ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 5941

Л.Л. Неменов

АТОМНЫЕ РАСПАДЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P2 - 5941

Л.Л. Неменов

АТОМНЫЕ РАСПАДЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в ЯФ

Введение

В настоящей работе рассмотрены редкие распады элементарных частиц, характерной чертой которых является наличие в конечном состоянии атомной системы. В дальнейшем такие превращения будут называться атомными распадами, а связанное состояние обозначаться символом $A_{2f}(n, L, j)$, если атом образован частицей и античастицей или $A_{kf}(n\,L\,j)$, если частицы разные. В последнем случае для однозначного описания зарядового состояния на месте индекса k пишется символ положительно заряженной частицы. Буквы в скобках характеризуют состояние системы: n – главное квантовое число, L – орбитальный момент, j – полный момент. Запись некоторых связанных состояний в этих обозначениях приводится в таблице 1.

Таблица 1

Частицы, образующие атом	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\mu^+\pi^-$	π^+e^-
обозначение	$A_{2e}(nLj)$	$A_{2\mu}(nLj)$	$A_{\mu\pi}(nLj)$	$A_{\pi e}(nLj)$

Атомные распады присущи многим элементарным частицам. Однако вследствие малой вероятности процесса его наблюдение весьма затруднительно. Поэтому ниже рассматриваются только некоторые типы атомных превращений, исследование которых представляет несомненный интерес и возможно уже на существующих ускорителях.

§1. Вычисление вероятности испускания атома в распадах типа $a \to b + \gamma$

Рассмотрим диаграмму Фейнмана (рис. 1а), описывающую распад частицы с 4-импульсом q $(q^2 = -\varkappa^2)$ на реальный фотон с 4-импульсом k, индексом поляризации λ и частицу с 4-импульсом $p\,(p^2 = -M^2)$. Соответствующий элемент S-матрицы запишем в виде [1]:

$$<k\lambda, p|S|q> = (2\pi)^{5/2} e \frac{1}{\sqrt{2k_0}} e^{\lambda}_{\mu}(k) J_{\mu}(k) \delta^4(p+k-q), \qquad (1)$$

где $J_{\mu}(k)$ – матричный элемент тока.

Вероятность распада, просуммированная по состояниям поляризации фотона, в системе отсчёта, где начальная частица покоится, равна:

$$W_{\gamma} = \frac{e^2(2\pi)^4}{2} \frac{\kappa^4 - M^4}{4\kappa^3} \int [|J_1(k)|^2 + |J_2(k)|^2] d\Omega_{\vec{k}}. \qquad (2)$$

В дальнейшем нас будет интересовать только вероятность испускания A_{2e} и $A_{2\mu}$. Для ее вычисления рассмотрим распад с внутренней конверсией фотона в фермион-антифермионную пару [2,3], описываемый диаграммой Фейнмана, представленной на рисунке 1в. Соответствующий элемент S-матрицы записывается в виде:

$$<f\bar{f}, p|S|q> = -2\pi e^2 \left(\frac{\mu^2}{p_{10}\,p_{20}}\right)^{1/2} \bar{u}^{r_2}(p_2)\gamma_{\mu} u^{r_1}(-p_1) \frac{1}{k'^2_{\mu}} \times$$

