

ФОТОРОЖДЕНИЕ η - И η' -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

В. А. Трясучёв

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Фоторождение мезонов на нуклонах рассмотрено в подходе мультипольного анализа. Обсуждаются результаты десятилетнего теоретического исследования процессов фоторождения η - и η' -мезонов на нуклонах с целью получения информации о N -резонансах из экспериментальных данных. По мере накопления и уточнения опытных данных количество привлекаемых к анализу реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ известных резонансов уменьшалось с двенадцати до шести, но при этом понадобились резонансы $S_{11}(1830)$ и $D_{15}(2150)$, не входящие в компиляцию PDG. Прецизионные измерения дифференциальных сечений фоторождения η -мезонов от протонов на микротроне Майнца дали возможность уточнить свойства резонанса $S_{11}(1535)$. В этом же подходе анализируются сечения реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ с экспериментальными данными коллабораций CLAS-2009 и Майнца. Достигнуто удовлетворительное описание сечений этой реакции с вкладом только нуклонных резонансов вплоть до энергии фотонов 3700 МэВ.

The meson photoproduction on nucleons was considered in theoretical approach based on the multipole analysis. We discuss the results of a decade theoretical investigation of photoproduction of η and η' mesons on nucleons in order to obtain information about N -resonances from experimental data. Accumulation and more precise definition of experimental data allowed a decrease in the number of known resonances used to analyze the $\gamma p \rightarrow \eta p$ reaction from 12 to 6. However, one needs to include $S_{11}(1830)$ and $D_{15}(2150)$ resonances, which are absent in PDG compilation. Precise measurements of differential cross sections of η -meson photoproduction based on protons obtained at Mainz microtron allowed one to specify the properties of $S_{11}(1535)$ resonance. The same theoretical approach also allowed one to analyze experimental cross sections of the $\gamma p \rightarrow \eta' p$ reaction obtained by CLAS-2009 and Mainz collaborations. Satisfactory description of cross section of this reaction taking into account only nucleon resonances was obtained up to the photon energy 3700 MeV.

PACS: 25.20.-x

ВВЕДЕНИЕ

В физике частиц одной из интереснейших реакций является реакция выбивания фотонами мезонов из нуклонов и ядер. Исследования этих реакций начались сразу после открытия π -мезонов в 1947 г. В начале 1950-х гг. была создана релятивистски-инвариантная теория реакций фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах, и наметился подход к изучению фоторождения мезонов на атомных ядрах — импульсное приближение. Исходя из релятивистски- и калибровочно-инвариантного вида амплитуды фоторождения π -мезонов на нуклонах:

$$\gamma + N \rightarrow \pi + N, \quad (1)$$

авторы [1] представили ее в с. ц. и. в компактной двухкомпонентной форме, удобной для вычислений:

$$F = iF_1 \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + F_2 \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{q}} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\varepsilon}) + iF_3 \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{q}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + iF_4 \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{q}} \hat{\mathbf{q}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые операторы нуклонов; $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$ и $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/q$, k и q — импульсы фотона и мезона в с. ц. и.; $\boldsymbol{\varepsilon}$ — вектор поляризации фотона в кулоновской калибровке в рассматриваемой системе координат. Величины F_i ($i = 1, 2, 3, 4$) в этом выражении есть функции полной энергии W и угла вылета мезона θ в с. ц. и. В представлении углового момента F_i выражаются через сумму мультипольных амплитуд поглощения электрического, $E_{l\pm}$, и магнитного, $M_{l\pm}$, типов [1, 2]:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}]P'_{l+1}(x) + \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)M_{l-} + E_{l-}]P'_{l-1}(x), \\ F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}]P'_l(x), \\ F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [-M_{l+} + E_{l+}]P''_{l+1}(x) + \sum_{l=3}^{\infty} [M_{l-} + E_{l-}]P''_{l-1}(x), \\ F_4 &= \sum_{l=1}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}]P''_l(x), \end{aligned} \quad (3)$$

где $P_l(x) = P_l(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра.

Наблюдаемые величины процесса (1) выражаются через амплитудные функции F_i следующим образом.

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \left\{ |F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \cos \theta + \frac{1}{2}[|F_3|^2 + |F_4|^2 + \right. \\ \left. + 2\operatorname{Re}(F_1 F_4^*) + 2\operatorname{Re}(F_2 F_3^*) + 2\operatorname{Re}(F_3 F_4^*) \cos \theta] \sin^2 \theta \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Σ -асимметрия, вызванная линейной поляризацией пучка фотонов параллельно и перпендикулярно плоскости реакции:

$$\Sigma \frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{q \sin^2 \theta}{k} [|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2\operatorname{Re}(F_2 F_3^* + F_1 F_4^* + F_3 F_4^* \cos \theta)]. \quad (5)$$

T -асимметрия, связанная с поляризацией нуклонов мишени в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

$$T \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \sin \theta \operatorname{Im} [F_1 F_3^* - F_2 F_4^* + (F_1 F_4^* - F_2 F_3^*) \cos \theta - F_3 F_4^* \sin^2 \theta]. \quad (6)$$

P -асимметрия, вызванная поляризацией протонов отдачи в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \sin \theta \operatorname{Im} [F_2 F_4^* - 2F_1 F_2^* - F_1 F_3^* + (F_2 F_3^* - F_1 F_4^*) \cos \theta + F_3 F_4^* \sin^2 \theta]. \quad (7)$$

Для обнаружения и изучения резонансов, проявляющихся в фоторождении мезонов, используется мультипольный анализ соответствующих процессов с резонансными мультипольными амплитудами [3, 4]. Такие модели фоторождения мезонов на нуклонах в мире можно грубо разделить по виду резонансных мультипольных амплитуд фоторождения мезонов и параметризации энергетической зависимости ширин этих резонансов. Одна модель — Уолкера [3], другая — Монтомгери [4]. В ряде подходов в основу моделей берется уолкерская трактовка, которая применяется с разными вариациями для анализа процессов фоторождения псевдоскалярных мезонов (в основном π -мезонов, см., например, MAID [5], SAID [6]). В данной работе за основу выбрана изобарная модель с параметризацией Монтомгери [4], в которой можно включать вклады резонансов со сколь угодно большими спинами при минимальном количестве параметров. К недостаткам используемой здесь модели ее противники относят релятивистски-неинвариантный вид пропагаторов барионов в резонансных мультипольных амплитудах. Вместе с тем авторы и сторонники анализов MAID, SAID, беря за основу релятивистски-инвариантные пропагаторы, оснащают резонансные мультипольные амплитуды многочисленными «формфакторами», которые включаются и выключаются при определенных энергиях (см., например, [3, 7]).

