

## ОБНАРУЖИЛА ЛИ ГРУППА ARGUS НОВОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ В РЕАКЦИИ $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ ?

*Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков*

*Лаборатория теоретической физики  
Институт математики СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия<sup>1)</sup>*

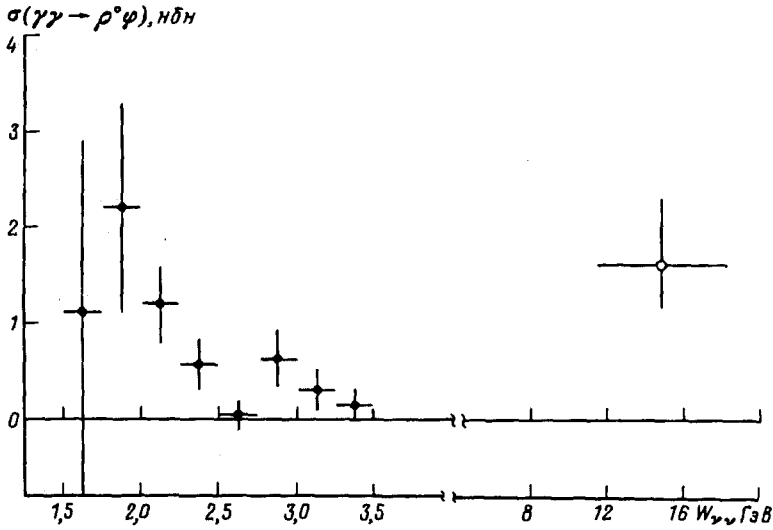
Поступила в редакцию 11 января 1995 г.

Модель факторизации при больших энергиях даёт для сечения реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  в области  $11,5 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 18,4$  ГэВ оценку:  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) \approx 1,2 \div 2,4$  нбн. Сравнение этой оценки с появившимися недавно данными ARGUS,  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) = 0,16 \pm 0,16$  нбн при  $3,25 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 3,5$  ГэВ, указывает на то, что в области  $W_{\gamma\gamma}$  от 3,5 до 11,5 ГэВ сечение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  должно возрасти на порядок. Подобный рост был бы подлинным вызовом нашим современным представлениям о динамике квазидвухчастичных реакций и означал бы, что в реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  в районе  $W_{\gamma\gamma} \approx 3,5$  ГэВ мы столкнулись с каким-то новым неизвестным явлением.

Первые данные по сечению реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  были совсем недавно получены группой ARGUS [1]. Они относятся к области энергий  $1,5 \leq W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s} \leq 3,5$  ГэВ. Согласно [1], сечение  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  имеет в районе номинального порога широкий максимум и достигает в нём 2 - 3 нбн. При  $W_{\gamma\gamma} > 2$  ГэВ оно плавно падает и при максимально достигнутых энергиях  $3,25 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 3,5$  ГэВ оказывается всего  $0,16 \pm 0,16$  нбн (см. рисунок). При больших энергиях сечение  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  можно оценить, связав его с известными сечениями процессов  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ,  $\gamma p \rightarrow \phi p$  и  $pp \rightarrow pp$ , используя предположение о факторизации главных асимптотических (померонных) вкладов в амплитудах реакций. Эта оценка показывает, что в области  $11,5 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 18,4$  ГэВ сечение  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  должно быть на порядок больше, чем получила группа ARGUS при  $3,25 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 3,5$  ГэВ.

Как известно, при увеличении  $\sqrt{s}$  от 3,5 до 11,5 ГэВ сечение  $\gamma p \rightarrow \phi p$  плавно возрастает примерно в 1,5 раза [2]. Когда  $\sqrt{s}$  меняется от 11,5 до 18,4 ГэВ (что соответствует изменению  $P_{1ab}$  для  $\gamma$  пучка от 70 до 180 ГэВ/с),  $\sigma(\gamma p \rightarrow \phi p)$  в пределах ошибок практически постоянно [2-4]. Отметим, что механизмом реакции  $\gamma p \rightarrow \phi p$  является обмен так называемым "чистым помероном" [5,6]. Согласно правилу OZI, в  $\gamma p \rightarrow \phi p$  с  $\phi = s\bar{s}$  оказываются запрещёнными как рождения  $qqq$ -резонансов в области низких энергий, так и обмены стандартными идеально смещёнными  $f$  и  $f'$  траекториями Редже, которые могли бы интерферировать с померонным обменом в области больших энергий. Поэтому в качественном согласии с дуальной картиной выход на характерный асимптотический режим в реакции  $\gamma p \rightarrow \phi p$  наступает гораздо раньше, чем в других реакциях [5-9]. Казалось бы, подобная картина должна иметь место и в реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ . Однако данные ARGUS [1] и факторизация позволяют ожидать такого роста сечения  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  (на порядок величины) в области  $3,5 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 11,5$  ГэВ, который ещё не встречался в упругих и квазиупругих реакциях с померонным обменом и участием частиц, составленных из лёгких кварков.

