

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 3, стр. 190 – 193

5 августа 1972 г.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СВЕТЕ

П. С. Исаяв, В. И. Хлесков

Рассеяние света на свете – фундаментальный эффект в квантовой электродинамике. До настоящего времени этот процесс исследовался главным образом в рамках квантовой электродинамики без учета сильных взаимодействий [1, 2]. В работе [3] было рассмотрено резонансное рассеяние света на свете через одночастичные адронные состояния (π^0 , η^0 и др). Оно существенно лишь в узких энергетических интервалах, соответствующих положениям масс промежуточных мезонов.

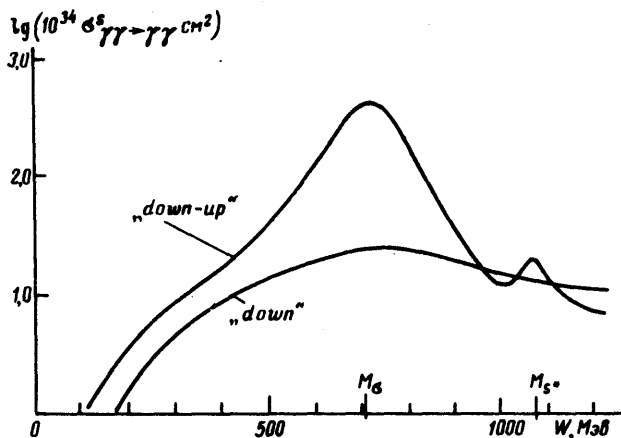


Рис. 1.

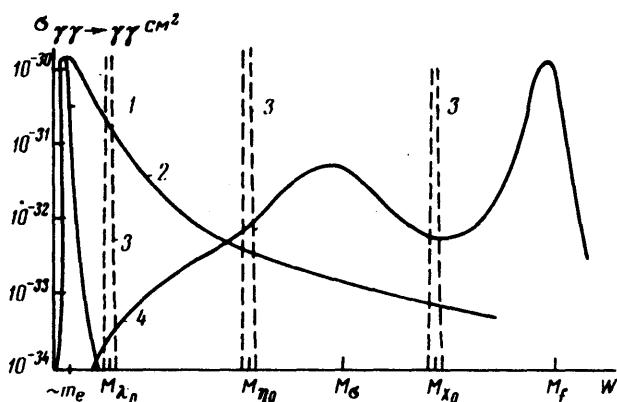


Рис. 2.

1 - $4\pi \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega}(W, \theta = \frac{\pi}{2})$, 2 - $4\pi \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega}(W, \theta = 0)$ [1]; 3 - резонансное рассеяние света [3]; 4 - рассеяние через двухпионное состояние ($\sigma_{do \omega n - up}^s + \sigma^d$).

Представляет большой интерес исследование вкладов двухчастичных адронных состояний в процесс рассеяния света на свете (например, $\pi\pi$, $K\bar{K}$ состояний). Полученные в работе [4] выражения для амплитуд реакции $\gamma + \gamma \rightarrow \pi + \pi$ позволили нам рассчитать s - и d -волны рассеяния света на свете с помощью метода дисперсионных соотношений. Мнимая часть амплитуды процесса $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ выражалась с помощью условия унитарности через амплитуду процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, а реальная часть восстанавливалась по мнимой части из дисперсионного уравнения с одним вычитанием. Расчеты были проведены для белого света. Сечения s -волны $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, соответствующие "down" и "down-up" s -волнам процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ [4] представлены на рис. 1 (сечения d -волн на пороге меньше сечения s -волн и сравнимы с ними в области f -мезона). Сопоставляя полученные кривые с результатами работ [1, 2], можно видеть, что в широкой области энергий (приблизительно от 300 до 900 Мэв) доминирует рассеяние света на свете через двухпионное состояние. Нами рассчитаны амплитуды процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$

и их вклад в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. В рассматриваемой области энергий вклад KK двухчастичного состояния в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ пренебрежимо мал. Ход сечения процесса рассеяния света на свете $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ качественно представлен на рис. 2:

Рассмотрим далее процесс $ee \rightarrow ee\gamma\gamma$ рождения двух γ -квантов при соударении встречных пучков. Он может идти либо как двойной бремстралюнг, либо через процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (см. рис. 3). Сечение двойного бремстралюнга дано в работе [5]. Сравним сечение, полученное в работе [5], с сечением реакции $ee \rightarrow ee\gamma\gamma$ с двухфотонным механизмом взаимодействия (см. рис. 3), полученным в настоящей работе.

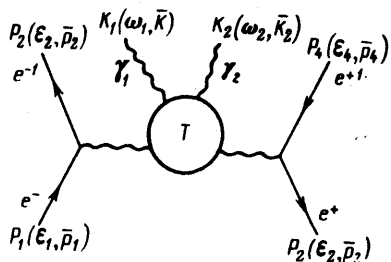


Рис. 3

Выберем кинематические условия симметричными и такими, чтобы "массы" промежуточных виртуальных фотонов были малы в сравнении с их энергией (рассеяние лептонов вперед). В таком случае можно факторизовать лептонные вершины в амплитуде процесса $ee \rightarrow ee\gamma\gamma$ и связать дифференциальное сечение этого процесса с сечением рассеяния света на свете (см. [6]):

$$\frac{d\sigma_{ee \rightarrow ee\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\Omega_1 d\omega_2 d\Omega_2 d\Omega_e} = \frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma}}{d\Omega_1} \left(\frac{e^2}{(2\pi)^3} \right)^2 \frac{\omega^4}{E^2(p_1 - p_3)^2(p_2 - p_4)^2}. \quad (1)$$