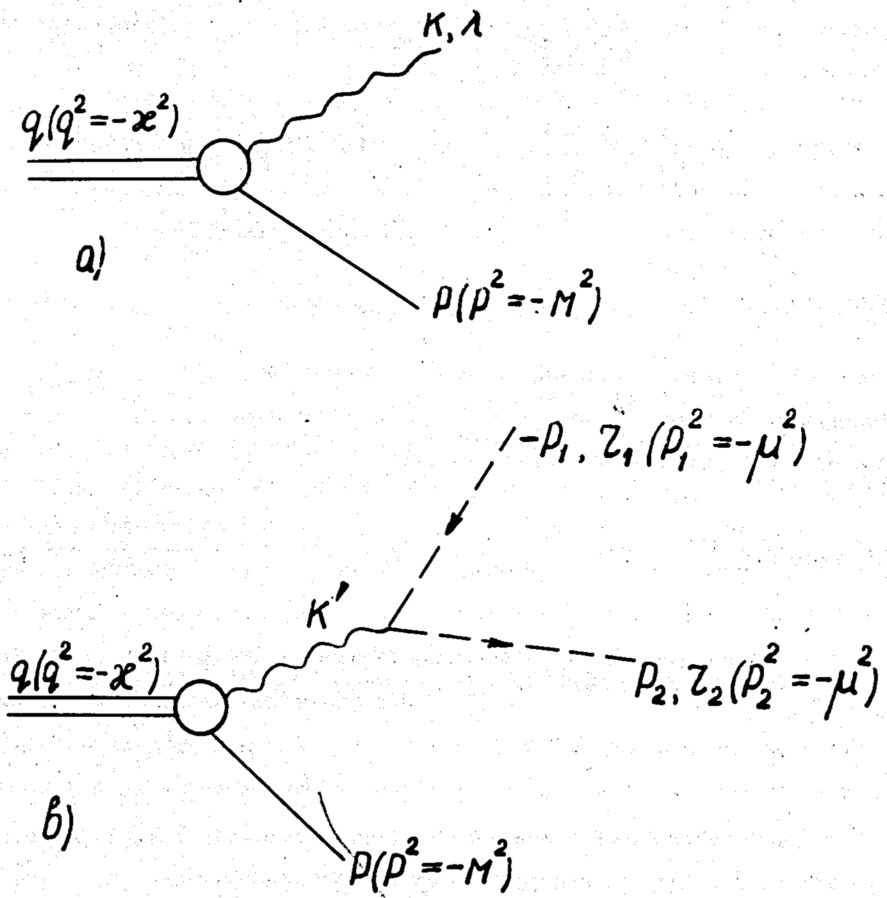

Рис. 1

$$\times J_\mu(k')\delta^4(p_2+p_1+p-q), \tag{3}$$

где μ – масса фермиона, $p_2(p_1)$ – 4-импульс фермиона (антифермиона), $r_2(r_1)$ – спиновый индекс фермиона (антифермиона), k'_μ – четырехимпульс виртуального фотона. Элемент S-матрицы, описывающий атомный распад, равен выражению (3) при $\bar{p}_1=\bar{p}_2$ $p_{10}=p_{20}$, умноженному на функцию $(2\pi)^{3/2}(\frac{Q_0}{m})^{1/2}\Psi_{nLj}(0)$:

$$\langle A,p|S|q\rangle=(2\pi)^{5/2}e^2\frac{1}{(Q_0m^3)^{1/2}}\Psi_{nLj}(0)\bar{u}^{r_2}(\frac{Q}{2})\gamma_\mu u^{r_1}(-\frac{Q}{2})\times \tag{4}$$

$$\times J_\mu(Q)\,\delta(Q+p-q),$$

где Q – 4-импульс атома, m – его масса $(m\approx 2\mu)$; $\Psi_{nLj}(0)$ – волновая функция системы с квантовыми числами n,L,j при $r\approx 0$. Вероятность атомного распада равна:

$$W_{\text{атомн.}}=4(2\pi)^5\,\alpha\,e^2\frac{1}{m^3}\sum_{n,L,j}|\Psi_{nLj}(0)|^2\frac{|\vec{Q}|(\kappa^2+M^2-m^2)}{2\kappa^2}\times$$

$$\times\{\int[|J_1(Q)|^2+|J_2(Q)|^2]d\Omega_{\vec{Q}}+\frac{m^2}{Q_0^2}\int|J_3(Q)|^2d\Omega_{\vec{Q}}\}. \tag{5}$$

Для практических целей достаточно вычислить отношение вероятности испускания атома к вероятности испускания фотона.

Из формул (2) и (5) имеем:

$$\rho_{\text{атомн.}} = \frac{W_{\text{атомн.}}}{W_\gamma} = \frac{32\pi\alpha|\vec{Q}|\,\kappa}{m^3(\kappa^2 - M^2)}\left(1 - \frac{m^2}{\kappa^2 + M^2}\right)\sum_{n,L,l}|\Psi_{nLl}(0)|^2 \times$$

$$\times\left[R_T(Q,k) + \frac{m^2}{Q_0^2}R_L(Q,k)\right], \tag{6}$$

где функции

$$R_T(Q,k) = \frac{\int[|J_1(Q)|^2 + |J_2(Q)|^2]\,d\Omega_{\vec{Q}}}{\int[|J_1(k)|^2 + |J_2(k)|^2]\,d\Omega_{\vec{k}}} \qquad R_L(Q,k) = \frac{\int|J_3(Q)|^2\,d\Omega_{\vec{Q}}}{\int[|J_1(k)|^2 + |J_2(k)|^2]\,d\Omega_{\vec{k}}}$$

обусловлены соответственно поперечными и продольной компонентами тока.

