

О ФОТОРОЖДЕНИИ АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Н. Э. АКОПОВ, А. М. ЗВЕРЕВ, С. Г. МАТИНЯН, Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

На основе абсорбционной модели рассмотрен процесс фотообразования аксиально-векторных мезонов на нуклонах. Получены зависимости дифференциального сечения, степени асимметрии, связанной с линейной поляризацией фотонов, а также четностной асимметрии, обусловленной обменами с натуральной и ненатуральной четностью, от квадрата передаваемого импульса при разных значениях энергии фотона для процессов образования A_1 - и B -мезонов.

Экспериментальные данные по фоторождению аксиально-векторных мезонов либо совсем отсутствуют (как в случае заряженных A_1 - и B -мезонов), либо очень скудны (в случае B^0 -мезонов [1]). Поэтому теоретическое рассмотрение указанных процессов в рамках модели Редже, требующей знания большого числа параметров, практически неосуществимо. С другой стороны, для постановки экспериментов необходимо знать, хотя бы приближенно, порядки ожидаемых сечений и вид угловых распределений. Для таких целей можно использовать менее строгие (претендующие на качественное описание) модели, позволяющие, однако, выполнить расчеты до конца.

В работе [2] была предложена одна из разновидностей абсорбционной модели, которая позволила воспроизвести экспериментальные данные для большого числа обменных реакций, вызываемых π - N -столкновениями, а также для процессов фотообразования псевдоскалярных мезонов [3].

Для выполнения расчетов на основе этой модели необходимо знание констант связи в вершинах соответствующих обменных диаграмм, а также двух параметров R и d , характеризующих поглощение (см. ниже). Эти параметры предполагаются авторами модели одинаковыми для всех каналов реакции, которые возможны при столкновении исходных частиц, и могут быть найдены из сравнения с экспериментом для одного из хорошо изученных процессов данного типа.

В настоящей работе на основе указанной модели рассматривается образование аксиально-векторных мезонов (A_1 - и B -мезонов с квантовыми числами $J^P, I = 1^+, 1$) в реакции

$$\gamma + N_1 \rightarrow A + N_2. \quad (1)$$

Мы исходим из борновской амплитуды, соответствующей диаграмме с обменом π -мезоном в t -канале. Такое ограничение обменами пионного типа представляется нам при не слишком высоких энергиях

разумным, если учесть, что для других возможных обменов (напр., ρ , A_1 , A_2 и B) константы связи в нуклонной вершине малы. Вершинная функция $A\pi\gamma$ определяется следующим градиентно-инвариантным выражением

$$e_\mu(\vec{k})\{g_1(k^2\delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu) + g_2[(kp)\delta_{\mu\nu} - p_\mu k_\nu]\}\epsilon_\nu(\vec{p}),$$

которое для реальных фотонов принимает вид

$$\frac{g_{A\pi\gamma}}{m_A} e_\mu(\vec{k})[(kp)\delta_{\mu\nu} - p_\mu k_\nu]\epsilon_\nu(\vec{p}). \quad (2)$$

Здесь мы ввели безразмерную константу связи $g_{A\pi\gamma}$; k , q и p — импульсы фотона, пиона и аксиально-векторного мезона, связанные соотношением $q = p - k$.

При таком выборе вершинной функции для ширины радиационного распада аксиально-векторного мезона получается выражение

$$\Gamma(A \rightarrow \pi + \gamma) = \frac{g_{A\pi\gamma}^2}{96\pi} m_A \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_A^2}\right)^3, \quad (3)$$

причем в отличие от B -мезонов, для которых указанный распад возможен для всех его зарядовых состояний, в случае A_1 -мезонов распад нейтральной компоненты запрещен требованием сохранения зарядовой четности.