Сравним (1) с сечением двойного бремстралюнга в случае, когда $m_e \ll \omega = \omega_1 = \omega_2 \ll E = \epsilon_1 = \epsilon_2$. Для этого перепишем сечение двойного бремстралюнга в виде:

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{d\omega_1 d\Omega_1 d\omega_2 d\Omega_2 d\Omega_e} = \frac{e^8}{32(2\pi)^8} \frac{1}{E^2 \omega^2} \frac{\left(3 + \frac{2\sin^2\theta}{(1 - \cos\theta)^2} \right)}{(1 - \cos\theta)^2}. \quad (2)$$

Здесь θ есть угол разлета γ -квантов по отношению к первоначальным встречным пучкам. При рассеянии лептонов вперед, энергию промежуточных виртуальных фотонов можно менять от нуля до

$$\omega_{max} = E \left(\left(\frac{a^2}{4} + a \right)^{1/2} - \frac{a}{2} \right),$$

которое при данной энергии частиц во встречных пучках определяется величинами фотонных масс $m_\gamma^2 = a m_e^2 = |(p_1 - p_3)^2| = |(p_2 - p_4)^2|$, т. е. если $m_\gamma^2 = E(E - \omega) - [(E^2 - m_e^2)((E - \omega)^2 - m_e^2)]^{1/2} - 2m_e^2 \leq a m_e^2$,

то $\omega \leq \omega_{max}$. Для сравнительных оценок сечений (1) и (2) используем кривые рис. 1. Пусть $E = 2,5 \text{ Гэв}$, $\omega \sim 500 \text{ Мэв}$, $\theta \geq 8 - 10^\circ$ (фотоны рождаются под достаточно большими углами) и $\alpha \sim 10$. Будем считать, что в рассматриваемой области энергий фотонов $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \approx 10^{-33} \text{ см}^2$. При сделанных предположениях сечение (1) велико в сравнении с сечением двойного бремстралюнга (2):

$$\frac{\text{сечение (2)}}{\text{сечение (1)}} \approx 1\%.$$

Таким образом, фиксируя фотоны с заданными энергиями под достаточно большими углами ($\theta \geq 8 - 10^\circ$), и одновременно фиксируя рассеяние одного из лептонов вперед, можно выделить процесс $ee \rightarrow ee \gamma\gamma$ с двухфотонным промежуточным взаимодействием. Из известной кинематической связи (1) в таком случае можно получить сечение рассеяния света на свете.

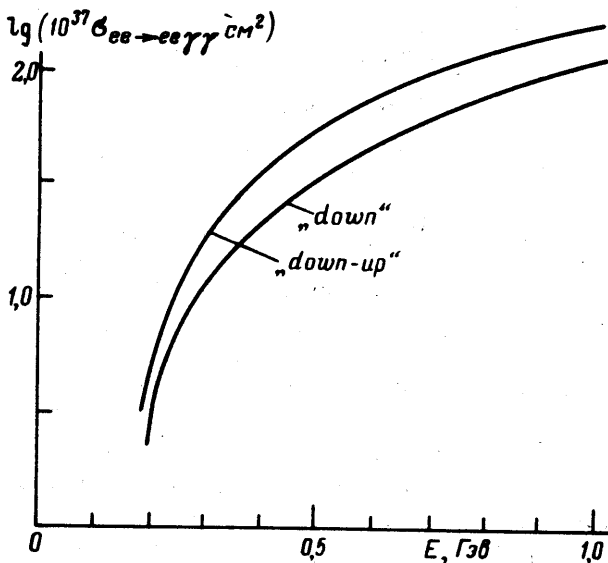


Рис. 4

Отметим, что процессы $ee \rightarrow ee \gamma\gamma$ экспериментально наблюдались [7], но при рождении фотонов вдоль первоначальных пучков. На рис. 4. приведены сечения процессов $ee \rightarrow ee \gamma\gamma$, рассчитанные из s -волн рассеяния света на свете (рис. 1) с помощью метода эквивалентных фотонов. Сечения реакции $ee \rightarrow ee \gamma\gamma$ довольно малы и лежат на грани современных экспериментальных возможностей.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н.И.Боголюбову за интерес к работе и ценные указания, Д.В.Ширкову и Р.М.Мурадянцу за обсуждения результатов.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
23 июня 1972 г.

Литература

[1] R.Karplus, M.Neuman. Phys. Rev., 80, 380, 1950; 83, 776, 1951.

- [2] А.Ахисзер. *Sov. Phys.* 11, 263, 1937.
- [3] Z.Kunst, R.M.Muradyan, V.M.Ter-Antonyan, JINR E2-5424, Dubna, 1970.
- [4] П.С.Исаев, В.И.Хлесков. ЯФ (в печати). Сообщения ОИЯИ E2-6160, P2-6333, Дубна, 1972.
- [5] В.Н.Байер, В.М.Галицкий, ЖЭТФ, 49, В2, 661, 1965.
- [6] П.С.Исаев, В.И.Хлесков. Сообщение ОИЯИ, P2-5505, Дубна, 1971.
- [7] I. Perez — Y- Jorba. Proceedings of the 4th International Symposium on electron and photon interactions at high energies, p.213. Liverpool, 1969.