

ЕЩЕ РАЗ О ФОТОРОЖДЕНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

А. Н. КОВАЛЬ, С. Г. МАТИНЯН

Рассматривается явление фоторождения нейтральных векторных мезонов при высоких энергиях в модели полюсов Редже, учитывающей обмен Померанчуком и тензорными реджеонами (f, f^*, A_2): Полюс Померанчука представляется в виде суперпозиции синглета и октета, а для нонета 2^+ предполагается $U(3)$ симметрия.

Получено наблюдающееся на эксперименте подавление фоторождения φ -мезона, сохраняющееся в асимптотике.

1. В данной работе мы продолжим изучение явления фоторождения нейтральных векторных мезонов при высоких энергиях на основе теории полюсов Редже, которое было начато одним из авторов [1] (см. также [2, 3]).

В настоящее время известно, что рассеяние элементарных частиц при высоких энергиях хорошо описывается вкладом различных реджеонов. Однако ситуация в отношении полюса Померанчука неясна. Экспериментальные данные, если не учитывать при их интерпретации точек ветвления, свидетельствуют о его выделенной роли по сравнению с другими полюсами: возможно, что его наклон гораздо меньше, чем наклон других траекторий. В предыдущих двух работах рассматривался случай, когда полюс Померанчука имеет такой же наклон, как и другие полюса. Настоящая работа посвящена рассмотрению ситуации с $\alpha_P(0)=0$.

Как и в [1], фоторождение нейтральных векторных мезонов рассматривается в модели векторной доминантности, причем вершины перехода $\gamma-V$ берутся на основе схемы смешивания токов [4] с отношением констант, следующим из экспериментов по лептонным распадам векторных мезонов [5]:

$$g_{\gamma\rho}: g_{\gamma\omega}: g_{\gamma\varphi} = 1:0,59:-0,27. \quad (1)$$

Амплитуда рассеяния адронов вычисляется в предположении об обмене вакуумным полюсом и полюсами, соответствующими тензорному нонету 2^* .

Обнаруженное на эксперименте подавление рождения φ^0 -мезона достигается предположением о том, что вакуумный полюс является суперпозицией унитарного синглета и октета [6].

2. Рассмотрим более подробно этот механизм. Амплитуду реакции $(\gamma + P \rightarrow V + P)$ представим в виде

$$A = A_P + A_T, \quad (2)$$

где A_P — амплитуда, соответствующая обмену полюсом Померанчука, а A_T — амплитуда, соответствующая обмену тензорным реджеоном. Вместе с [6] предположим, что $|P\rangle$ есть суперпозиция синглета $|P_0\rangle$ и октета $|P_8\rangle$.

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} P & 0 \\ & P \\ 0 & P \end{pmatrix}, \quad P_8 = \begin{pmatrix} \frac{P}{\sqrt{6}} & & \\ & \frac{P}{\sqrt{6}} & \\ & & -\frac{2}{\sqrt{6}}P \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где в (3) приведены только интересующие нас диагональные члены. Вводя для P —полюса угол смешивания α между P_0 и P_8 , для амплитуды соответствующей полюсу Померанчука получим

$$A_p = A_0 \cos \alpha + A_8 \sin \alpha. \quad (4)$$

Используя, как и в [3], при вычислении вершин U (3) симметрию и считая, что тензорные и векторные мезоны объединены в соответствующие нонеты, для амплитуд фоторождения будем иметь:

$$\begin{aligned} A(\gamma p \rightarrow p \rho^0) &= g_{\gamma p} \left(\cos \alpha + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \alpha \right) A_p^{\rho} + (g_{\gamma p} + g_{\gamma \omega}) A_T^{\rho}, \\ A(\gamma p + p \omega^0) &= g_{\gamma \omega} \left(\cos \alpha + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \alpha \right) A_p^{\omega} + (g_{\gamma p} + g_{\gamma \omega}) A_T^{\omega}, \\ A(\gamma p \rightarrow p \varphi^0) &= g_{\gamma \varphi} (\cos \alpha - \sqrt{2} \sin \alpha) A_p^{\varphi} + 2g_{\gamma p} \frac{1-\lambda}{1+\lambda} A_T^{\varphi}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{где } \lambda = -f/d; \quad A_p^v = (-i) \left(\frac{\gamma_v}{\gamma_0} \right)^{\alpha_p} \alpha_p; \quad A_S^v = (1-i) \left(\frac{\gamma_v}{\gamma_0} \right)^{\alpha_T} \alpha_T;$$

$$\gamma_v = s - \frac{t}{2} - m_p^2 - m_v^2; \quad \alpha = 10^\circ \pm 2^\circ [6]; \quad \gamma_0 = 1 \text{ (Гэв)}^2;$$

$\alpha_p, (\gamma)$ — некоторые общие для всех трех амплитуд функции, вид которых для нас несуществен. При вычислении A_T в вершине связи с нуклонами для λ бралось значение $\lambda=2$ (см. также [3]). Параметры траекторий брались в виде

$$\alpha_p(0) = 1, \quad \alpha_T(0) = 0,5.$$

Для определения отношения $\alpha_T/\alpha_p = \mu$ предположим универсальность мезон—мезон— P -связи. Тогда из результатов работы [6] следует, что $\mu=0,75$.