Кварковые модели барионов, основанные на $SU(6) \times O(3)$ симметрии, предсказывают большое количество нуклонных резонансов, из которых многие пока не найдены в πN -рассеянии и в фоторождении одиночных пионов на нуклонах. «Недостающие», в плане подтверждения предсказаний кварковых моделей, нуклонные резонансы могут существовать, но не проявляться в названных процессах из-за слабой связи этих резонансов с πN -каналом распада. Одновременно они могут иметь сильную связь с одним из каналов: ηN , $\eta' N$, ϕN , $K\Lambda(K\Sigma)$ и т. д. Исследуя процессы фотообразования η -, η' -, ϕ -, K -мезонов на нуклонах, можно обнаружить резонансы, «невидимые» в фоторождении пионов. Далее речь пойдет только о фоторождении псевдоскалярных η -, η' -мезонов на протонах. Предлагаемые исследования имеют своей целью выделение N -резонансов и определение их свойств, в первую очередь, электромагнитных, с использованием экспериментальных данных по фоторождению η -, η' -мезонов на протонах и нейтронах. В отличие от фотообразования пионов, в котором возбуждаются барионные резонансы двух типов — Δ и N , создавая трудности их разделения, особенно при высоких энергиях, в реакциях фоторождения η -, η' -мезонов в качестве промежуточных частиц участвуют только N -резонансы с изоспином $I = 1/2$ и смешивание резонансов с разными изоспинами не происходит.

Экспериментальная база данных о фоторождении η - и η' -мезонов на нуклонах складывается из результатов, полученных в Институте ядерной физики Университета г. Майнца (Германия), коллаборациями GRAAL (Гренобль, Франция), CB-ELSA и SAPHIR (Бонн, Германия), коллаборацией CLAS Джефферсоновской лаборатории (США).

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ФОТОРОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Рассматривая модель фоторождения псевдоскалярных η - и η' -мезонов на нуклонах, для конкретности будем говорить о реакции

$$\gamma + p \rightarrow \eta + p, \quad (8)$$

дополняя ее соответствующими деталями в применении к другим реакциям.

В настоящее время существуют подробные модели для процесса (8), хорошо воспроизводящие сечения вблизи порога реакции [8–12]. С увеличением энергии фотонов в процесс (8) в качестве промежуточных частиц будут вовлекаться N -резонансы с большими угловыми моментами. Учет таких резонансов не всегда укладывается в схемы вышеупомянутых пороговых моделей [9, 11, 12]. Поэтому мы остановились на простой изобарной модели фоторождения η -мезонов на нуклонах. Эта модель учитывает s -канальные вклады резонансов и так называемый фон, который состоит из вклада в амплитуду нуклонного полюса в s - и u -каналах и вкладов векторных ρ - и ω -мезонов в t -канал. Резонансные мультипольные амплитуды фоторождения η -мезонов на нуклонах записывались в форме Брейта–Вигнера:

$$E_{l\pm} = \frac{e^{i\phi_r} (\Gamma_{\gamma p}^E \Gamma_{\eta p})^{1/2}}{2[kqj(j+1)]^{1/2} \left(W_r - W - \frac{1}{2}i\Gamma(W) \right)} \quad (9)$$

и аналогично для $M_{l\pm}$ -амплитуд, с монтгомеревской параметризацией вершин, как упоминалось, а именно:

$$\exp(i\phi_r) (\Gamma_{\gamma p}^{E,M} \Gamma_{\eta p})^{1/2} = \{[2kRv_n(kR)][2qRv_l(qR)]\}^{1/2} \gamma^{E,M}. \quad (10)$$

В этих выражениях l — орбитальный угловой момент мезона; $j = l \pm 1$ для $E_{l\pm}$ и $j = l$ для $M_{l\pm}$ соответственно. Индексы при l указывают на полный угловой момент системы мезон–нуклон $J = l \pm 1/2$; W и W_r обозначают полную энергию процесса (8) и положение (массу) резонанса. R — радиус сильного взаимодействия, который не варьировался и полагался равным 1 Фм. В выражении (10) $n = l$, кроме мультипольных амплитуд E_{l-} , для которых $n = l - 2$, φ_r — фазы, которые в данной работе брались равными нулю, кроме резонанса $S_{11}(1650)$, для которого $\varphi_r = \pi$ рад. Наряду с основными характеристиками резонансов W_r и $\Gamma_r = \Gamma(W_r)$ размерные величины $\gamma^{E,M}$ рассматривались как подгоночные параметры модели. Зависимость полных ширин резонансов Γ от энергии W выбрали, как в работах [4, 13]:

$$\Gamma(W) = \sum_{\alpha} \frac{pv_l(pR)}{p_r v_l(p_r R)} \Gamma_{\alpha r}, \quad (11)$$

где $\Gamma_{\alpha r}$ — парциальные ширины распада резонанса в канал α ; p, p_r — импульсы мезонов от двухчастичных распадов резонансов, причем первый соответствует полной энергии W реакции (1), а второй — полной энергии реакции в положении резонанса $W = W_r$; $v_l(x)$ — барьерные факторы, зависящие от орбитального момента мезонов l :

$$v_l = \{[x \cdot j_l(x)]^2 + [x \cdot n_l(x)]^2\}^{-1},$$

где $j_l(x)$ и $n_l(x)$ — функции Бесселя и Неймана соответственно. Для $l \leq 3$ $v_l(x)$ известны [14], но для больших l их аналитический вид не встречается в литературе, поэтому

приводим здесь выражения $\nu_l(x)$, используемые в нашей модели:

$$\begin{aligned} v_0(x) &= 1, & v_1(x) &= \frac{x^2}{1+x^2}, & v_2(x) &= \frac{x^4}{9+3x^2+x^4}, \\ v_3(x) &= \frac{x^6}{225+45x^2+6x^4+x^6}, \\ v_4(x) &= \frac{x^8}{11025+1575x^2+135x^4+10x^6+x^8}, \\ v_5(x) &= \frac{x^{10}}{893025+99225x^2+6300x^4+315x^6+15x^8+x^{10}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для всех резонансов, кроме $S_{11}(1535)$, сумма в (11) ограничивалась одним однопионным каналом распада резонансов, а для $S_{11}(1535)$, ввиду большой доли его распада в канал ηN , полагали

$$\Gamma = (0,5q/q_r + 0,4p/p_r + 0,1)\Gamma_r, \quad (13)$$

где q и p — импульсы η - и π -мезона в с.ц.и. ηN и πN соответственно при полной энергии W , а с индексами r для $W = W_r$; Γ_r — ширина резонанса в системе, где резонанс покоится. Заметим, что двухпионные каналы распадов рассматриваемых ниже резонансов учитывались нами по способу, предложенному авторами [7], но эти поправки практически не сказались на результатах расчетов.

Напомним, что сведения об электромагнитных свойствах нуклонных резонансов важны для проверки уже существующих кварковых моделей барионов и построения новых, более реалистических. Чтобы из γ^E , γ^M выделить данные об электромагнитных свойствах соответствующих резонансов, необходимы знания их адронных парциальных ширин распада $\Gamma_{\eta p}$, и наоборот. Ввиду неопределенностей этих величин к настоящему времени мы не приводим в таблицах величин $\Gamma_{\gamma p}$, однако их легко получить из приводимых значений $\gamma^{E,M}$ и величин, соответствующих $\Gamma_{\eta p}$.