Далее, используя обычное выражение для вершины $N_1\pi N_2$, представим борновскую амплитуду процесса (1) с заданными спиральными состояниями участвующих частиц в виде

$$\begin{aligned} \langle \lambda_2, \lambda' | B | \lambda_1, \lambda \rangle &= \frac{G_{N_1\pi N_2} g_{A\pi\gamma}}{m_A (t + m_\pi^2)} [\bar{u}^{(\lambda_2)}(\vec{p}_2) \gamma_5 u^{(\lambda_1)}(\vec{p}_1)] \times \\ &\times e_\mu^{(\lambda)}(\vec{k}) [(kp)\delta_{\mu\nu} - p_\mu k_\nu] \epsilon_\nu^{(\lambda')}(\vec{p}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь принята такая нормировка, при которой сечение процесса в с. ц. м. выражается через спиральные амплитуды следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi(s - m_{N_1}^2)^2} \sum_{[\lambda]} |\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, \lambda \rangle|^2, \quad (5)$$

где s — квадрат полной энергии, а $t = q^2$ — квадрат передаваемого импульса.

В борновском приближении сечение процесса (1) с неполяризованными частицами есть

$$\frac{d\sigma_{(B)}}{dt} = \frac{G_{N_1\pi N_2}^2 g_{A\pi\gamma}^2}{64\pi m_A^2 (s - m_{N_1}^2)^2} t \left(\frac{t + m_A^2}{t + m_\pi^2} \right)^2. \quad (6)$$

Как видно из (6), вид углового распределения не зависит от энергии, за исключением области малых t . Если выполняется условие

$t_{\min}(s) < m_\pi^2$, то при значении $t \approx m_\pi^2$ угловое распределение имеет острый пик, высота которого увеличивается с ростом энергии. При условии $t_{\min}(s) \geq m_\pi^2$ монотонное спадание распределения по углам начинается с $t_{\min}$.

Пусть $\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, \lambda \rangle$ — „истинные“ спиральные амплитуды процесса (1), из которых в силу сохранения пространственной четности независимыми являются только двенадцать. Разложение этих амплитуд в ряд по парциальным волнам есть

$$\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, \lambda \rangle = \sum_j \left(j + \frac{1}{2} \right) \langle \lambda_2, \lambda' | M^j | \lambda_1, \lambda \rangle d_{\alpha\beta}^j(\cos \theta), \quad (7)$$

где $d_{\alpha\beta}^j(\cos \theta)$ — функции вращения, а $\alpha = \lambda_1 - \lambda$ и $\beta = \lambda_2 - \lambda'$ — разности спиральностей в начальном и конечном состояниях.

В духе обычной абсорбционной модели делается предположение, что парциальные амплитуды $\langle \lambda_2, \lambda' | M^j | \lambda_1, \lambda \rangle$ связаны с соответствующими борновскими амплитудами

$$\langle \lambda_2, \lambda' | B^j | \lambda_1, \lambda \rangle = \int_{-1}^1 \langle \lambda_2, \lambda' | B | \lambda_1, \lambda \rangle d_{\alpha\beta}^j(z) dz$$

следующим образом:

$$\langle \lambda_2, \lambda' | M^j | \lambda_1, \lambda \rangle = \eta_j \langle \lambda_2, \lambda' | B^j | \lambda_1, \lambda \rangle, \quad (8)$$

где коэффициенты поглощения η_j обладают тем свойством, что они подавляют малые парциальные волны, оставляя неизменными борновские амплитуды с большими j .

В используемой модели в качестве коэффициентов поглощения берется выражение типа Вудса-Саксона [2]

$$\eta_j = \left(1 + \exp \frac{R - j/\sqrt{k p}}{d} \right)^{-1} \quad (9)$$

с зависящими от энергии параметрами R и d .

Определяя согласно (8) парциальные амплитуды и суммируя соответствующие ряды (7), можно найти „истинные“ амплитуды процесса (1), а по формуле (5) — дифференциальное сечение с неполяризованными частицами. Использование условия ортонормированности функций $d_{\alpha\beta}^j(z)$ приводит к следующему выражению для интегрального сечения:

$$\sigma = \frac{p}{64 \pi \sqrt{s(s - m_{N_1}^2)}} \sum_{[\lambda]} \sum_j \left(j + \frac{1}{2} \right) |\langle \lambda_2, \lambda' | M^j | \lambda_1, \lambda \rangle|^2. \quad (10)$$

Если воспользоваться известными соотношениями между состояниями фотона с линейной и циркулярной поляризацией, то можно получить амплитуды

$$\langle \lambda_2, \lambda' | M_{\perp} | \lambda_1 \rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} (\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, 1 \rangle + \langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, -1 \rangle), \quad (11)$$

$$\langle \lambda_2, \lambda' | M_{\parallel} | \lambda_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, 1 \rangle - \langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, -1 \rangle),$$

определяющие процесс (1) в случае, когда вектор поляризации фотона перпендикулярен или параллелен плоскости реакции, и соответствующие им сечения $d\sigma_{\perp}/dt$ и $d\sigma_{\parallel}/dt$. В борновском приближении без учета поглощения эти сечения равны.

