

## НЕКОГЕРЕНТНАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ НА АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАДИУС $K^0$ -МЕЗОНА

В. Д. Любошиц

Отмечается, что сечение некогерентной регенерации  $K_S^0$ -мезонов при взаимодействии  $K_L^0$ -мезонов с атомными электронами быстро растет с увеличением энергии  $K_L^0$ -мезонов. В связи с этим при очень высоких энергиях ( $\sim 100$  ГэВ) реакция  $K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e$  может быть использована для экспериментального определения среднеквадратичного радиуса  $K^0$ -мезона, характеризующего распределение электрического заряда. Рассмотрен энергетический спектр релятивистских электронов отдачи и проведены численные оценки.

Процесс регенерации короткоживущих нейтральных  $K$ -мезонов ( $K_S^0$ ) при взаимодействии долгоживущих нейтральных  $K$ -мезонов ( $K_L^0$ ) с атомными электронами обсуждался ранее в работе Зельдовича [1] (см. также [2]). Амплитуда этого процесса непосредственно выражается через электрический радиус  $K^0$ -мезона. При энергиях  $E_K < m_K$  эффективное сечение регенерации  $\sigma(K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e)$  очень мало [1]. Существенно однако, что величина  $\sigma(K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e)$  быстро растет с увеличением лабораторной энергии  $K$ -мезона. В связи с этим при очень высоких энергиях ( $> 100$  ГэВ), по-видимому, становится практически возможным экспериментальное определение электрического радиуса  $K^0$ -мезона при изучении некогерентной регенерации  $K_S^0$ -мезонов на атомных электронах<sup>1)</sup>. Реакция  $K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e$  может быть однозначно идентифицирована путем совместной регистрации релятивистских электронов отдачи и заряженных  $\pi$ -мезонов от распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Как известно, в борновском приближении дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на бесспиновых адронах описывается формулой (см., например, [4]):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi \alpha^2}{t_{max}} F^2(t) [(p_\alpha + p'_\alpha, p_e + p'_e)^2 - t(p_\alpha + p'_\alpha)^2] \frac{1}{s t^2}. \quad (1)$$

Здесь  $p_\alpha$  и  $p'_\alpha$ ,  $p_e$  и  $p'_e$  — 4-импульсы адрона и электрона соответственно до и после рассеяния ( $p_\alpha^2 = p'^2_\alpha = m_\alpha^2$ ,  $p_e^2 = p'^2_e = m_e^2$ ),  $s = (p_\alpha + p_e)^2$

<sup>1)</sup> Мы здесь не рассматриваем указанного Я.Б.Зельдовичем эффекта когерентной (рефракционной) регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на электронах [1]. Этот эффект изучался экспериментально авторами работы [3].

$t = -(\rho_e - \rho_e')^2 = -(\rho_a' - \rho_a)^2$ ,  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры,  $F(t)$  – электромагнитный формфактор адрона, и

$$t_{max} = 4p_{ц.и.}^2 = \frac{4(\gamma^2 - 1) m_a^2 m_e^2}{m_a^2 + m_e^2 + 2m_a m_e \gamma}, \quad (2)$$

где  $\gamma = p_a p_e / m_a m_e = E_a / m_a$  – лоренцевский фактор адрона в системе покоя электрона.

Для нейтральных  $K$ -мезонов

$$F_{K^0}(t) = -F_{\bar{K}^0}(t) \approx \pm \frac{1}{6} t R_K^2, \quad (3)$$

где  $R_K = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ ,  $\langle r^2 \rangle$  – средний квадрат радиуса распределения заряда. Если  $t_{max} R_K^2 \ll 1$ , при любых возможных передачах импульса остальными членами в разложении формфактора  $K^0$ -мезона по степеням  $t$  можно пренебречь.

В первом приближении по электромагнитной константе  $\alpha = 1/137$  амплитуды регенерации и рассеяния нейтральных  $K$ -мезонов на электронах связаны соотношением

$$f(K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e) = f(K^0 + e \rightarrow K^0 + e) = -f(\bar{K}^0 + e \rightarrow \bar{K}^0 + e)^1. \quad (4)$$

Подставляя (3) в (1), с учетом (4) получаем

$$d\sigma(K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e) = \frac{4\pi}{9} \alpha^2 m_e^2 \gamma^2 R_K^4 \frac{1 - \frac{t}{4m_e^2 \gamma^2} \left(1 + \frac{2m_e \gamma}{m_K}\right)}{1 + \frac{2m_e \gamma}{m_K} + \left(\frac{m_e}{m_K}\right)^2} dt. \quad (5)$$