Вклады нуклонного полюса в амплитудные функции F_i согласно [9] есть:

$$\begin{aligned} F_1 &= eg_{\eta NN} \frac{W+m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} k [e_N + \mu_N] \left(\frac{1}{s-m^2} + \frac{1}{u-m^2} \right), \\ F_2 &= -eg_{\eta NN} \frac{W-m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q [e_N + \mu_N] \left(\frac{1}{s-m^2} + \frac{1}{u-m^2} \right), \\ F_3 &= 2eg_{\eta NN} \frac{W+m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} q k \left[\frac{e_N}{W+m} + \frac{\mu_N}{2m} \right] \frac{1}{u-m^2}, \\ F_4 &= -2eg_{\eta NN} \frac{W-m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q^2 \left[\frac{e_N}{W-m} - \frac{\mu_N}{2m} \right] \frac{1}{u-m^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

где m — масса нуклона; $g_{\eta NN}$ — константа псевдоскалярной связи мезона с нуклоном; e_N — заряд нуклона в единицах заряда электрона; $e^2/4\pi$ — постоянная тонкой структуры; μ_N — аномальный магнитный момент нуклона ($\mu_p = 1,79$, $\mu_n = -1,91$).

Для вкладов в t -канал векторных мезонов, V -мезонов, можно получить [9]:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= e\lambda_V \frac{W+m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} k \left[\frac{G_{VNN}^T}{2m} t - G_{VNN}^v \left(W - m + \frac{t - m_\eta^2}{2(W-m)} \right) \right] \frac{1}{t - m_V^2}, \\
 F_2 &= -e\lambda_V \frac{W-m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q \left[\frac{G_{VNN}^T}{2m} t + G_{VNN}^v \left(W + m + \frac{t - m_\eta^2}{2(W+m)} \right) \right] \frac{1}{t - m_V^2}, \\
 F_3 &= -e\lambda_V \frac{W+m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} k q \left[\frac{G_{VNN}^T}{2m} (W-m) - G_{VNN}^v \right] \frac{1}{t - m_V^2}, \\
 F_4 &= e\lambda_V \frac{W-m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q^2 \left[\frac{G_{VNN}^T}{2m} (W+m) + G_{VNN}^v \right] \frac{1}{t - m_V^2}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Здесь λ_V — константы связи электромагнитных вершин ($\gamma\eta V$). Величины

$$G_{VNN}^{v,T} = g_{VNN}^{v,T} G^V(t) \tag{16}$$

описывают вершины VNN -взаимодействий с помощью формфакторов $G^V(t)$ [16, 17], зависящих от t — переданного четырехимпульса нуклону, а также с помощью векторной, g_{VNN}^v , и тензорной, g_{VNN}^T , констант связи векторных мезонов с нуклонами.

Наша изобарная модель, хорошо описывая низкоэнергетические опытные данные, должна иметь «правильную» асимптотику при больших энергиях ($K_0 > 2$ ГэВ). Как следует из [8, 10, 12], вклад нуклонного полюса в сечение оказался мал. В своих расчетах мы взяли значение $g_{\eta NN}^2/4\pi = 0,4$. Если вершины (VNN) считать точечными, то в этом случае для энергий налетающих фотонов 1,8 ГэВ амплитуда процесса (8) будет целиком определяться вкладом только векторных мезонов, а сечение будет увеличиваться неограниченно с ростом энергии [15]. Структуризация нуклонных вершин (VNN) значительно уменьшает как само сечение для $K_0 > 1,8$ ГэВ, так и его рост, но не останавливает последнего: при $K_0 \rightarrow \infty$ $\sigma \rightarrow \infty$. Поэтому для $K_0 > 1,8$ ГэВ амплитуда процесса (8) начинает значительно зависеть от выбора формфакторов $G^V(t)$ в (16). Мы рассматривали формфакторы двух типов:

$$G^V(t) = \left(\frac{\Lambda_V^2 - m_V^2}{\Lambda_V^2 - t} \right)^n \tag{17a}$$

с $n = 1$ (монопольного типа [9, 10]) и $n = 2$ (дипольного типа [7, 8, 12]) и разными обрезывающими множителями Λ_V . В то время как λ_V в выражениях (15) достаточно точно определяются из вероятностей радиационных распадов векторных мезонов (см., например, [16, 17]):

$$\Gamma_{V \rightarrow \gamma\eta} = 4 \frac{\alpha \lambda_V^2 p^3}{m_V^2}, \tag{17b}$$

где p — импульс η -мезона (трехмерный) от распада векторного мезона в системе, где тот покоится, $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Величины g_{VNN}^v , g_{VNN}^T определены плохо для обоих ρ - и ω -мезонов и, фактически, являются подгоночными параметрами в моделях подобного рода. Несколько наборов констант для описания вкладов векторных мезонов в t -канале, полученные разными авторами, приведены в табл. 1. Заметного различия между полными сечениями с различными параметрами (табл. 1) вкладов

Таблица 1. Константы связи векторных мезонов, используемые в данной работе для описания t -канала амплитуды процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$

Мезоны	Масса, МэВ	$(g_{V NN}^v)^2/4\pi$	$(g_{V NN}^T)^2/4\pi$	λ_V	Λ_V , ГэВ	Ссылка
ρ	770	0,50	18,6	0,89	1,80	[10]
ω	782	23,0	0	0,192	1,40	
ρ	770	0,55	20,5	1,06	1,089	[11]
ω	782	8,11	0,20	0,31	1,106	
ρ	768,5	0,458	17,5	0,81	1,3	[7]
ω	782,6	20,37	0	0,291	1,3	
ρ	768,5	0,458	1,09	0,81	1,0	[17]
ω	782,6	6,45	0	0,29	1,3	

векторных мезонов нет вплоть до энергии фотонов $K_0 = 1,9$ ГэВ, но затем оно появляется и становится значительным (см. [15]). Следует иметь в виду, что все, кроме последнего, наборы в табл. 1 получены из подгонки к низкоэнергетическим ($K_0 \leq 1,1$ ГэВ) экспериментальным данным процесса (8), поэтому мы выбрали параметры t -канала, который определялся в [17] для высоких энергий фотонов.

