАДЫ K^0_L - МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P2 - 6159

Л.Л.Неменов

АТОМНЫЕ РАСПАДЫ K_L^0 - МЕЗОНОВ

Направлено в ЯФ

СЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Введение

В^{/1/} были рассмотрены редкие распады элементарных частиц, характерной чертой которых является наличие в конечном состоянии атомной системы. Такие превращения были названы атомными распадами, а связанное состояние обозначено символом A_{2f} , если атом образован частицей и античастицей, или A_{kf} , если частицы разные. В последнем случае для однозначного описания зарядового состояния на месте индекса k пишется символ положительно заряженной частицы. В^{/1/} для вероятности распада K_L^0 -мезона на нейтрино и атом, образованный π - и μ -мезоном, дана только грубая оценка. В настоящей работе вычислены вероятности атомных распадов K_L^0 -мезона:

$$K_L^0 \rightarrow A_{\pi\mu} + \bar{\nu} \quad (1)$$

$$K_L^0 \rightarrow A_{\mu\pi} + \nu \quad (2)$$

$$K_L^0 \rightarrow A_{\pi e} + \bar{\nu} \quad (3)$$

$$K_L^0 \rightarrow A_{e\pi} + \nu \quad (4)$$

в зависимости от параметров, характеризующих структуру адронного то-ка, и изучена возможность отделения случаев атомного распада от собы-тий, принадлежащих процессу:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu \quad (5)$$

§1. Вычисление вероятности атомных распадов

K_L^0 - мезонов

Так как вероятности процессов (1) и (2), (3) и (4) практически равны между собой, то достаточно рассмотреть элемент S -матрицы, описывающий распады (1), (3). В случае чисто векторного взаимодейст-вия /2-5/ имеем:

$$\langle Q, p' | S | q \rangle = - \frac{G}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{Q_0 m_L}{m p_0 q_0 q'_0} \right)^{1/2} \Psi_n(0) \times \quad (6)$$

$$\times \bar{u}(p) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(-p') [f_+(\kappa^2)(q+q')_\alpha + f_-(\kappa^2)\kappa_\alpha] \delta(Q+p'-q),$$

где q, q', p, p', Q - соответственно четырехимпульсы K -мезона, π -мезона, лептона, антинейтрино и атома: $q^2 = -m_K^2$, $q'^2 = -m_\pi^2$, $p^2 = -m_L^2$ (L - индекс лептона, образующего атом: $m_L \equiv m_\mu (m_e)$) если $L = \mu (e)$, $Q^2 = -m^2 (m \approx m_\pi + m_\mu)$, $\kappa = q - q'$; $\Psi_n(0)$ - волновая функция атома, образованного пионом и лептоном /1/, n - главное квантовое число; $f_+(\kappa^2)$ и $f_-(\kappa^2)$ - формфакторы K_L^0 -мезона пред-полагаются действительными функциями.

Вероятность распада, просуммированная по всем состояниям атомной системы, равна:

$$W(K_L^0 \rightarrow A_{\pi L} + \bar{\nu}) = \frac{G^2 \cdot 1,20 M_L^2 a^3 |\vec{Q}|^2 m_K f_+^2(\kappa^2)}{4\pi^2} \times$$

$$\times \left\{ 4 \frac{m_L m}{m_K^2} + (\xi - i) \frac{m_L^2}{m_K^2} \left[4 + (\xi - i) \frac{m_L}{m} \right] \right\},$$
(7)

где $\xi \equiv \xi(\kappa^2) \equiv \frac{f_-(\kappa^2)}{f_+(\kappa^2)}$, $\kappa^2 = -4,73 \frac{m^2}{m_\pi}$, $M_L = \frac{m_L m_\pi}{m_L + m_\pi}$ приведенная масса атома, а символ $A_{\pi L}$ обозначает связанное состояние пиона и лептона. Из формулы (7) следует, что из-за малой величины M_e и m_e вероятность распадов (3) и (4) оказывается меньше вероятности процессов (1) и (2) примерно на шесть порядков. Интенсивность распадов (1) и (2) обращается в нуль при

$$\xi_0(\kappa^2) = -\frac{2m - m_\mu}{m_\mu} = -3,64.$$

Если реальное отношение формфакторов окажется близким к этой величине, то вероятность атомного распада, обусловленная векторным вариантом взаимодействия, будет сильно подавлена. Заметим, что интенсивность распадов за счёт скалярного взаимодействия не зависит от ξ . Поэтому при значениях $\xi \approx \xi_0$ вероятность процессов (1), (2) оказывается чувствительной к скалярному варианту взаимодействия, если, конечно, этот вариант существует. Подставляя в формулу (7) численные значения параметров, получаем:

$$W(K_L^0 \rightarrow A_{\pi\mu} + \tilde{\nu}) = \frac{0,974 \cdot 10^{-9} G^2 m_K^5 f_+^2(\kappa^2)}{4\pi^2} (0,258 + 0,141 \xi + 0,0194 \xi^2). \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что вероятность процессов (1), (2) более чувствительна к величине ξ , нежели вероятность обычного K_L^0 -распада, равная $/6/$:

$$W(K_L^0 \rightarrow \pi + \mu + \nu) = \frac{0,558 G^2 m_K^5 f_+^2(0)}{768 \pi^3} \times \quad (9)$$

$$\times (0,645 + 0,124 \xi(0) + 0,019 \xi^2(0) + 3,55 \lambda_+ + 5,93 \lambda_+^2 + 0,44 \xi(0) \lambda_+).$$