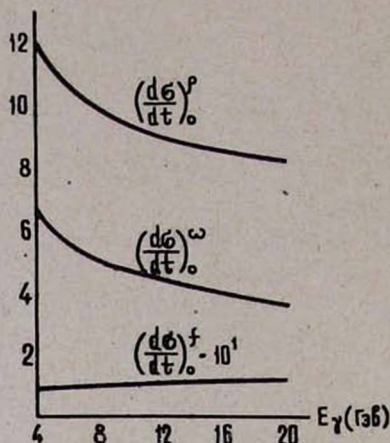
Сравнение с экспериментом дифференциальных сечений на угол 0 при энергии γ -кванта ~ 4 Гэв показывает, что результат подгонки слабо зависит от отношения $\lambda = -f/d$, однако отношение

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_0^0 / \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_p^0$$

сильно изменяется в зависимости от значения угла смешивания α и величины константы $g_{\gamma p}$.

В заключение приведем графики* зависимости дифференциальных сечений фоторождения нейтральных векторных мезонов в относитель-

* Как указывалось в наших работах [1, 3], γ -образование ω^0 -мезона требует при средних энергиях учета пионного обмена, поэтому наши данные по ω^0 -мезону имеют отношение к действительности только при энергиях, больших 5–6 Гэв, где пионный обмен быстро вымирает.



ных единицах на угол 0° от энергии γ -кванта для значений $\alpha = 12^\circ$ $g_{\gamma\pi}^2 = -0.27$. В табл. 1 дана зависимость отношения $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\varphi}^0 / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\varphi}$ от энергии γ -кванта в лабораторной системе.

E_γ (Гэв)	5	6	7	10	12	14	20
$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\varphi}^0 / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\varphi}$	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$0,85 \times 10^{-2}$	$0,95 \times 10^{-2}$	$1,12 \times 10^{-2}$	$1,20 \times 10^{-2}$	$1,27 \times 10^{-2}$	$1,44 \times 10^{-2}$

Ереванский физический институт

Поступила 21.III.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Матинян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 358 (1967).
2. F. Bucciella, M. Callocci, Phys. Lett, 258, 61 (1967).
3. Л. Н. Коваль, С. Г. Матинян, ЯФ, 8, № 6 (1968).
4. N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino, Phys. Rev, 157, 1376 (1967).
5. S. Ting, Доклад на XIV международной конференции по физике высоких энергий, Вена, 1968.
6. M. Davier, Phys. Rev. Lett, 20, 17 (1968).

ԿՐԿԻՆ ԱՆԳԱՄ ՆԵՏՏՐԱԼ ՎԵԿՏՈՐԱԿԱՆ ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՍՈՒԱԶՍՄԱՆ
ՄԱՍԻՆ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊԲՈՒՄ:

Լ. Ն. ԿՈՎԱԼ, Ս. Գ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ

Քննության է առնվում նեյտրալ վեկտորական մեզոնների ֆոտոառաջացման երևույթը բարձր էներգիաների դեպքում Ռեգեի բևեռների մոդելում, որը հաշվի է առնում Պոմերանչուկի և տենզորային ռեգեոնների (f , t^k , A_2) փոխանակումը: Պոմերանչուկի բևեռը ներկայացվում է սինգլետի և օկտետի սուպերպոզիցիայի ձևով, իսկ նոնետ 2-ի համար ենթադրվում է $U(3)$ սիմետրիա: Ստացված է փորձում դիտվող φ -մեզոնի ֆոտոառաջացման նվազեցում, որը պահպանվում է ասիմպտոտիկայում:

QN PHOTOPRODUCTION OF NEUTRAL VECTOR MESONS AT HIGH ENERGIES

L. N. KOVAL, S. G. MATINIAN

The effect of photoproduction of neutral vector mesons at high energies in the Regge pole model is considered taking into account the exchange of Pomeranchuk pole and tensor reggeons (f , t^k , A_2). The Pomeranchuk pole is represented as superposition of singlet and octet, and for 2^+ nonet symmetry $u(3)$ is assumed.

Photoproduction suppression of φ -mesons conserved in asymptotic behavior is obtained.