2. РЕАКЦИЯ $\gamma + p \rightarrow \eta + p$

В этой работе мы обсуждаем результаты трех подгонок в нашем подходе, сделанных к экспериментальным данным рассматриваемой реакции, полученным в разное время. Первая подгонка из [18] сделана ко всем измеренным до 2009 г. дифференциальным сечениям и Σ -асимметриям реакции, и ее результат показан здесь в табл. 2 и на рис. 1–4 штриховыми линиями. Вторая подгонка из [19] (табл. 3) сделана к дифференциальным сечениям, измеренным в 2009 г. коллаборациями CLAS [20] и CB-ELSA/TAPS [21] в широкой области энергий налетающих γ -квантов. Следует сказать, что экспериментальные значения $d\sigma/d\Omega$ [21], представленные на рис. 1, 2, взяты из серии измерений с детектированием η -мезона по продуктам сразу двух мод его распада. Результат этой подгонки на рисунках показан штрихпунктирной кривой. Третья подгонка выполнена в данной работе в связи с появлением новых экспериментальных данных [22] (табл. 4 и сплошные

Таблица 2. Свойства резонансов для процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$, полученные в [18]

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1535	156	2,15	—	2,48	—
$S_{11}(1650)$	1642	140	-0,652	—	0,837	—
$S_{11}(1830)$	1828	150	0,180	—	0,216	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$P_{11}(1710)$	1710	100	—	0,020	0,022	—
$P_{13}(1720)$	1730	185	-0,085	0,560	0,245	0,630
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,300	0,300	-0,017	0,145
$D_{15}(1675)$	1675	110	0,085	-0,002	0,100	0,053
$F_{15}(1680)$	1685	130	0,195	0,075	0,146	0,131
$F_{17}(1990)$	1980	290	0,010	0,255	0,107	0,128
$G_{17}(2190)$	2240	425	-0,480	-0,001	-0,148	-0,192
$H_{19}(2220)$	2240	425	-0,730	-0,001	-0,155	-0,191

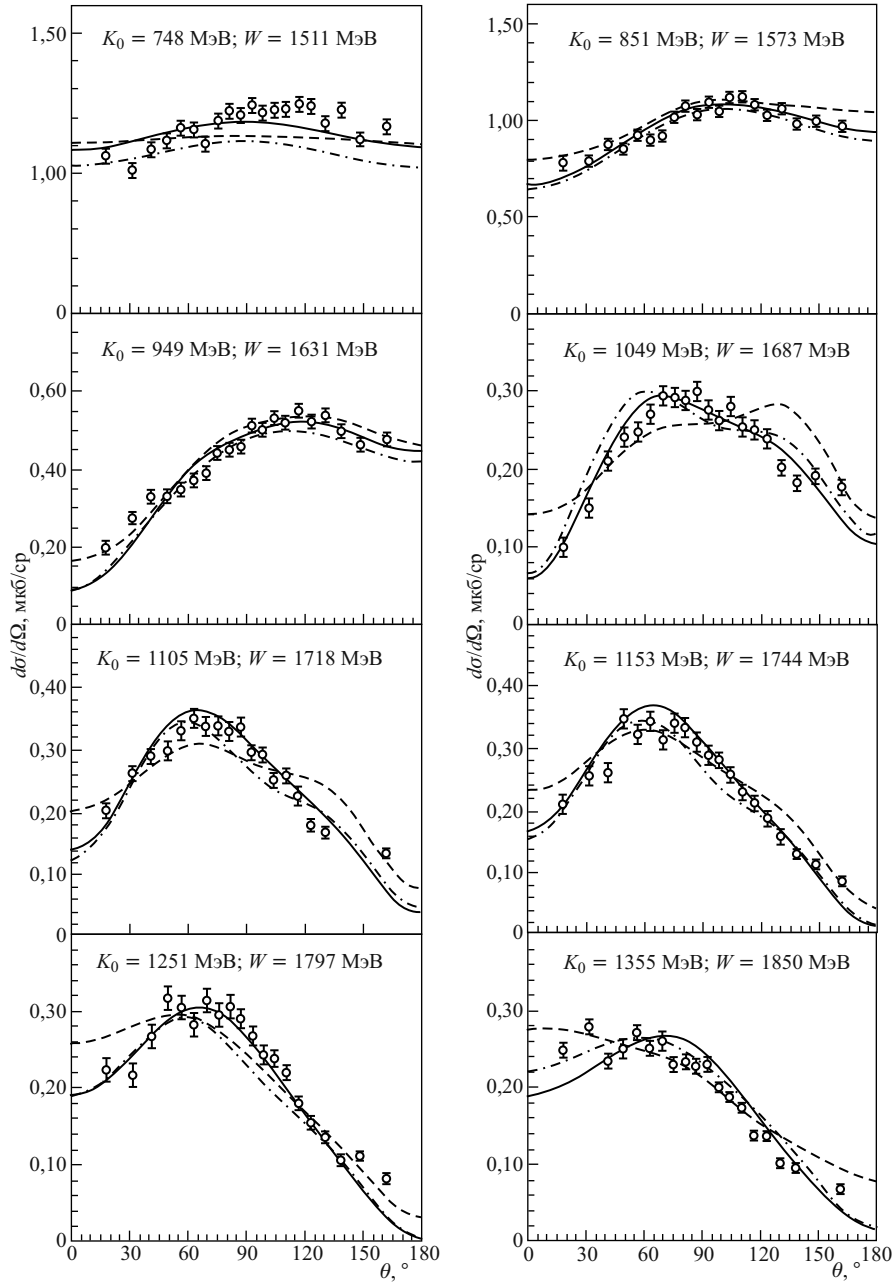


Рис. 1. Зависимость дифференциальных сечений реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ от угла вылета η -мезона в с. п. м. для разных энергий налетающих фотонов K_0 в лабораторной системе и соответствующих им полных энергий W реакции. Штриховые кривые — результаты расчета из [18] (табл. 2); штрихпунктирные — [19] (табл. 3); сплошные — данной работы (табл. 4). Экспериментальные данные из работ: \circ — [22]; \triangle — [27]; \blacksquare — [20]; \square — [32]

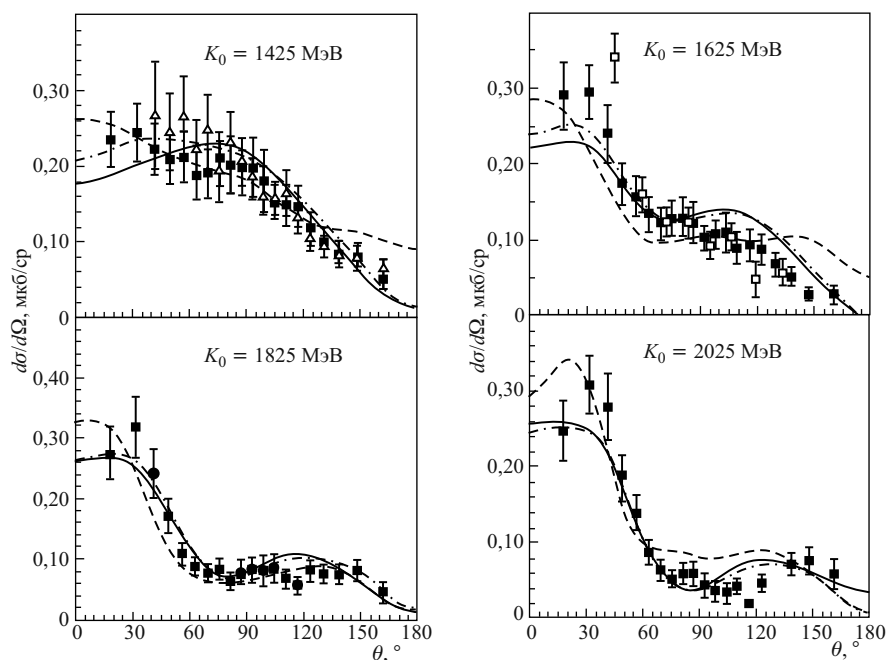


Рис. 1. Окончание

 Таблица 3. Свойства резонансов для процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$, полученные в [19]

