

Д. ИВАНЕНКО и А. СОКОЛОВ

МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 24 VII 1947)

1. Наряду с комбинациями элементарных частиц атомного и ядерного типа, образующимися благодаря электромагнитным или мезотронным взаимодействиям, которые, вообще говоря, являются весьма устойчивыми (за исключением нестабильных изотопов) системами, можно указать на ряд других по существу метастабильных систем из элементарных частиц с весьма коротким временем жизни. Например, мезотрон и электрон при взаимодействии могут не только аннигилироваться, но также образовывать метастабильную систему атомного типа: „позитроний“*, в которой обе частицы будут обращаться вокруг общего центра тяжести. Аналогично могут образоваться системы атомного типа из положительного мезотрона и электрона (а также отрицательного мезотрона и позитрона), которым можно присвоить название „мезотроний“. Далее имеем системы из протона или других ядер вращающегося вокруг них мезотрона („мезоводород“), а также из двух мезотронов. Здесь мы ограничиваемся системами, стабильность которых обусловлена электрическими силами.

Подсчитаем вероятность образования системы атомного типа из двух элементарных частиц.

За начальную ψ -функцию возьмем плоские волны для двух частиц, пренебрегая кулоновым взаимодействием, релятивистскими эффектами, а также здесь и в дальнейшем спиновой зависимостью. Тогда

$$\psi_0 = L^{-3} e^{-ict(k_0 + k'_0 + k_0/2k_0 + k_0'/2k'_0) + i\vec{k}\vec{r} + i\vec{k}'\vec{r}'} \quad (1)$$

где \vec{k} и \vec{k}' — волновые числа обеих частиц, массы которых соответственно равны $m = k_0 h/c$ и $m' = k'_0 h/c$, L — длина куба периодичности.

В случае кулоновского взаимодействия волновая функция в $1S$ -состоянии может быть представлена в виде следующего ряда Фурье:

$$\psi_1 = \frac{8\sqrt{\pi}}{L^{3/2}} (\alpha x_0)^{3/2} e^{-ict(K_0 + k_0/2K_0 - \alpha^2 x_0/2)} \sum_{\vec{x}} \frac{e^{i\vec{r}\vec{x}} [\vec{k}(k_0/K_0) + \vec{x}] + i\vec{r}' [\vec{k}'(k'_0/K_0) - \vec{x}]}{(x^2 + \alpha^2 x_0^2)^2} \quad (2)$$

Здесь α — постоянная тонкой структуры, а $\hbar K_0/c$ и $\hbar x_0/c$ — соответственно общая и приведенная масса системы.

В полурелятивистском приближении (т. е. когда энергия может иметь два знака, но абсолютное значение скорости v частицы остается

* Идея возможности метастабильных систем из электрона и позитрона обсуждалась некоторое время тому назад проф. Я. И. Френкелем и одним из нас (?).

много меньше c) уравнение для бесспиновой частицы, взаимодействующей с полем фотонов, запишем в виде:

$$\left(-\frac{1}{ic} \frac{\partial}{\partial t} - k_0 + \frac{1}{2k_0} \nabla^2\right) \psi = \left(\frac{e^2 A^2}{2k_0 c^2 \hbar^2} - \frac{e}{ik_0 c \hbar} \vec{A} \vec{\nabla}\right) \psi, \quad (3)$$

где k_0 может принимать как положительные ($E > 0$), так и отрицательные ($E < 0$) значения. Поле фотонов разложено по плоским волнам, причем для квантовых амплитуд имеют место известные перестановочные соотношения.

Эффективное сечение захвата в системе, где одна из частиц (с массой k'_0) покоится ($\vec{k}'_0 = 0$), определяется соотношением:

$$\sigma = \frac{L^3 k_0}{ck} \frac{\partial}{\partial t} \sum C^+ C. \quad (4)$$

В данном случае, когда испускается один фотон (избыток импульса берется самой системой), имеем:

$$C = \frac{e}{k_0 \hbar} \int_0^t dt \int d\tau d\tau' \psi_1^+(\vec{r}', \vec{r}, t) (\vec{A}(\vec{r}, t) \vec{\nabla}) \psi_0(\vec{r}', \vec{r}, t). \quad (5)$$

Здесь элементы объема относятся соответственно к двум частицам. Отсюда в случае больших скоростей падающих частиц

$$\sigma = \frac{128}{3} \frac{\pi}{\alpha} \left(\frac{e^2}{m' c^2}\right)^2 \left(\frac{ca}{v}\right)^5 \left(\frac{K_0}{k_0}\right)^2. \quad (6)$$

Аналогично для малых скоростей ($v < \alpha c$) имеем:

$$\sigma = \frac{128}{3} \frac{\pi}{\alpha} \left(\frac{e^2}{m' c^2}\right)^2 \frac{v}{\alpha c} \left(\frac{K_0}{k_0}\right)^2. \quad (7)$$

Рассматривая близкую задачу захвата электрона протоном, Оппенгеймер⁽²⁾ заметил, что при скоростях, близких к нулю, существенную роль начинает играть кулоновское взаимодействие частиц также в начальном состоянии (в выражении для ψ появится типичный логарифмический член). Учет кулоновского взаимодействия изменяет (увеличивает) эффективное сечение лишь при $v \rightarrow 0$. Поэтому выражение (7) во всяком случае определит нижнюю границу для эффективного сечения, а формула (6) безусловно дает правильный порядок для σ .