На рис. 1 представлена зависимость величины:

$$\rho = \frac{W(K_L^0 \rightarrow A_{\pi\mu} + \tilde{\nu})}{W(K_L^0 \rightarrow \pi + \mu + \tilde{\nu})} \quad (10)$$

от значений параметров $\xi(0)$ и λ_+ , из которой следует, что изменение относительной вероятности распадов (1), (2) позволяет определить значение $\xi(0)$ даже в том случае, когда величина λ_+ известна с невысокой точностью.

Если в формулы (8), (9) подставить значения λ_+ и $\xi(0)$, определенные из распадов K_{L3}^+ $/6/$, то $\rho = 4 \cdot 10^{-7}$. Из-за низкой вероятности атомных распадов необходимо рассмотреть возможность отделения процессов (1), (2) от лептонных распадов $K_{\mu 3}^0$ с эффективными массами $(\pi\mu)$ -пар, близкими к массе атома.

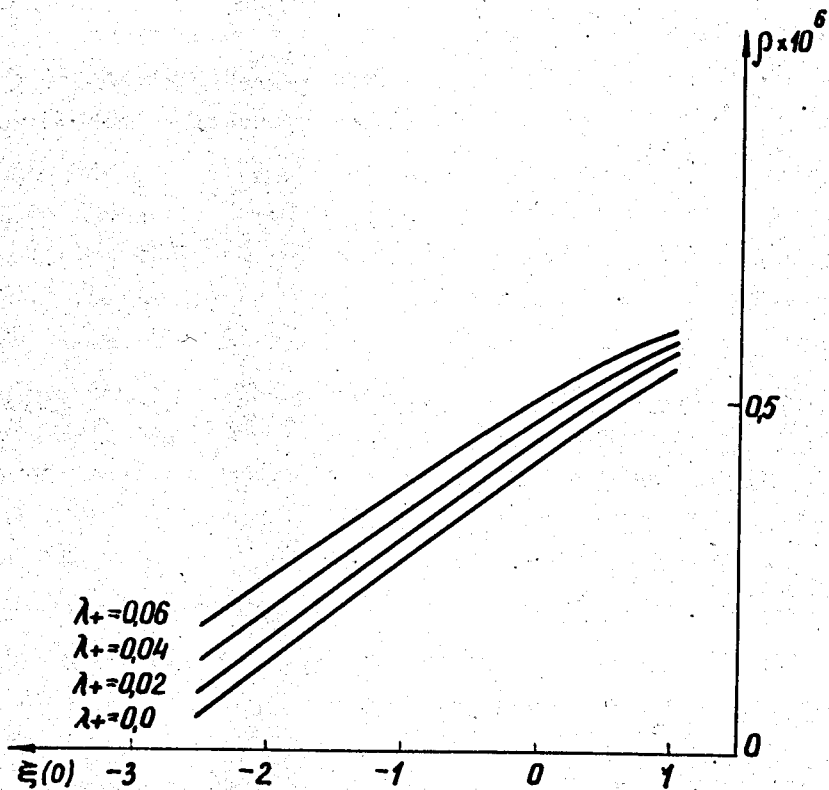


Рис. 1. Зависимость относительной вероятности атомного распада

$$\rho = \frac{W(K_L^0 \rightarrow A + \bar{\nu})}{W(K_L^0 \rightarrow \pi + \mu + \bar{\nu})}$$

от величины отношения формфакторов $\xi(0) = \frac{f_{-}(0)}{f_{+}(0)}$ и значений параметра λ_+ .

§2. Взаимодействие $A_{\pi\mu}$ с веществом

Возможность наблюдения атомных распадов K_L^0 - мезонов обусловлена характером взаимодействия $A_{\pi\mu}$ с атомами вещества. Рассмотрим соударения $A_{\pi\mu}$ с атомом, сопровождающиеся развалом связанного состояния на π - и μ - мезоны. Точное вычисление сечения такого процесса является самостоятельной задачей. В то же время оценка минимального значения сечения может быть легко получена, если рассмотреть столкновения с прицельными параметрами $b \lesssim 10^{-11}$ см. Так как среднее расстояние между мезонами в связанном состоянии равно $6,6 \cdot 10^{-11}$ см, то для рассеяния с $b \lesssim 10^{-11}$ см можно пренебречь взаимной экранировкой частиц в $A_{\pi\mu}$ и считать, что π - и μ - мезоны независимо взаимодействуют по закону Кулона с ядрами и электронами вещества. Значениям $b \lesssim 10^{-11}$ соответствуют квадраты переданных импульсов $\Delta^2 \lesssim 20 p_0^2$, где p_0 - средний импульс частицы в атоме. Полагая, что при таких передачах вероятность развала близка к единице, для сечения диссоциации $A_{\pi\mu}$ получаем следующую оценку:

$$\sigma(b \lesssim 10^{-11} \text{ см}) \approx 8\pi N \frac{Z}{A} (Z+1) r_e^2 \frac{m_e^2}{20 p_0^2} \frac{\text{см}^2}{\text{гр}}, \quad (11)$$

где N - число Авогадро, A - атомный номер вещества, r_e - классический радиус электрона. Из формулы (11) следует, что после прохождения золотой фольги толщиной $\approx 0,5$ мм мезонный атом разваливается с вероятностью $\approx 90\%$; вероятность диссоциации в слое углерода толщиной $0,4$ мм, вычисленная из соотношения (11), равна $\approx 1\%$.