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1535	156	2,15	—	2,48	—
$S_{11}(1650)$	1642	156	-0,752	—	0,866	—
$S_{11}(1830)$	1836	150	0,205	—	0,246	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$P_{13}(1720)$	1725	185	-0,080	0,560	0,250	0,622
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,185	0,400	-0,064	0,120
$D_{15}(2100)$	2120	382	0,058	0,410	0,189	-0,142
$F_{15}(1680)$	1685	130	0,248	0,135	0,201	0,185
$F_{17}(1990)$	1980	312	0,025	0,330	0,135	0,149

 Таблица 4. Свойства резонансов, полученные из подгонки ко всем данным процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$, исключая предварительные данные [34]

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1532	161	2,256	—	2,52	—
$S_{11}(1650)$	1642	140	-0,760	—	0,975	—
$S_{11}(1830)$	1828	155	0,190	—	0,220	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$P_{13}(1720)$	1724	173	-0,080	0,560	0,267	0,665
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,185	0,400	-0,064	0,119
$D_{15}(2150)$	2140	382	0,058	0,410	0,191	-0,143
$F_{15}(1680)$	1685	130	0,174	0,095	0,141	0,130
$F_{17}(1990)$	1999	312	0,025	0,330	0,139	0,154

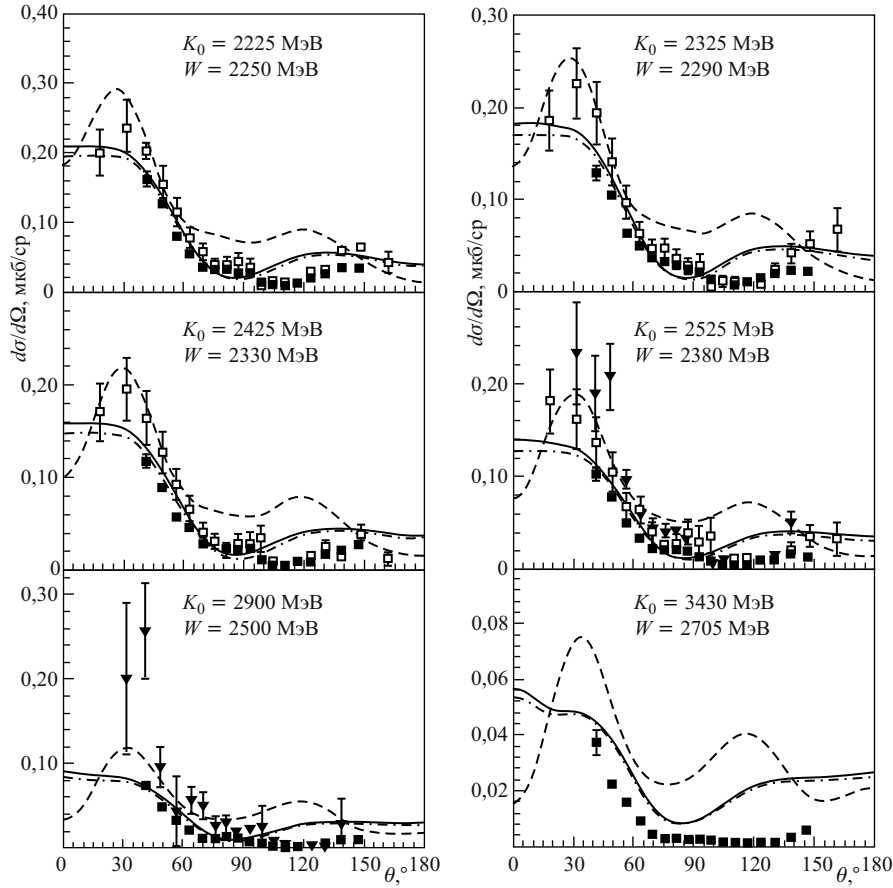


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для больших энергий. Экспериментальные данные из работ: ■ — [20]; □ — [32]; ▼ — [33]

кривые на рис. 1–3). Для экспериментальных $d\sigma/d\Omega$ [22] на рис. 1, наряду со средними значениями энергии фотонов, показаны соответствующие им полные энергии W реакции (8). В отличие от рис. 1, на рис. 2 показаны средние значения W для экспериментальных данных [20], а средние значения K_0 — для экспериментальных данных [21], специально выбранные наиболее близко к соответствующим средним величинам W [20] для сравнения.

Вес вклада резонанса в амплитуду процесса (8) оценивается по абсолютным значениям величин ξ_λ :

$$\xi_\lambda = \sqrt{\frac{km\Gamma_{\eta p}}{qW_r\Gamma_r^2}} A_\lambda, \quad (18)$$

где m — масса нуклона; k, q — величины трехимпульсов фотона и мезона в с.ц.м. в резонансе; A_λ — инвариантная амплитуда фотовозбуждения резонанса спиральности λ ($\lambda = 1/2, \lambda = 3/2$). Величины ξ_λ были введены в [9] для количественной характеристики оценки вкладов барионных резонансов в фоторождение мезонов, поскольку эти

величины в отличие от A_λ не зависят от экспериментальных значений полной и парциальной ширины резонанса. Из табл. 2–4 видим, что для всех подгонок нашей модели самые большие вклады в сечение рассматриваемой реакции идут от трех резонансов: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ и $P_{13}(1720)$. Более того, экспериментальную зависимость от энергии полного сечения хорошо воспроизводят всего пять резонансов: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $S_{11}(1830)$, $P_{13}(1725)$ и $D_{15}(2150)$ со свойствами из табл. 4 плюс фон с параметрами учитываемого t -канала, взятыми из [17], которые обсуждались выше (см. табл. 1). На рис. 5 показана зависимость от энергии полного сечения реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ с удаленными вкладами одного из резонансов: $S_{11}(1830)$, $P_{13}(1720)$ и $D_{15}(2150)$. На этом же рисунке показан вклад в полное сечение фона: нуклонного полюса и векторных мезонов. Этот вклад мал, что