Для вычисления $\rho_{\text{атомн.}}$ можно использовать волновые функции $\Psi_{nLl}(r)$, являющиеся решением уравнения Шредингера. На малых расстояниях шредингеровские функции ведут себя как $\left(\frac{r}{a_0}\right)^L$ (где a_0 – боровский радиус атома). Поэтому с относительной точностью $\approx\alpha^2$ можно считать, что атомы образуются только в состояниях с $L=0$. Так как зарядовая четность системы фермион-антифермион равна $C=(-1)^{L+S}$ (где S -спин атома), то в рассматриваемом приближении атомы испускаются лишь в триплетном состоянии.

Основная погрешность в вероятность атомного распада вносится пренебрежением среднего импульса частицы в атоме по сравнению с ее массой покоя, которое сделано в исходной формуле (4). Относительную неточность этого приближения оценить трудно, однако она не превышает одного процента.

§2. Вычисление вероятности распадов

$$\pi^0 \to \gamma + A_{2e}(1), \quad \eta^0 \to \gamma + A_{2e}(2), \quad \eta^0 \to \gamma + A_{2\mu}(3).$$

Для вычисления вероятностей атомных распадов π^0 – и η^0 –мезонов воспользуемся формулой (6), положив $M^2 = 0$. Так как вместе с атомом испускается реальный фотон, то из закона сохранения момента следует, что $R_L(Q,k) = 0$. Кроме того в формулу (6) надо ввести множитель 2, так как атом может образовываться каждым фотоном.

Полагая для A_{2e} и $A_{2\mu}$ $L = 0$ и $j = 1$, имеем:

$$\rho(\pi^0, \eta^0) = \frac{W_{\text{атомн.}}}{W_\gamma} = \frac{64\pi a|\vec{Q}|}{m^3 \kappa}\left(1 - \frac{m^2}{\kappa^2}\right) R_T(Q,k) \sum_{n=1}^{\infty} |\Psi_{n,0,1}(0)|^2 . \quad (7)$$

Подставляя в (7)

$$\sum_{n=1}^{\infty} |\Psi_{n,0,1}(0)|^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} = \frac{1{,}20}{64\pi} m^3 a^3 ,$$

получаем окончательное выражение:

$$\rho(\pi^0, \eta^0) = \frac{1{,}20 a^4 |\vec{Q}|}{\kappa}\left(1 - \frac{m^2}{\kappa^2}\right) R_T(Q,k). \quad (8)$$

Функция $R_T(Q,k)$ равна[4]:

$$R_T(Q,k) = \frac{|\vec{Q}|}{|\vec{k}|}\left(1 + \frac{m^2}{M_1^2} + \ldots\right),$$

где M_1 – масса промежуточной частицы, с которой взаимодействует виртуальный фотон. Для распадов с испусканием A_{2e}

$$\frac{|\vec{Q}|}{|\vec{k}|} - 1 \approx 10^{-4}, \quad \left(\frac{m}{\kappa}\right)^2 \approx 10^{-4}, \quad \left(\frac{|\vec{Q}|}{\kappa} - \frac{1}{2}\right) \approx 10^{-4}, \quad \left(\frac{m}{M_1}\right)^2 \approx 10^{-6},$$

поэтому

$$\rho(\pi^0 \to \gamma + A_{2e}) \approx \rho(\eta^0 \to \gamma + A_{2e}) = 0{,}60\,\alpha^4 = 1{,}70 \cdot 10^{-9}.$$

Полученный результат является хорошей оценкой вероятности испускания A_{2e} для большинства атомных распадов элементарных частиц, так как фазовые объемы для энергичного фотона ($E_\gamma > 10$ Мэв) и A_{2e} практически совпадают, а перед $R_L(Q,k)$ стоит множитель $\frac{m^2}{Q_0^2}$ x/.