Отбрасывая в (5) члены порядка  $1/\gamma^2$  и  $(m_e/m_K)^2$ , приходим к формуле

$$d\sigma(K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e) = \frac{2\pi}{9} \alpha^2 m_e R_K^4 \left(1 - \frac{T}{T_{max}}\right) dT, \quad (6)$$

где  $T = t/2m_e$  – кинетическая энергия электронов отдачи,

$$T_{max} = \frac{2m_e \gamma^2}{1 + \frac{2m_e}{m_K}}. \quad (7)$$

При этом угол между направлением импульса электрона и направлением импульса первичного  $K_L^0$ -мезона связан с кинетической энергией отдачи соотношением

$$\sin \theta = \left( \frac{2m_e(T_{max} - T)}{T_{max}(T + 2m_e)} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Интегрируя выражение (6) по спектру электронов отдачи от  $T_0 = \delta T_{max}$  до  $T_{max}$  и подставляя конкретные значения  $m_e$ ,  $m_K$  и  $a$ , получаем численную формулу

$$\sigma = 5 \cdot 10^{-36} \frac{\gamma^2 R_K^4}{1 + 2 \cdot 10^{-3} \gamma} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \delta^2 - \delta \right), \quad (9)$$

где  $\sigma$  выражается в  $см^2$ ,  $R_K$  - в ферми. При  $\delta T_{max} \gg m_e$  максимальный угол вылета электронов (отвечающий энергии  $T_0 = \delta T_{max}$ )

$$\theta_0 = \sqrt{(2m_e/T_0)(1 - \delta)}. \quad (10)$$

В модели векторной доминантности с перемешиванием токов  $\langle r^2 \rangle = 0,76 \cdot 10^{-27} см^2$  [6], т. е.  $R_K = 0,275 \phi^1$ ). Если принять это значение, то при энергии  $E_K = 20 Гэв$  и  $\delta = 1/10$  ( $\gamma = 40$ ,  $T_{max} = 1,6 Гэв$ ,  $t_{max} R_K^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\theta_0 = 4,3^\circ$ ) интегральное сечение регенерации, вычисленное по формуле (9), будет равно  $1,72 \cdot 10^{-35} см^2$ . Для оценки числа событий предположим, что используется жидководородная мишень длиной  $L = 300 см$ , а интенсивность пучка  $K_L^0$ -мезонов  $I = 10^5$  частиц/сек. Тогда можно ожидать, что за 100 часов непрерывной работы ускорителя будет зарегистрировано примерно 8 актов регенерации  $K_L^0 + e \rightarrow K_S^0 + e$ . При энергии  $E_K = 200 Гэв$  и тех же значениях  $R_K$ ,  $\delta$ ,  $L$  и  $I$  (что соответствует  $\gamma = 400$ ,  $T_{max} = 90 Гэв$ ,  $t_{max} R_K^2 = 0,17$ ,  $\theta_0 = 0,57^\circ$ ) се-

<sup>1)</sup> Можно убедиться в том, что, если имеет место  $CPT$ -инвариантность, равенства (4) остаются в силе и при учете несохранения  $CP$ -четности в распадах нейтральных  $K$ -мезонов [5].

<sup>1)</sup> Согласно [3],  $R_K = \begin{pmatrix} 0,2 & +0,22 \\ & -0,2 \end{pmatrix} \phi$

чение регенерации уже равно  $1 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ , а число ожидаемых событий увеличивается до 5 в час. Заметим, что при выборе в качестве мишени плотных веществ с тяжелыми ядрами в принципе возможно увеличение скорости набора статистики в 2 – 3 раза (максимальное число событий с учетом поглощения  $K_L^0$ -мезонов в среде пропорционально  $(Z/A)^{1/3}$ ). Однако в этом случае существенно уменьшается радиационная длина, и могут возникнуть трудности при регистрации электронов отдачи. Вопрос об оптимальных условиях проведения эксперимента требует специального рассмотрения.

Я благодарен Б.Н.Валуеву, В.Г.Кривохижину, А.Л.Любимову, Э.О.Оконову, М.И.Подгорецкому, И.А.Савину и Ю.А.Трояну за обсуждение и ценные замечания.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
28 августа 1973 г.

### Литература

- [1] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1381, 1959.
  - [2] G. Feinberg. Phys. Rev., 109, 1381, 1958.
  - [3] H. Foeth, M. Holder, et al. Phys. Lett., 30B, 276, 1969.
  - [4] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, М., ГИФМЛ, 1969, § 34,3.
  - [5] И.Ю.Кобзарев. ИФ 9, 1110, 1969.
  - [6] N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino Phys. Rev. 157, 1376, 1967.
-