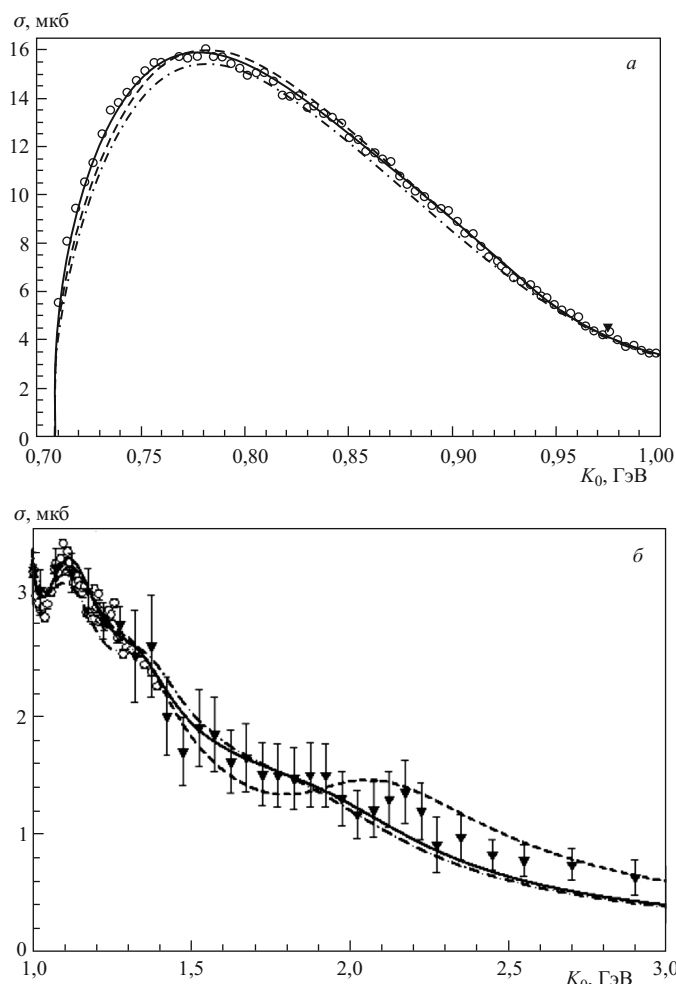


Рис. 3. Зависимость полных сечений реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии налетающих фотонов (лабораторная система). Штриховые кривые — результаты расчета из [18] (табл. 2); штрихпунктирные — [19] (табл. 3); сплошные — результат расчета данной работы (табл. 4). Экспериментальные данные из работ: \circ — [22], \blacktriangledown — [33]

подтверждают результаты расчетов ранних работ [7, 9]: реакция (8) есть идеальная реакция для изучения нуклонных резонансов, так как нуклонный вклад и вклад векторных мезонов взаимно гасят друг друга.

Как видно из рис. 1–3, первая подгонка к результатам измерений до 2009 г. ($K_0 < 1925$ МэВ) (штриховые кривые) хорошо описывает результаты и более поздних измерений дифференциальных сечений процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ [20–22]. Однако для $K_0 \geq 1925$ МэВ

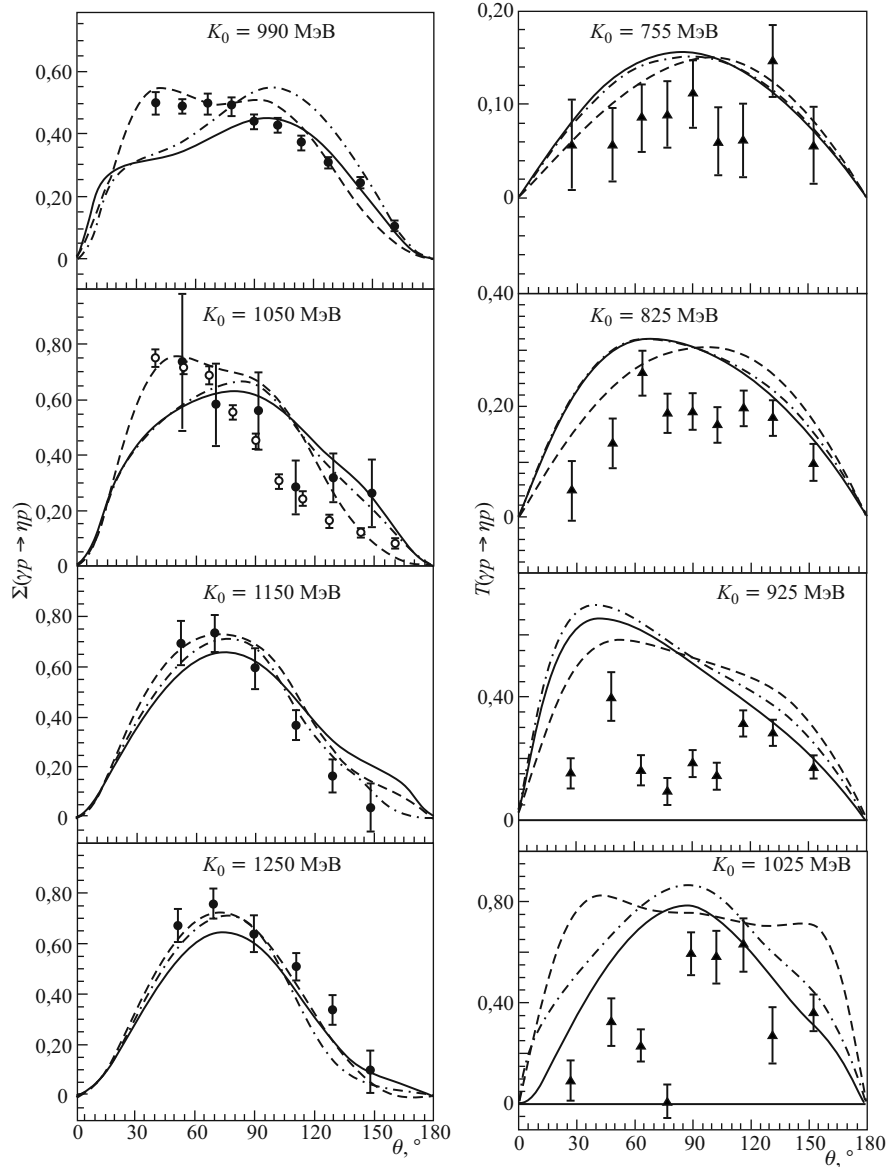


Рис. 4. Зависимость поляризационных наблюдаемых процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от угла вылета η -мезона в с. ц. м. для разных энергий фотонов в лабораторной системе. Слева — Σ -асимметрия; справа — T -асимметрия. Экспериментальные данные из работ: \circ — [27]; \bullet — [30]; \blacktriangle — [34]