Вероятность распада η^0-мезона на $A_{2\mu}$ и фотон равна:

$$\rho(\eta^0 \to \gamma + A_{2\mu}) = 0{,}44\,\alpha^4 R_T(Q,k) \approx 1{,}07 \cdot 10^{-9}\left(1 + \frac{m^2}{M_1^2}\right) \approx 1{,}15 \cdot 10^{-9}.$$

Малая вероятность рассмотренных процессов частично обусловлена тем, что для образования атома необходима внутренняя конверсия фотона. Этот эффект приводит к появлению в выражении для $\rho_{\text{атомн.}}$ коэффициента $\approx 10^{-2}$. Если основной канал уже содержит в конечном состоянии заряженные частицы противоположных знаков, то вероятность атомных распадов будет $\approx 10^{-7}$. В качестве примера таких распадов можно привести процессы:

$$K_L^0 \to A_{\pi\mu} + \nu,$$

$$K_L^0 \to A_{e\pi} + \nu.$$

§3. Распад $\pi^0 \to \gamma + A_{2e}$ и образование свободных позитрониев

Несмотря на малую вероятность распада $\pi^0 \to A_{2e} + \gamma$, его наблюдение и количественное исследование в принципе возможно на существующих ускорителях, благодаря некоторым свойствам A_{2e} высокой энергии ($E_A \geq 1000$ Мэв).

Рассмотрим позитроний с энергией ≈ 1000 Мэв, которая характерна для фотонов от распада π^0-мезонов на ускорителе ИФВЭ (Серпухов).

---

x/ Для вычисления вероятности испускания A_{2e} при ядерных переходах, которые сопровождаются незначительным энерговыделением, требуются специальные расчёты.

Время жизни такого атома в триплетном состоянии $\tau_{\text{лаборат.}} \approx 10^{-4}$ сек. Поэтому на расстояниях $\approx$50–100 метров эти атомы могут рассматриваться как стабильные. При прохождении через вещество релятивистский позитроний, взаимодействуя с кулоновским полем ядер и электронов, может разваливаться. Для оценки вероятности этого процесса рассмотрим такие столкновения позитрония с ядром, в которых квадрат переданного импульса Δ^2 на порядок превышает квадрат импульса электрона в $A_{2e}(\Delta_0^2)$. Можно легко показать, что максимальный прицельный параметр таких соударений на порядок меньше среднего расстояния между частицами позитрония, что позволяет не рассматривать взаимное экранирование частиц в A_{2e}. Минимальный угол в соударениях с $\Delta^2 \geq \Delta_0^2$ настолько велик, что можно пренебречь экранирующим действием атомных электронов вещества. Таким образом, при больших переданных импульсах частицы позитрония независимо взаимодействуют по закону Кулона с ядрами и электронами. Вероятность развала релятивистского позитрония только за счёт соударений с большими передачами становится равной единице после прохождения слоя вещества толщиной $\approx 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ г/см^2 ($\approx$0,1 мк для алюминия).

Вследствие большого сечения развала позитронии, испущенные в реакциях, разваливаются в мишени. Поэтому единственным реальным источником релятивистских A_{2e} на ускорителях высоких энергий являются π^0-мезоны, распавшиеся в вакууме с испусканием позитрония. Так как вероятность выхода π^0-мезона из мишени зависит от его времени жизни τ_{π^0}, то отношение числа позитрониев к числу γ-квантов, испущенных из мишени, чувствительно к величине τ_{π^0}.

В заключение я считаю своим приятным долгом поблагодарить С.М. Биленького, С.Б. Герасимова, Л.Г. Пономарева, Б.М. Понтекорво и Р.Н. Фаустова за обсуждение и полезные советы.

Литература

1. С.М. Биленький. "Введение в диаграммную технику Фейнмана". М., Атомиздат.
2. R.H. Dalitz. Proc.Phys.Soc. (London), A220, 183 (1953).
3. N.M. Kroll and W. Wada. Phys.Rev., 98, 5, 1355 (1955).
4. D. Joseph. Nuovo Cim., 16, 997 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1971 года.