На основе результатов работы [4] нетрудно найти амплитуды для обменов с натуральной и ненатуральной четностью в t -канале

$$\langle \lambda_2, \lambda' | M_{\substack{N \\ U}} | \lambda_1, \lambda \rangle = \frac{1}{2} (\langle \lambda_2, \lambda' | M | \lambda_1, \lambda \rangle \pm (-1)^{\lambda'} \langle \lambda_2, -\lambda' | M | \lambda_1, -\lambda \rangle) \quad (12)$$

и сечения $d\sigma_N/dt$ и $d\sigma_U/dt$.

При изучении процесса $\gamma N_1 \rightarrow A_1^{\pm} N_2$ для константы связи в вершине $A_1 \pi \gamma$ мы берем величину $g_{A_1 \pi \gamma} = 0,18$, соответствующую на основе ρ -доминантности [5] значению параметра $\delta = -\frac{1}{2}$ в методе жестких пионов [6]. Ширина радиационного распада A_1 -мезона при таком выборе константы $g_{A_1 \pi \gamma}$ есть

$$\Gamma(A_1^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \gamma) \approx 0,11 \text{ Мэв}. \quad (13)$$

В работе [7] приведены оценки для двух констант связи, определяющих распад $B \rightarrow \omega + \pi$, в предельных случаях, когда одна из констант берется равной нулю. Используя модель векторной доминантности, для константы $g_{B\pi\gamma}$, необходимой при изучении процесса $\gamma N_1 \rightarrow B N_2$, получаем значение $g_{B\pi\gamma} \approx 0,11$, которому соответствует ширина

$$\Gamma(B \rightarrow \pi + \gamma) \approx 0,05 \text{ Мэв}. \quad (14)$$

Константы связи в вершине $N_1 \pi N_2$ хорошо известны:

$$G_{\rho\pi\pi} = \sqrt{2} G_{\rho\pi\rho}, \quad \frac{G_{\rho\pi\rho}^2}{4\pi} = 14,7. \quad (15)$$

Для параметров R и d мы используем значения, полученные в работе [3] на основе анализа процесса $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

Результаты вычислений приведены в виде графиков. На рис. 1(а, б) изображена зависимость дифференциальных сечений процессов $\gamma p \rightarrow A_1^+ n$ и $\gamma p \rightarrow B^+ n$ от передаваемого импульса $t' = t - t_{\min}$ для энергий фотона от 3 до 16 Гэв, а на рис. 2—зависимость полных сечений этих процессов от энергии γ -кванта в указанном интервале. На рис. 3 приведены зависимости степени асимметрии Σ , связанной с линейной поляризацией фотонов, и четностной асимметрии P_{σ} , обусловленной обменами с натуральной и ненатуральной четностью, от передаваемого

го импульса при значениях энергии 3 и 16 Гэв для процесса фотоброждения A_1^+ -мезона. Кривые, описывающие поведение Σ и P_θ при других значениях энергии в этом интервале, занимают промежуточное положение. Что касается величин Σ и P_θ для реакции $\gamma p \rightarrow B^+ n$, то ход кривых, определяющих их зависимость от t' , имеет вид, приведенный на рис. 3, с небольшим отличием по величине, обусловленным различием масс A_1 - и B -мезонов.