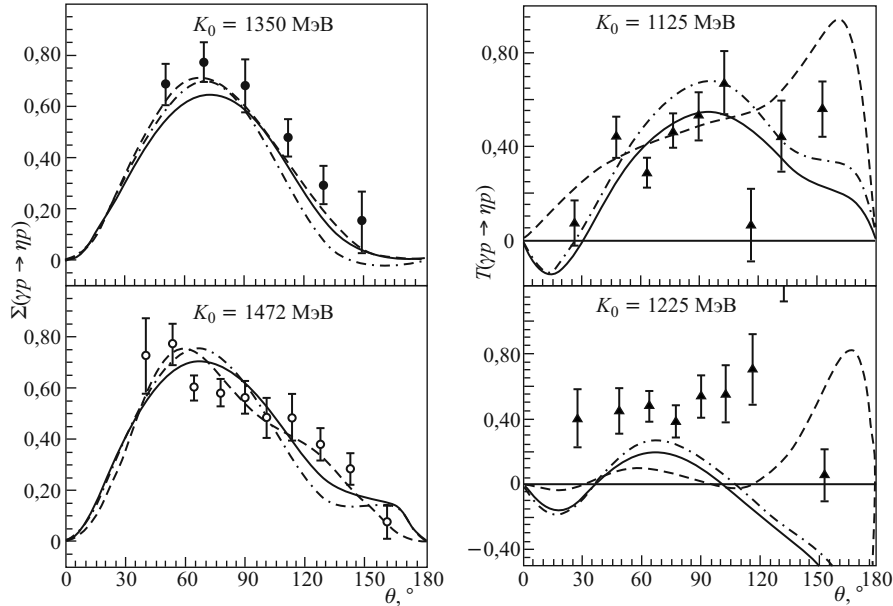


Рис. 4. Окончание

эти кривые значительно отклоняются от экспериментальных значений сечений в окрестности угла вылета мезона $\theta = 90^\circ$ (рис. 2). Удовлетворительного описания дифференциальных сечений здесь удалось достичь благодаря введению «нового» $D_{15}(2150)$ -резонанса (рис. 2, штрихпунктирная кривая). Заметим, что в данной работе, как и в [19], подгонка выполнена со значительно меньшим числом резонансов, чем в [18] (сравните табл. 2 и табл. 3, 4). Сокращение числа резонансов на четыре произошло не из-за того, что этих резонансов ($P_{11}(1700)$, $D_{15}(1675)$, $G_{17}(2190)$ и $H_{19}(2220)$) не существует, а из-за того, что их вклады в процесс $\gamma p \rightarrow \eta p$, главным образом в сечение, очень малы. В то же время их вклады в процесс $\gamma n \rightarrow \eta n$ могут быть заметными. Кроме того, T - и P -поляризационные наблюдаемые (6), (7) процесса фоторождения η -мезона на протоне могут быть более чувствительными к этим «сокращенным» на основании малости их вкладов в сечение резонансам.

С появлением экспериментальных данных [22] выяснилось, что обе подгонки (штриховая и штрихпунктирная кривые) недостаточно точно описывают результаты этих прецизионных измерений в области низких энергий фотонов, начиная от порога до 1100 МэВ (рис. 1 и 3, а). Значительно лучшее согласие рассчитанных сечений с экспериментальными [22] стало возможным благодаря изменению свойств резонансов $S_{11}(1535)$ и $S_{11}(1650)$ (сравните табл. 3 и 4). Следует сказать, что из-за больших ширин и близкого расположения резонансов $S_{11}(1535)$ и $S_{11}(1650)$ по энергии их свойства оказываются сильно зависимыми друг от друга. В результате зафиксированного в данной работе изменения свойств s -волновых резонансов их инвариантные амплитуды фотовозбуждения A_λ (см. (18)) стали почти одинаковы, если сделать стандартные предположения о величинах парциальных адронных вершин резонансных амплитуд и их знаке $\exp(i\phi_r)$ по отношению к сильному распаду этих же резонансов в πN -пары (табл. 5). Этот результат не согласуется с данными компиляции PDG [23], но не противоречит результатам работ,

Таблица 5. Свойства s -резонансов, участвующих в процессе (1). A_λ — инвариантные амплитуды спиральности λ ($\lambda = 1/2, \lambda = 3/2$) фотовозбуждения резонансов на протоне

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	$\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r$	$\exp(i\phi_r)$	$A_{1/2}$, ГэВ $^{-1/2}$ (PDG-2010 [23])
$S_{11}(1535)$	1532	161	0,5	1	0,1120 (0,090 \pm 0,030)
$S_{11}(1650)$	1642	140	0,1	-1	0,1190 (0,053 \pm 0,030)
$S_{11}(1830)$	1828	155	0,1	1	0,0336 —

в которых говорится о, возможно, единой природе резонансов $S_{11}(1535)$ и $S_{11}(1650)$ (см., например, [24]). Уверенную позицию в амплитуде процесса (8) занимает вклад $S_{11}(1830)$ -резонанса [25], хотя его при анализе экспериментальных данных «видят» не все исследователи.

В окрестности энергии фотонов $K_0 = 1100$ МэВ полное сечение реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ имеет второй максимум [26] (рис. 3, б), ответственным за который во всех трех наших подгонках является резонанс $P_{13}(1725)$ и его интерференция с s -волновыми резонансами. Σ -асимметрия этой реакции здесь имеет аномально большое положительное значение при малых углах вылета η -мезона [26, 27] (рис. 4), поэтому шаг по K_0 намеренно уменьшили, чтобы подробнее рассмотреть эту область энергии. Обе эти особенности поведения реакции (8) соединяли (и продолжают соединять) с возможным проявлением узкого заряженного резонанса с массой 1675 МэВ/ c^2 , который в полной мере может проявляться только в фоторождении η на нейтроне как нестранный член гипотетического антидекуплета барионных резонансов [28, 29]. При энергиях фотонов больше 1400 МэВ различия между сплошными кривыми и штрихпунктирными для полного сечения незначительные, так как в той и другой подгонке участвовал «новый» резонанс $D_{15}(2150)$ (рис. 2, 3, б). Наиболее близко к этому резонансу в компиляции [23] находится резонанс $D_{15}(2200)$, имеющий статус двух звездочек. Аргументы в пользу существования этого резонанса приводились в [19], и делать это еще раз нет необходимости. Что касается Σ -асимметрии, то показана ее угловая зависимость при $K_0 = 1050$ МэВ, где экспериментальные данные двух групп [26, 27] и [30] не очень хорошо согласуются.

В работе [31] анализ измеренных в [20] дифференциальных сечений сделан на основе модели Редже. Авторы этой работы определили нижнюю энергетическую W_0 границу применимости модели Редже $W_0 \cong 2150$ МэВ с параметрами полюсов, ими полученными для фоторождения η -мезонов на нуклонах. Следует согласиться с мотивами и выводами авторов [31], так как $d\sigma/d\Omega$ при $K_0 > 2200$ МэВ обнаруживает дифракционную структуру (см. рис. 2). Вместе с тем сравнение вычисленных $d\sigma/dt$ в [31] с экспериментальными [20] показывает независимость экспериментальных сечений от инвариантной переменной t в области $W = 2000$ – 2150 МэВ, что является сигналом к возбуждению тяжелого s -волнового резонанса в исследуемом процессе, который авторы [31] определили как $S_{11}(2090)$. Как говорилось выше, тяжелый резонанс в нашей модели тоже потребовался, но с другими квантовыми числами, не как S_{11} , а как D_{15} . Наши результаты представляют серьезные аргументы в пользу существования этого резонанса, так как его вклад существенно улучшил согласие наших расчетных сечений с экспериментальными при высоких энергиях.

