

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 559 – 562

5 июня 1970 г.

**ВОЗМОЖНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО РОЖДЕНИЮ АДРОНОВ
ДВУМЯ ФОТОНАМИ
ОТ ПОРОГА ДО ПРЕДЕЛЬНО БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ**

В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург

1. Сечения обычно наблюдаемых и изучаемых процессов рождения адронов одним фотоном быстро падают с ростом суммарной эффективной массы продуктов реакции. Мы хотим обратить внимание на механизм рождения адронов фотонами ("конденсацию" фотонов), который доступен для наблюдения в ускорителях со встречными $e^- e^-$ или $e^+ e^-$ пучками и сечение которого практически не зависит от суммарной эффективной массы продуктов реакции и с ростом энергии пучков E растет как $\ln^2 E/m$.

Сталкивающиеся электроны (для определенности мы говорим о e^-e^- пучках) замедляются, испуская тормозные фотоны, а уж эти фотоны конденсируются в адроны (см. рис. 1). Полное сечение конденсации фотонов, подобно всем полным сечениям с участием адронов, при больших энергиях должно быть практически постоянным.

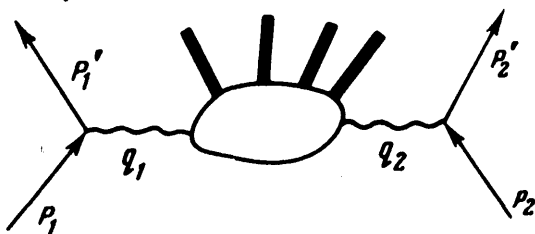


Рис. 1

2. Схема расчета наблюдаемой величины подобна той, что используется для извлечения данных о полном сечении γp -рассеяния из электророжения (ср. [1], там же ссылки на предшествующую литературу).

Для встречных пучков $p_1^0 = p_2^0 = E$, энергии конечных электронов $p_{i'}^0 = E_i$, а их углы рассеяния θ_i — см. рис. 1. Тогда (m — масса электрона)

$$q_1 = p_1 - p_{1'}; \quad r_1 = p_1 + p_{1'}; \quad q_i^2 = -4EE_i \sin^2 \frac{\theta_i}{2} - m^2 \frac{(E - E_i)^2}{EE_i} \quad (i = 1, 2);$$

$$s = (q_1 + q_2)^2;$$

После суммирования по всем адронным состояниям результат выражается через абсорбтивные части t -амплитуд $\gamma\gamma$ -рассеяния вперед. Поскольку $q_i^2 \neq 0$, то наряду с поперечной поляризацией фотона T , возможна и скалярная S . 4-амплитуды выражаются через полные сечения $\sigma_{TT}^{\gamma\gamma}, \sigma_{TS}^{\gamma\gamma}, \sigma_{ST}^{\gamma\gamma}, \sigma_{SS}^{\gamma\gamma}$ (первый индекс указывает на поляризацию первого фотона) и две амплитуды $r_{TT}^{\text{обм}}$ и $r_{TS}^{\text{обм}}$ соответствующие процессам с изменением спиральности отдельных фотонов, но с сохранением общей спиральности. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в отдельной работе. В итоге для малых углов рассеяния θ_i , когда $|q_i^2| \ll s$,

$$\frac{d^4\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \left(\frac{\alpha}{2\pi^2}\right)^2 \frac{1}{q_1^2 q_2^2} \frac{E_1}{E} \frac{E_2}{E} \frac{(E_2^2 + E^2)(E_1^2 + E^2)}{(E - E_1)(E - E_2)} \sigma_{\text{exp}}^{\gamma\gamma}, \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{exp}}^{\gamma\gamma} = \sigma_{TT}^{\gamma\gamma} + \epsilon_1 \sigma_{ST}^{\gamma\gamma} + \epsilon_2 \sigma_{TS}^{\gamma\gamma} + \epsilon_1 \epsilon_2 (\sigma_{SS}^{\gamma\gamma} + \frac{r_{TT}^{\text{обм}}}{4} \cos 2\phi) + \epsilon_3 r_{TS}^{\text{обм}}, \quad (3)$$

$$\epsilon_1 = \frac{2EE_1}{E^2 + E_1^2}; \quad \epsilon_2 = \frac{2EE_2}{E^2 + E_2^2}; \quad \epsilon_3 = \frac{(E + E_1)(E + E_2)E\sqrt{E_1 E_2} \cos \phi}{8(E^2 + E_1^2)(E^2 + E_2^2)}. \quad (4)$$

Здесь ϕ — угол между плоскостями рассеяния электронов.