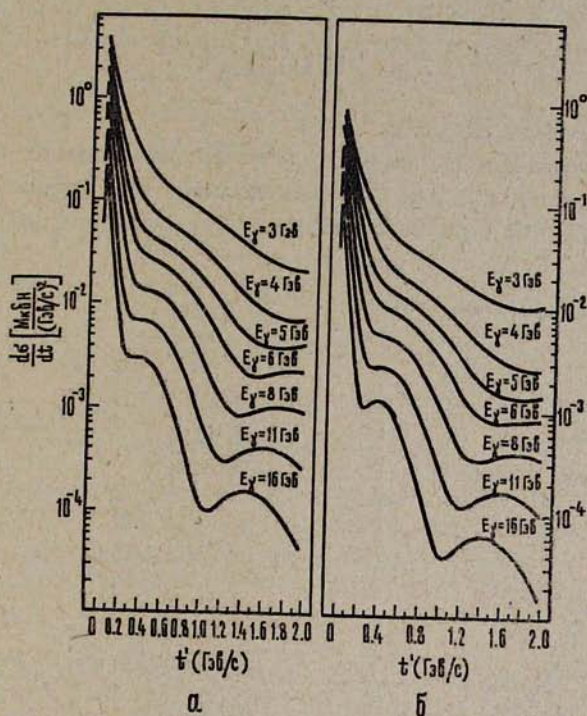


Рис. 1. Зависимость дифференциальных сечений процессов а) $\gamma p \rightarrow A_1^+ n$ и б) $\gamma p \rightarrow B^+ n$ от квадрата передаваемого импульса при некоторых значениях энергии фотона.

С точностью до разности масс протона и нейтрона все результаты для процесса $\gamma n \rightarrow A_1^- p$ ($\gamma n \rightarrow B^- p$) остаются теми же, что и для процесса $\gamma p \rightarrow A_1^+ n$ ($\gamma p \rightarrow B^+ n$).

На основе полученных результатов для процессов фоторождения аксиально-векторных мезонов можно установить следующие закономерности:

а) при всех рассмотренных энергиях дифференциальные сечения имеют пик вблизи направления вперед и падают с увеличением передаваемого импульса; с ростом энергии все отчетливее проявляется присутствие двух провалов в угловом распределении;

б) преобладание $d\sigma_{\parallel}/dt$ над $d\sigma_{\perp}/dt$ при всех рассмотренных t' за исключением области $t' \lesssim 0, 2 (\Gamma_{98}/c)^2$;

в) преобладание $d\sigma_U/dt$ над $d\sigma_N/dt$ во всей рассмотренной области t' ; наличие двух провалов в асимметрии P_{σ} при тех же значениях t' , при которых имеются провалы в угловом распределении.

Чтобы понять наличие структуры в угловом распределении в рассматриваемой модели, обратимся к разложению (7). При больших энергиях и переданных импульсах $t \ll s$ в хорошем приближении имеем

$$d_{\alpha\beta}^j(\cos \theta) = J_{|\alpha-\beta|} \left[\sqrt{\frac{t'}{kp}} \left(j + \frac{1}{2} \right) \right],$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя.

Вблизи направления вперед ($t' \approx 0$) отличны от нуля лишь те спиральные амплитуды, для которых полное изменение спиральности есть $n = |\alpha - \beta| = 0$. При таких малых t' угловое распределение имеет

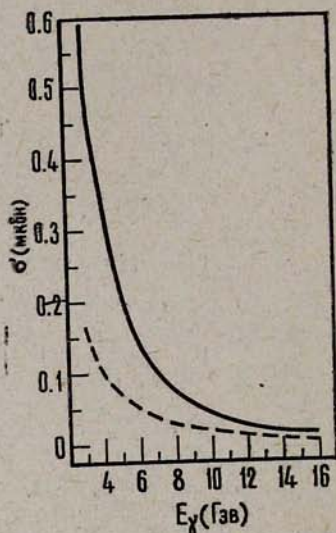


Рис. 2. Зависимость полных сечений от энергии γ -кванта. Сплошная линия относится к процессу $\gamma p \rightarrow A_1^+ n$, а пунктирная — к процессу $\gamma p \rightarrow B^+ n$.