<sup>1)</sup>e-mail: achasov@math.nsk.su



Сечение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ : данные ARGUS при  $1,5 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 3,5$  ГэВ [1] (●) и оценка по модели факторизации при больших энергиях (○)

Запишем предположение о факторизации [10,11] для дифференциального сечения  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ . Обычная аппроксимация в области малых  $t$ ,  $d\sigma/dt = A \exp(Bt)$  (где  $A = (d\sigma/dt)_{t=0}$ , а  $B$  - наклон дифракционного конуса при  $t \approx 0$  (см. ниже)), даёт

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi)}{dt} = \frac{[d\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)/dt]_{t=0} [d\sigma(\gamma p \rightarrow \phi p)/dt]_{t=0}}{[d\sigma(pp \rightarrow pp)/dt]_{t=0}} \exp(B_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi} t), \quad (1)$$

$$B_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi} = B_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p} + B_{\gamma p \rightarrow \phi p} - B_{pp \rightarrow pp}. \quad (2)$$

Отсюда для интегрального сечения  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  получаем:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) = 2 \frac{[d\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)/dt]_{t=0} [d\sigma(\gamma p \rightarrow \phi p)/dt]_{t=0}}{B_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi} [d\sigma(pp \rightarrow pp)/dt]_{t=0}}. \quad (3)$$

Коэффициент 2 в формуле (3) объясняется тем, что в реакциях  $\gamma\gamma \rightarrow VV'$  (где  $V(V') = \rho^0, \omega, \phi$ ) имеются одинаковые поперонные пики вперёд и назад и поэтому в случаях с нетождественными векторными мезонами в конечном состоянии  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow VV') = 2[d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow VV')/dt]_{t=0} / B_{\gamma\gamma \rightarrow VV'}$ .

Для оценок мы воспользуемся имеющимися данными по  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$  [3,12,13],  $\gamma p \rightarrow \phi p$  [3,4], и  $pp \rightarrow pp$  [7] в области  $P_{lab}$  от 70 до 180 ГэВ/с ( $11,5 \leq \sqrt{s} \leq 18,4$  ГэВ). Это заведомо уже асимптотическая область, в которой доминирует поперонный обмен и где различия в кинематике реакций пренебрежимо малы. При  $P_{lab} > 180$  ГэВ/с нужные нам данные одновременно по трём реакциям пока отсутствуют.

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ ,  $pp \rightarrow pp$ ,  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ,  $\gamma p \rightarrow \phi p$  и т.д. в широкой области  $t$  ( $0 < |t| < 1$  ГэВ<sup>2</sup>,

где сосредоточено практически всё сечение) описывают, как правило, формулой  $d\sigma/dt = A \exp(Bt + Ct^2)$  [2,4,7,12]. Мы пользуемся результатами такой параметризации данных по реакциям  $pp \rightarrow pp$  [7],  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$  [12],  $\gamma p \rightarrow \phi p$  [4] либо параметризацией  $d\sigma/dt = A \exp(Bt)$ , но относящейся к области малых  $t$  ( $|t| \leq 0,1$  ГэВ<sup>2</sup>) [13]. Поэтому наклон  $B_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi}$ , определяемый формулой (2), фактически относится к  $t \approx 0$ . Как видно из (1) и (3), мы пользуемся им при всех  $t$ . В то же время, естественно считать, что наклон дифракционного конуса в  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  при  $t \approx 0$  является максимальным и уменьшается с ростом  $|t|$ , как и в других реакциях. Например, для  $pp \rightarrow pp$ ,  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$  и  $\gamma p \rightarrow \phi p$  наблюдаемые уменьшения наклонов приводят к увеличению интегральных сечений на 5–10% по сравнению с оценкой  $\sigma = (d\sigma/dt)_{t=0} / B$ , в которой используется значение наклона, относящееся к  $t \approx 0$ . Таким образом, можно надеяться, что формула (3) с  $B_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi}$ , определённым при  $t \approx 0$ , не завязит оценку для  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi)$ .

Если известно только интегральное сечение реакции  $\gamma p \rightarrow \phi p$  [3] или  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$  [3], то мы оцениваем соответствующую величину  $A = (d\sigma/dt)_{t=0}$  согласно формуле

$$A = \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \sigma \left( \int_0^{1 \text{ ГэВ}^2} \exp(Bt + Ct^2) dt \right)^{-1},$$

используя центральные значения параметров  $B$  и  $C$ , найденные в экспериментах [4,12,13].