3. При малых значениях q_i^2 величина $s \approx 4(E - E_1)(E - E_2)$, а величина $\sigma_{\text{exp}}^{\gamma\gamma}(s; q_1^2; q_2^2)$ мало отличается от полного сечения рассеяния света на свете $\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{th}}(s; 0; 0)$. Асимптотические значения $\sigma^{\text{pp}} \approx 25 \text{ мбн}$ и $\sigma^{\gamma\text{p}} \approx 110 \text{ мбн}$ отличаются примерно в $2/\alpha \approx 250$ раз. Примерно во столько же $\sigma^{\gamma\gamma}$ должно быть меньше, чем $\sigma^{\gamma\text{p}}$, т. е. $\sigma^{\gamma\gamma} \sim 0,3 + 1 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \approx (\alpha/m_\pi)^2$. Такова же максимальная величина сечения $2\gamma \rightarrow 2\pi$, вычисленная в скалярной электродинамике. Интегрируя (2) по всему спектру вторичных электронов, мы получим $\sigma \sim \left(\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{E}{m}\right)^2 \sigma_{\text{exp}}^{\gamma\gamma} \sim 10^{-33} \text{ см}^2$. Если же ограничиться в (2) интегрированием по области углов рассеяния θ_i от 0 до $\theta_m < 1$ и по их энергиям E_i от 0 до $E_m < E$ полагая σ_{exp} постоянным, то

$$\Delta\sigma|_{\theta_i \leq \theta_m, E_i \leq E_m} \approx \sigma_{\text{exp}}^{\gamma\gamma} \left[\frac{\alpha}{\pi} \frac{E_m}{E} \ln \frac{E_m \theta_m}{m} \right]^2. \quad (5)$$

При $E = 3,5 \text{ Гэв}$; $E_m/E = 0,2$, $\theta_m = 0,2$ q_i^2 меняется в пределах от 0 до $0,007 \text{ Гэв}^2$, а s — от 30 до 50 Гэв^2 , и $\sigma \sim 1 + 4 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$.

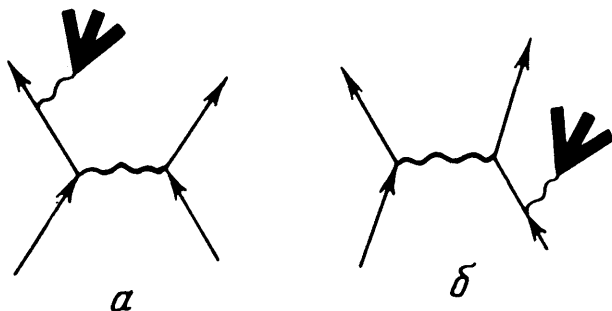


Рис. 2

4. Поскольку в предлагаемом эксперименте углы рассеяния электронов малы то импульсы фотонов направлены вдоль первоначальных импульсов. Поэтому сконденсировавшиеся адроны должны, в основном, образовывать 2 сгустка, летящих вдоль первоначальных пучков. Средний поперечный импульс адронов в этих сгустках должен быть порядка $300-500 \text{ Мэв}$ (как и во всех адронных процессах). Значительная часть этих сгустков должна уносить единичный момент, т. е. в них должно быть не мало векторных мезонов ($\rho, \omega, \phi, \dots$). Очень важно выяснить, какова доля процессов с образованием адронов, вылетающих под большими углами. Очень интересна также зависимость сечений от q_i^2 .

5. Во взаимодействиях адронов сечения низкоэнергетических ($\lesssim 1 \text{ Гэв}$) упругих или почти упругих процессов — того же порядка, что и асимптотические полные сечения, σ — при резонансе — на порядок больше. Поэтому по предлагаемой схеме можно изучать также и низкоэнергетические процессы: а) $2\gamma \rightarrow 2\pi$. Отсюда можно извлечь данные об s -волне $\pi\pi$ -рассеяния, т. е. о длинах волн и ϵ -мезоне (он же σ), а кроме того, быть может, об f -мезоне и т. д. Как нам известно, соответствующие расчеты уже ведутся, ср. также [2]. б) $2\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Эта система чрезвычайно интересна для различных симметричных схем. В частности, интересны резонансы η' (он же X^0), π^N , A_2 и т. п.

6. Чтобы отделить этот процесс от обычной аннигиляции в адроны, необходимо выделять конечные электроны. С помощью магнитного поля в области встречи это можно сделать даже при нулевом угле рассеяния. Важным конкурентом двухфотонному рождению является процесс "тормозного излучения" адронов (рис. 2), также не убывающий с ростом энергии. Этот процесс можно полностью рассчитать, зная сечения однофотонной аннигиляции в адроны (рис. 3). При этом важно, что амплитуды процессов рис. 1, 2, а и 2, б попарно не интерферируют.

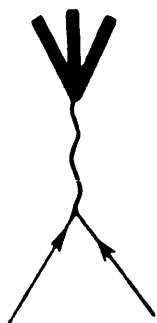


Рис. 3

Существование этих способов рождения адронов следует учитывать при интерпретации экспериментов на встречных пучках.

Итак, ускорители со встречными пучками электронов и (или) позитронов можно использовать как источник встречных фотонных пучков, т. е. для изучения процессов "конденсации" фотонов в адроны при высоких энергиях. Характерные сечения таких процессов $10^{-33} - 10^{-34} \text{ см}^2$.

Поступила в редакцию
4 мая 1970 г.

Институт математики

Академии наук СССР

Сибирское отделение

Литература

- [1] F.I. Gilman. Preprint, SLAC-PUB-674, 1969.
[2] P.C. De Celles, I. F. Goehl. Phys. Rev., 184, 1617, 1969.