

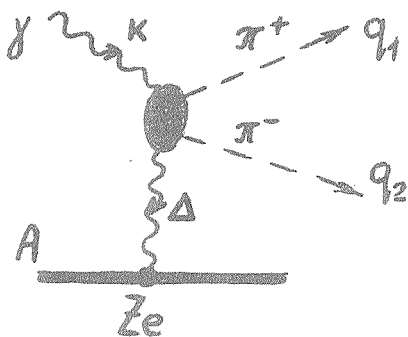
## ФОТОРОЖДЕНИЕ $\pi^+\pi^-$ -ПАР В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

А.И. Львов, В.А. Петрунькин

УДК 539.12

*Исследуется возможность изучения процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$  в реакции фоторождения пионных пар на ядре при высоких энергиях. Оценивается сечение кулоновского фоторождения, а также сечения адронного и электромагнитного фонов.\*)*

Изучение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$  в области энергий  $\sqrt{s} \equiv M_{\pi\pi}$  от порога  $2m_\pi$  до 0,7 – 1 ГэВ способно дать важные сведения о фазах  $\pi\pi$ -рассеяния (длины рассеяния, up-down-неоднозначность), о ширине распада  $\epsilon(700) \rightarrow \gamma\gamma$ , о поляризуемостях пионов [1-4]. Этот диапазон инвариантных масс почти не исследован на современных  $e^+e^-$ -пучках [5-6], и поэтому представляется оправданной постановка специального опыта для изучения околопороговой области. Таким опытом может быть фоторождение пионных пар с очень малой передачей импульса [7-9], когда основную роль играет однофотонный обмен (рис. 1).



Р и с. 1. Диаграмма кулоновского фоторождения

\*) Основное содержание настоящей работы доложено на сессии ОЯФ АН СССР в 1980 году.

В приближении эквивалентных фотонов, которое хорошо работает при  $M_{\pi\pi} \gg \Delta_T \gg \Delta_L^2/M_{\pi\pi}$ ,  $\Delta_L \equiv s/2E_\gamma$  ( $\Delta_L$  и  $\Delta_T$  — компоненты  $\Delta$  вдоль и поперек  $\vec{k}$  в лаб. сист.), диаграмма на рис. 1 дает сечение

$$\frac{d^2\sigma_{\text{Кул}}}{dM_{\pi\pi} d\Delta_T^2} = \frac{2\alpha Z^2}{\pi M_{\pi\pi}} \frac{\Delta_T^2}{(\Delta_T^2 + \Delta_L^2)^2} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi), \quad (1)$$

если пренебречь формфактором и отдачей ядра. Сечение  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-)$  равно  $\sigma_B + \Delta\sigma$ , где

$$\sigma_B = \frac{2\pi\alpha^2}{s} v (2 - v^2 - \frac{1-v^4}{2v} \ln \frac{1+v}{1-v}), \quad v = (1 - 4m_\pi^2/s)^{1/2}, \quad (2)$$

есть борновское сечение, а структурная поправка  $\Delta\sigma$  хорошо аппроксимируется выражением

$$\Delta\sigma = \frac{\pi}{2} m_\pi^2 s (v |l(s)|^2 + \frac{8\alpha m_\pi}{s^2} \text{Re } l(s) \ln \frac{1+v}{1-v}). \quad (3)$$

Амплитуда  $l(s)$  в (3) нормирована условием  $l(0) = a_\pi \approx -\beta_\pi$ , где  $a_\pi$  и  $\beta_\pi$  — электрическая и магнитная поляризуемости пиона <sup>\*</sup>), и учитывает вклад только s-волны. Согласно /3,4/ вклад высших парциальных волн, также как и вклад второй амплитуды  $J$ , связанной с величиной  $a_\pi + \beta_\pi$ , мал при  $M_{\pi\pi} \leq 1$  ГэВ. В киральных моделях функция  $l(s)$  при  $M_{\pi\pi} < 0,5$  ГэВ описывается простой формулой /4/