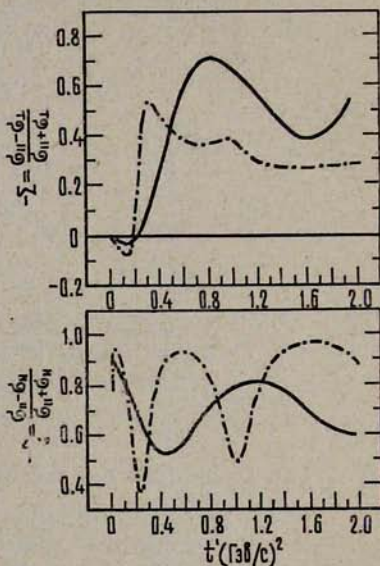


Рис. 3. Зависимость асимметрий Σ и P_{σ} от квадрата передаваемого импульса для процесса $\gamma p \rightarrow A_1^+ n$. Сплошные линии соответствуют энергии фотона $E_{\gamma} = 3 \text{ ГэВ}$, а пунктирные — $E_{\gamma} = 16 \text{ ГэВ}$.

лик, соответствующий максимуму функции Бесселя $J_0(0)$. При остальных t' , как показывают результаты численных расчетов, угловое распределение определяется в основном двумя спиральными амплитудами, содержащими функции Бесселя $J_1(x)$ и $J_2(x)$. С относительным поведением этих амплитуд, которое меняется с изменением энергии, свя-

зано возникновение провалов в дифференциальном сечении.

До сих пор мы изучали реакции фоторождения заряженных аксиально-векторных мезонов. Процессы фотообразования нейтральных мезонов требуют особого рассмотрения.

Для процесса $\gamma p \rightarrow A_1^0 p$ запрещены как обмен полюсом Померанчука, так и π -обмен. С другой стороны, хотя по квантовым числам процесс $\gamma p \rightarrow B^0 p$ может идти дифракционным образом, при этом нарушается известное правило Грибова-Моррисона. Если предположить, что последняя реакция идет через обмен π -мезоном, то для объяснения экспериментальных данных [1] на основе рассматриваемой модели необходимо брать значение константы связи $g_{B^0\pi\gamma} \approx 0,52$. Только дальнейшие эксперименты позволят судить о механизме, ответственном за этот процесс и, в частности, о возможном вкладе вакуумного обмена.

Ереванский физический
институт

Поступила 17.VIII.1972.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Wolf. DESY Report 71/50 (1971).
2. A. Dar, T. L. Watts, V. F. Weisskopf. Nucl. Phys., B. 13, 477 (1969).
3. A. Dar, T. L. Watts, V. F. Weisskopf. Phys. Lett., 30B, 264 (1969).
4. G. Cohen-Tannoudji, Ph. Salin, A. Morel. Nuovo Cimento, 55A, 412 (1968).
5. С. Г. Мамиян, Ю. Г. Шахназарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 366 (1968).
6. H. J. Schnitzer, S. Weinberg. Phys. Rev., 164, 1828 (1967).
7. J. Layssac, F. M. Renard. Lett. Nuovo Cimento, 1, 197 (1971).

ԱՔՍԻԱԼ-ՎԵԿՏՈՐԱԿԱՆ ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՍՆՈՒՄԸ ՄԵՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Զ. ԱԿՈՊՈՎ, Ա. Մ. ԶՎԵՐԵՎ, Ս. Զ. ՄԱՏԻՆԻԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱԿՆԱԶԱՐԻԱՆ

Պերիֆերիկ մոդելի հիման վրա դիտարկված է աքսիալ-վեկտորական A_1 - և B -մեզոնների ֆոտոսոսնումը նուկլոնների վրա: Ստացված են դիֆերենցիալ կտրվածքի, ֆոտոնի դժային բևեռացման հետ կապված ասիմետրիայի աստիճանի և բնական ու ոչ բնական զույգությունից փոխանակումներով պայմանավորված ասիմետրիայի կախումները հաղորդված իմպուլսի քառակուսուց ֆոտոնի էներգիայի տարբեր արժեքների դեպքում:

ON THE AXIAL VECTOR MESON PHOTOPRODUCTION AT HIGH ENERGIES

N. Z. AKOPOV, A. M. ZVEREV, S. G. MATINIAN, Yu. G. SHAKHAZARIAN

The photoproduction of A_1 - and B -mesons on nucleons is considered on the basis of absorption model. The t -dependencies of the differential cross-section, the asymmetry connected with the linear polarization of photons and the parity asymmetry at various energies are obtained.