Учитывая все девять возможных комбинаций данных по реакциям  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ,  $\gamma p \rightarrow \phi p$  и  $pp \rightarrow pp$  в области  $P_{lab}$  от 70 до 180 ГэВ/с, с помощью (2) и (3) получаем, что при  $W_{\gamma\gamma}$  от 11,5 до 18,4 ГэВ

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) \approx 1,18 \div 2,36 \text{ нбн} \quad (4)$$

со средним значением 1,66 нбн (см. рисунок), которое на порядок больше данных ARGUS для  $3,25 \leq W_{\gamma\gamma} \leq 3,5$  ГэВ [1]. Нижняя граница оценки (4) превышает эти данные на 6,4 их собственных стандартных отклонений.

Отметим, что оценка, использующая модель векторной доминантности и аддитивную кварковую модель, даёт в области высоких энергий  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) \approx 4,1 \div 4,5$  нбн при константах  $\gamma \leftrightarrow \rho^0$  и  $\gamma \leftrightarrow \phi$  переходов, взятых из данных, полученных на встречных  $e^+e^-$  пучках [14], и  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi) \approx 2 \div 2,2$  нбн при константах, полученных в исследованиях фоторождения векторных мезонов на ядрах [2].

Мы провели также сравнение оценок основанных на факторизации для сечений реакций  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\phi$  и  $\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi$  при больших энергиях ( $11,5 < W_{\gamma\gamma} < 18,4$  ГэВ), с имеющимися экспериментальными данными по этим сечениям при максимально достигнутых энергиях [15]. Различия между результатами, полученными разными группами по реакциям  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\omega$  и  $\gamma\gamma \rightarrow \omega\omega$  (и ошибки в данных), а также наличие только верхних пределов для  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \omega\phi)$  и  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \phi\phi)$  не позволяют пока сделать каких-либо определённых выводов из указанного сравнения.

Модель факторизации является одной из самых надёжно обоснованных и хорошо зарекомендовавших себя феноменологических рабочих моделей в физике высоких энергий. Поэтому изложенная выше картина необычно сильного роста сечения реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$ , ожидаемого на основе этой модели и данных

ARGUS, является по существу вызовом для наших современных знаний динамики квазидвухчастичных реакций. Почему так мало  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi)$  в области 3,5 ГэВ? Здесь мы либо столкнулись с новым физическим явлением, либо данные ARGUS [1] являются по какой-то причине заниженными. В любом случае прямые измерения сечения реакции  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\phi$  при высоких энергиях и дополнительный анализ ситуации в районе 3,5 ГэВ представляются исключительно важными задачами. Продвижение в область  $W_{\gamma\gamma} > 3,5$  ГэВ возможно на  $e^+e^-$  коллайдерах в DESY и SLAC-е, а также на КЕДР-е (БИЯФ, Новосибирск), CLEO II (CESR), TRISTAN (КЕК) и LEP (CERN).

Эта работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 94-02-05 188.

- 
1. H.Albrecht, H.Ehrlichmann, T.Hamacher et al., Phys. Lett. B **332**, 451 (1994).
  2. A.M.Eisner, Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, FNAL, 1979, Batavia, p. 448; E.Paul, Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, 1981, Boon, p. 301.
  3. R.M.Egloff, P.J.Davis, G.J.Luste et al., Phys. Rev. Lett. **43**, 657 (1979).
  4. J.Busenitz, C.Olszewski, P.Callahan et al., Phys. Rev. D **40**, 1 (1989).
  5. V.Barger and D.Cline, Phys. Rev. Lett. **24**, 1313 (1970); V.Barger and R.J.N.Phillips, Phys. Lett. B **58**, 197 (1975).
  6. C.Quigg and E.Rabinovici, Phys. Rev. D **13**, 2525 (1976).
  7. D.S.Ayres, R.Diebold, G.J.Maclay et al., Phys. Rev. D **15**, 3105 (1977).
  8. H.-J.Behrend, J.Bodenkamp, W.P.Hesse et al., Nucl. Phys. B **144**, 22 (1978).
  9. D.P.Barber, J.B.Dainton, L.C.Y.Lee et al., Z. Phys. C **12**, 1 (1982).
  10. M.Gell-Mann, Phys. Rev. Lett. **8**, 263 (1962); V.N.Gribov and I.Ya.Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. **8**, 343, 412 (1962).
  11. P.G.O.Freund, Phys. Rev. Lett. **21**, 1375 (1968).
  12. D.Aston, M.Atkinson, R.Bailey et al., Nucl. Phys. B **209**, 56 (1982).
  13. T.J.Chapin, R.L.Cool, K.Goulianos et al., Phys. Rev. D **31**, 17 (1985).
  14. Particle Data Group, M.Aguilar-Benitez, R.M.Barnett, C.Caso et al., Phys. Rev. D **50**, 1173 (1992).
  15. D.Morgan, M.R.Pennington, and M.R.Whalley, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20**, Suppl. 8A, Data Review, 1A (1994).