$$l(s) = a_\pi + \gamma [1 - 2C - (3 + \frac{12m_\pi^2}{s} (2C - 1)) (1 + \frac{m_\pi^2}{s} (\ln \frac{1+v}{1-v} - i\pi)^2)]. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma = \alpha (48\pi^2 m_\pi f_\pi^2)^{-1} = 0,98 \cdot 10^{-4}$  Фм<sup>3</sup>,  $f_\pi = 93$  МэВ, а величина  $C$ , зависящая от способа нарушения киральной симметрии (по Вайнбергу  $C = 1/2$ ), характеризует длины  $\pi\pi$ -рассеяния:  $a_0^0 = L(5C + 1)/2$ ,  $a_0^2 = L(C - 1)$ ,  $L \equiv m_\pi (8\pi f_\pi^2)^{-1} = 0,090$  м<sup>-1</sup>. Более общая формула, связывающая  $l(s)$  с  $a_\pi$  и с фазой  $\pi\pi$ -рассеяния  $\delta_0^0$  и справедливая при  $M_{\pi\pi} \leq 0,9$  ГэВ, дана в /3/.

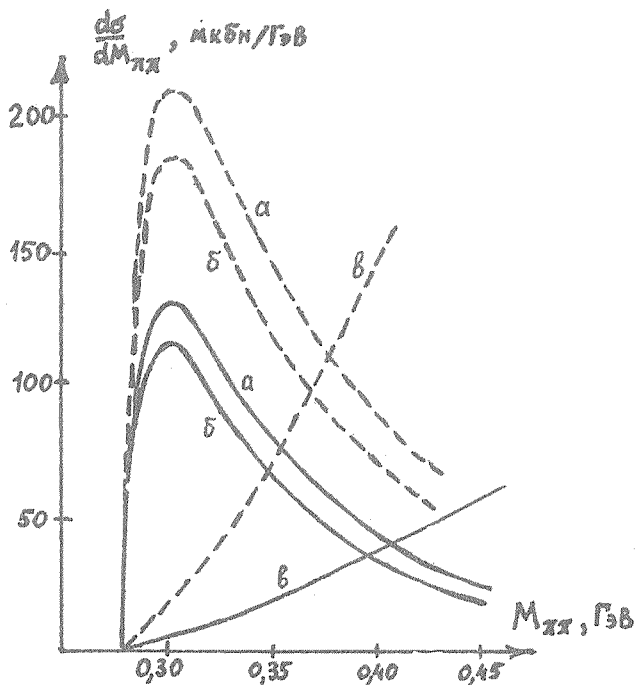
<sup>\*</sup>)  $a_\pi^{\text{ЭКСП}} = (6,8 \pm 1,4 (\text{стат.}) \pm 1,6 (\text{сист.})) \cdot 10^{-4}$  Фм<sup>3</sup> /10/.

Основным адронным фоном является процесс когерентного фоторождения  $\rho^0$ -мезона, сечение которого при  $\Delta_T^2 R^2 \ll 1$  ( $R$  – радиус ядра) равно /11,12/

$$\frac{d^2\sigma_{\Phi}}{dM_{\pi\pi}d\Delta_T^2} \approx F_n(M_{\pi\pi})A^{3/2}\Sigma, \quad (5)$$

$$F_n(M) = \frac{m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho} \Gamma(M)}{(M^2 - m_{\rho}^2)^2 + m_{\rho}^2 \Gamma^2(M)} \left(\frac{m_{\rho}}{M}\right)^n, \quad \Gamma(M) = \Gamma_{\rho} \frac{m_{\rho}}{M} \left(\frac{M^2 - 4m_{\pi}^2}{m_{\rho}^2 - 4m_{\pi}^2}\right)^{3/2},$$

где  $m_{\rho} = 0,765$  ГэВ,  $\Gamma_{\rho} = 0,145$  ГэВ, а величины  $\Sigma \approx 1,1 - 1,3$  мбн/ГэВ<sup>3</sup> и  $n \approx 4 - 4,5$  слабо зависят от энергии фотона и от атомного веса ядра  $A$ . На рис.2 показаны проинтегрированные по области  $\Delta_T \leq \Delta_T^{\max}$  дифферен-