Сравним теперь полученные выражения для эффективного сечения образования позитрония ($k'_0 = k_0$) с формулами Дирака для вероятности аннигиляции электрона и позитрона, которые были вычислены первоначально при том же пренебрежении кулоновским взаимодействием в начальном состоянии.

В нерелятивистском случае Дирак получил

$$\sigma_1 = \frac{\pi c}{v} \left(\frac{e^2}{m' c^2}\right)^2.$$

Отсюда видно, что при сравнительно больших скоростях ($v \gg \alpha c$) вероятность аннигиляции будет превышать вероятность образования позитрония. В области же скоростей порядка $v = \alpha c$ оба эффективные

сечения будут сравнимы, что указывает на возможность экспериментального обнаружения позитрония.

По этим же формулам можно рассмотреть вероятность образования других метастабильных систем. При образовании систем с участием мезотронов следует иметь в виду, что описание мезотрона векторной или псевдовекторной функцией, в противоположность скалярной или псевдоскалярной, ведет к известным дипольным трудностям, не дающим стабильных состояний⁽³⁻⁵⁾ и способ устранения которых еще не ясен. Нетрудно обобщить также этот анализ на случай образования позитрония и т. д. при помощи электронов, связанных в атоме.

2. Перейдем к подсчету времени жизни рассматриваемых метастабильных систем, прежде всего позитрония. Электрон и позитрон в атоме позитрония, благодаря взаимодействию с полем получения, могут аннигилироваться с испусканием двух фотонов.

Выберем за начальную волновую функцию выражение (2), т. е. функцию ψ_1 , и за конечную — выражение (1), но с отрицательной энергией $k'_0 = -k_0$. Вероятность аннигиляции определится выражением:

$$W = \frac{\partial}{\partial t} \sum C^+ C, \quad (8)$$

где коэффициенты C могут быть найдены из соотношения:

$$C = - \frac{ie^2}{2k_0 ch^3} \int_0^t dt \int d\tau d\tau' \psi_0^+(\vec{r}, \vec{r}', t) [A^2(\vec{r}, t)] \psi_1(\vec{r}, \vec{r}', t). \quad (9)$$

В противоположность подсчету захвата, мы взяли здесь взаимодействие с электромагнитным полем, соответствующее испусканию двух фотонов. Подставляя (9) в (8), получим для времени жизни позитрония в системе, где покоится центр инерции, следующее выражение:

$$\tau = \frac{1}{W} = \frac{8}{ca^5 k_0} \cong 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек.} \quad (10)$$

Интересно отметить, что время жизни нашего позитрония (или пара-системы с антипараллельными спинами частиц) совпадает по порядку величины со временем жизни позитрона в тяжелых элементах.

Время жизни орто-позитрония, аннигилирующегося с испусканием трех фотонов, будет почти в сто раз больше.

Время жизни мезотрония ограничено возможностью следующих процессов: распад мезотрона на позитрон и нейтрино, причем часть импульса должна быть передана вращающемуся электрону, и своеобразный k -захват с превращением мезотрона в нейтрино и фотон.

Опуская вычисления, приведем здесь выражение для среднего времени жизни мезотрония относительно первого процесса:

$$\frac{1}{W} = \tau = \frac{4kc}{g^2 ck_0} \left(1 + \frac{\alpha^2}{3} \left(\frac{k'_0}{k_0} \right)^2 \right), \quad (11)$$

где hk_0/c и hk'_0/c — массы мезотрона и электрона.

Отсюда очевидно, что время жизни мезотрония несколько больше, чем время жизни свободного мезотрона, но эта поправка практически незаметна, хотя сам мезотроний, в отличие от положительного мезотрона, ведет себя как нейтральная частица.

Учет образования мезотрония или соответственно мезоводорода существенен при анализе концов трэков медленных мезотронов. После того как заряженный мезотрон образовал нейтральную систему

с размерами порядка атома водорода, условия его диффузии изменятся и, как показывают подсчеты, пробег несколько увеличится.

Физический институт
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова
и Сельскохозяйственная академия
им. К. А. Тимирязева

Поступило
24 VII 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Д. Иваненко, Докл. научн. конференции С.-х. академии им. К. А. Тимирязева, М., 1946; А. Е. Ruark, Phys. Rev., 68, 2/8 (1945). ² J. R. Oppenheimer, *ibid.*, 31, 349 (1928). Н. С. Corben and J. Schwinger, *ibid.*, 58, 953 (1940). ⁴ I. E. Tamm, *ibid.*, 58, 952 (1940). ⁵ D. Iwanenko and A. Sokolow, J. of Phys., 6, 175 (1942).