Рассмотрим отношение импульсов π - и μ - мезонов, образовавшихся в результате развала $A_{\pi\mu}$. Обозначим эффективную массу мезонов через ω :

$$\omega = m_\pi + m_\mu + 2\epsilon,$$

где 2ϵ - энергосвечение в системе ЦИ $\pi\mu$. При малых значениях ϵ отношение импульсов в лабораторной системе равно:

$$\frac{p_\mu}{p_\pi} = \frac{m_\mu}{m_\pi} \left[1 + 2\sqrt{\frac{\epsilon}{M}} \cos \Theta + 2\epsilon \frac{m_\pi - m_\mu}{m_\pi m_\mu} \right], \quad (12)$$

где Θ - угол испускания 2μ -мезона в с.ц.и. $\pi\mu$. Подставляя в формулу (12) значение $\epsilon \approx \frac{p_0}{2M}$, получаем:

$$\frac{p_\mu}{p_\pi} \approx \frac{m_\mu}{m_\pi} \left[1 + 10^{-2} \cos \Theta \right]. \quad (13)$$

Для мезонов, испущенных в распадах K_L^0 , значение p_μ/p_π будет отклоняться от соотношения (13) по мере увеличения энергосвечения. Уже при $\epsilon = 1$ Мэв и $0^\circ < \Theta < 85^\circ$ (или $95^\circ < \Theta < 180^\circ$) это отклонение превысит два стандарта, если относительное разрешение по импульсам мезонов будет равно 1%. Поэтому распады K_L^0 могут имитировать развал атома только в тех случаях, когда $\epsilon < 1$ Мэв. Вероятность появления событий с таким энергосвечением, рассчитанная для частного случая $\xi(0) = 1$, равна 10^{-3} .

§3. Схема эксперимента по наблюдению атомного распада K_L^0

Исходя из оценки сечения диссоциации $A_{\pi\mu}$ и вероятности распадов K_L^0 , имитирующих развал атома, рассмотрим вариант эксперимента по наблюдению атомного распада K_L^0 .

Пучок K_L^0 -мезонов, очищенный от γ -квантов, проходит через вакуумный тракт. За тонким выходным окошком тракта последовательно располагаются: тонкий сцинтилляционный счётчик, золотая фольга толщиной $\approx 0,5$ мм, сцинтилляционный счётчик с пленочным пластиком толщи-

ной $\approx 0,2$ мм и магнитный спектрометр с искровыми камерами. В вакуумном тракте происходят лептонные и атомные распады K_L^0 -мезонов. Часть образовавшихся атомов, двигаясь по направлению пучка, пересекает первый счётчик, не давая в нем сигнала, и разваливается в золотой фольге. Образовавшиеся π - и μ -мезоны дают вспышку в пленочном сцинтилляторе; их импульсы и углы вылета измеряются магнитным спектрометром. Выберем такие условия опыта, чтобы $A_{\pi\mu}$, возникшие на расстоянии $l \approx 7-10$ м от золотой фольги, эффективно регистрировались магнитным спектрометром. Тогда требование отсутствия импульса в первом счётчике и наличие вспышки в пленочном сцинтилляторе подавит эффективность регистрации лептонных распадов на величину $\frac{l}{0,7} \approx 10^4$; цифра 0,7 мм равна суммарной толщине золотой фольги и пленочного сцинтиллятора. Анализ зарегистрированных событий по импульсам позволит подавить лептонные распады более чем в 10^3 раз. Поэтому в описанном варианте эксперимента $K_{3\mu}$ распад имитирует развал мезонного атома с вероятностью меньшей, чем 10^{-7} .

В заключение я хочу поблагодарить С.М. Биленького, Б.М. Понтекорво и Р.Н. Фаустова за полезные обсуждения и В.М. Курочкина за проведение численных расчётов.

Литература

1. Л.Л. Неменов. Препринт ОИЯИ P2-5941, Дубна, 1971.
2. R.P. Feynmann, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193 (1958).
3. R.E. Marshak, E. Sudarschan. Phys. Rev., 109, 1860 (1958).
4. F. Zachariasen. Phys. Rev., 110, 1481 (1958).
5. С.М. Биленький. "Введение в диаграммную технику Фейнмана", М., Атомиздат, 1971 г.
6. L.M. Chounet. Review of Experimental Results CERN 70-14, p. 64 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 декабря 1971 года.