Р и с. 2. Дифференциальные сечения кулоновского (кривые а, б) и адронного (кривые в) фоторождения на свинце. Кривые а соответствуют поляризованности  $a_{\pi} = 10 \cdot 10^{-4}$  Фм<sup>3</sup>, кривые б –  $a_{\pi} = 4 \cdot 10^{-4}$  Фм<sup>3</sup>. Сплошные линии отвечают обрезанию  $\Delta_T^{\max} = 10$  МэВ, пунктирные –  $\Delta_T^{\max} = 20$  МэВ.

циальные сечения фоторождения  $\sigma_{\text{кул}}$  и  $\sigma_{\text{ф}}$  на свинце. Для выбранных об-  
резаний кулоновское сечение заметно превосходит адронное в пороговой  
области  $M_{\pi\pi} \leq 0,37 - 0,40$  ГэВ.

Фон, связанный с рождением  $\mu^+\mu^-$ -пар, имеет сечение на порядок превос-  
ходящее  $\sigma_{\text{кул}}$ , и для его отделения необходимы специальные меры. Аналоги-  
чный фон  $e^+e^-$ -пар на 7 порядков больше  $\sigma_{\text{кул}}$ , однако он легко дискри-  
минируется пороговыми черенковскими счетчиками. При необходимости  
его можно подавить еще приблизительно в 1000 раз, вводя обрезание  $q_{1T}$ ,  
 $q_{2T} \geq q_T^{\text{min}} \approx 20$  МэВ.

Перерассеяние пионов в мишени вынуждает использовать для достиже-  
ния области передач  $\Delta_T \leq 10 - 20$  МэВ мишени с толщиной  $l \leq l_0/4$ , где  $l_0$  -  
радиационная длина. Одно  $\pi^+\pi^-$ -событие кулоновского фоторождения бу-  
дет возникать при прохождении через свинцовую мишень с  $l = l_0/4$  около  
 $2 \cdot 10^7$  фотонов. Для мишеней с меньшим  $A$  частота событий будет той же,  
но адронный фон увеличится  $\sim A^{-1/2}$ , что сузит доступную для исследова-  
ния область инвариантных масс.

Сделанные оценки показывают реалистичность экспериментального изу-  
чения кулоновского фоторождения  $\pi^+\pi^-$ -пар при наличии хорошо колли-  
мированного фотонного пучка (или меченных фотонов) с энергией  $\geq$   
 $\geq 20$  ГэВ и интенсивностью  $\geq 10^4$  фотонов/с.

Авторы благодарят Б.Б. Говоркова и В.И. Сергиенко за полезные обсу-  
ждения.

Поступила в редакцию 10 ноября 1983 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П.С. Исаев, ЭЧАЯ, 13, 82 (1982).
2. G. Mennessier, Z. Phys., C16, 241 (1983).
3. В.М. Буднев, А.Н. Валл, В.В. Серебряков, ЯФ, 21, 1033 (1975).
4. М.К. Волков, В.Н. Первушин, ЯФ, 22, 346 (1975).
5. J.H. Field, preprint DESY 81/037 (1981); D. Cords, DESY 82-083  
(1982); J.E. Olsson, DESY 83-076 (1983).
6. A. Courau et al., Phys. Lett., 96B, 402 (1980).
7. N. Jurisic, L. Stodolsky, Phys. Rev., D3, 724 (1971).
8. А.И. Львов, Тезисы докладов V конференции молодых ученых ЕрФИ,  
Ереван, 1981 г., с. 9.
9. А.А. Бельков, В.Н. Первушин, препринт ОИЯИ P2-83-43 (1983).
10. Ю.М. Антипов и др., Письма в ЖЭТФ, 35, 302 (1982). preprint IHEP  
82-120 (1982).
11. J. Ballam et al., Phys. Rev., D7, 3150 (1973).
12. H. Alvensleben et al., Nucl. Phys., 18, 333 (1970).