На рис. 4 сравниваются экспериментальные угловые зависимости пучковой Σ -асимметрии процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ работ [27] и [30] с результатами обсуждаемых вычислений. Во всех трех вариантах подгонки нашей модели (табл. 2–4) согласие с экспериментом удо-

влетворительное. Однако подгонка с двенадцатью резонансами поддерживает результат измерения Σ -асимметрии при $K_0 = 1050$ МэВ [27], а подгонки с восьмью резонансами — нет, лучше согласуясь с данными [30] (рис. 4). Улучшение точности измерения пучковой асимметрии реакции (8) при упомянутой энергии будет важным для выяснения роли резонансов $D_{15}(1675)$ и $P_{11}(1710)$ в исследуемой реакции, так как именно вкладами этих резонансов отличаются варианты подгонок (см. табл. 2 и табл. 3, 4). В то же время вклады этих резонансов в сечения не значительные и там их проявления не видны. На рис. 4 также показаны результаты вычисления T -асимметрии процесса (8) в сравнении с предварительными данными [34]. Следует заметить, что все подгонки (1–3) делались без учета данных [34], и на рис. 4 видим предсказанные значения $T(\theta)$ в сравнении с более поздним экспериментом. Вычисленная T -асимметрия процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ для всех углов вылета мезонов от порога реакции положительная и быстро растет по величине с увеличением энергии фотонов до $K_0 = 1100$ МэВ, но затем значения асимметрии меняются на противоположные, и здесь начинается расхождение с предварительными экспериментальными данными (рис. 4). Это происходит как раз в области возбуждения «сильного» $P_{13}(1720)$ -резонанса, и если окончательные данные по T -асимметрии будут такими же, как предварительные, то роль резонанса $P_{13}(1725)$ в процессе (8), как следует из нашей модели, должна быть пересмотрена, что поведет к пересмотру вкладов и других резонансов (рис. 5). Можно констатировать удовлетворительное согласие вычисленных $T(\theta)$ с экспериментальными из [34] для энергий фотонов от порога до 1100 МэВ, чего нельзя было сказать об экспериментальных $T(\theta)$, полученных в 1990-е гг. [35]. Наряду с T -асимметрией в [34] приводятся предварительные результаты измерения дважды поляризационной характеристики реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$, F -асимметрии. F -асимметрия сече-

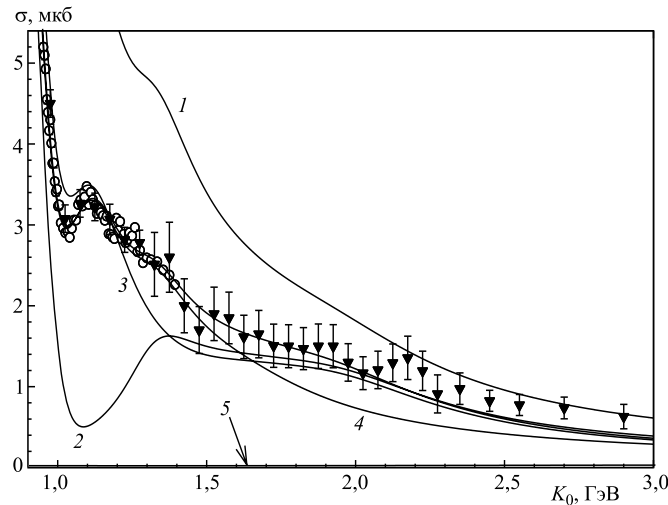


Рис. 5. Зависимость полных сечений реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии налетающих фотонов (лабораторная система). Сплошная жирная кривая — учтены все резонансы из табл. 4. Тонкие кривые — без учета только одного резонанса табл. 4: $S_{11}(1650)$ — кривая 1; $P_{13}(1720)$ — кривая 2; $S_{11}(1830)$ — кривая 3; $D_{15}(2150)$ — кривая 4. Кривая 5 — полное сечение реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ с вкладом нуклонного полюса и векторных мезонов (без вкладов резонансов). Экспериментальные данные из работ: \circ — [22]; \blacktriangledown — [33]

ний реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ (поляризованная мишень и циркулярно поляризованный γ -пучок) выражается через амплитудные функции F_i ($i = 1, 2, 3, 4$) (3) следующим образом:

$$F \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \sin \theta \operatorname{Re} [F_1 F_3^* - F_2 F_4 - (F_2 F_3^* - F_1 F_4^*) \cos \theta]. \quad (19)$$

Скажем, что наблюдается качественное согласие рассчитанных в нашей модели величин $F(\theta)$ с экспериментальными из [34] в той же энергетической области, что и T -асимметрия.

3. РЕАКЦИЯ $\gamma + p \rightarrow \eta' + p$

С целью поиска новых тяжелых резонансов с большим угловым моментом (спином) вышеописанный подход применим к реакции

$$\gamma + p \rightarrow \eta' + p. \quad (20)$$

Реакции фоторождения η' -мезонов (с массой 958 МэВ/ c^2) на нуклонах представляют особый интерес для изучения возбуждаемых в них резонансов, так как: а) выделяются только нуклонные резонансы с изоспином 1/2; б) высокий порог реакции отделяет возбуждаемые в ней нуклонные резонансы от легких подпороговых; в) при фоторождении η' -мезона высока вероятность возбуждения промежуточных резонансов с большим спином.

Сравнение наших расчетов с результатами первых измерений сечений реакции (20) [36] и [37] дается в работах [16, 38, 39] и частично показано на рис. 6. Вначале для описания экспериментальных дифференциальных сечений при низких энергиях в амплитуду включался вклад широкого $S_{11}(1920)$ -резонанса, который не наблюдался в процессе (8), и вклады подпороговых резонансов, наблюдаемых в процессе (8): $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ и $S_{11}(1830)$, в виде полюсов. Менялись параметры описания этих полюсов и фазы, но такой вариант вкладов в амплитуду процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ не дал удовлетворительного описания всех имеющихся у порога данных. К тому же вклады нуклонного полюса и векторных мезонов (ρ и ω) в процесс (20) не существенны [16, 39], и их можно совсем опустить в рассматриваемой изобарной модели без ущерба для качества подгонки во всей рассматриваемой энергетической области. Многочисленные результаты таких подгонок в данной работе не приводятся из-за их неудовлетворительного описания экспериментов. Возможно, что распады рассматриваемых подпороговых (для процесса (20)) резонансов в $\eta' N$ -пару сильно подавлены или возбуждаемые в процессе (20) резонансы имеют другую природу, чем резонансы в реакции (8). В работах [16] и [40] для описания дифференциальных сечений фоторождения η' -мезонов, измеренных в [37], в качестве основных привлекались нуклонные резонансы S_{11} , P_{11} , P_{13} и D_{13} , лежащие выше порога реакции, положения и ширины которых менялись в вариантах расчетов авторов упомянутых работ. Эти резонансы составили минимальный набор резонансов, необходимых для удовлетворительного описания дифференциальных сечений реакции (20) при низких энергиях ($K_0 < 2300$ МэВ), как это следует из цитируемых работ.

Однако большое число насчитанных результатов в [40] несколько обескураживает, поэтому в данной работе показан только один наш вариант подгонки как наиболее перспективный в плане учета в нем тяжелых резонансов ($P_{13}(2210)$, $D_{15}(2485)$), без которых

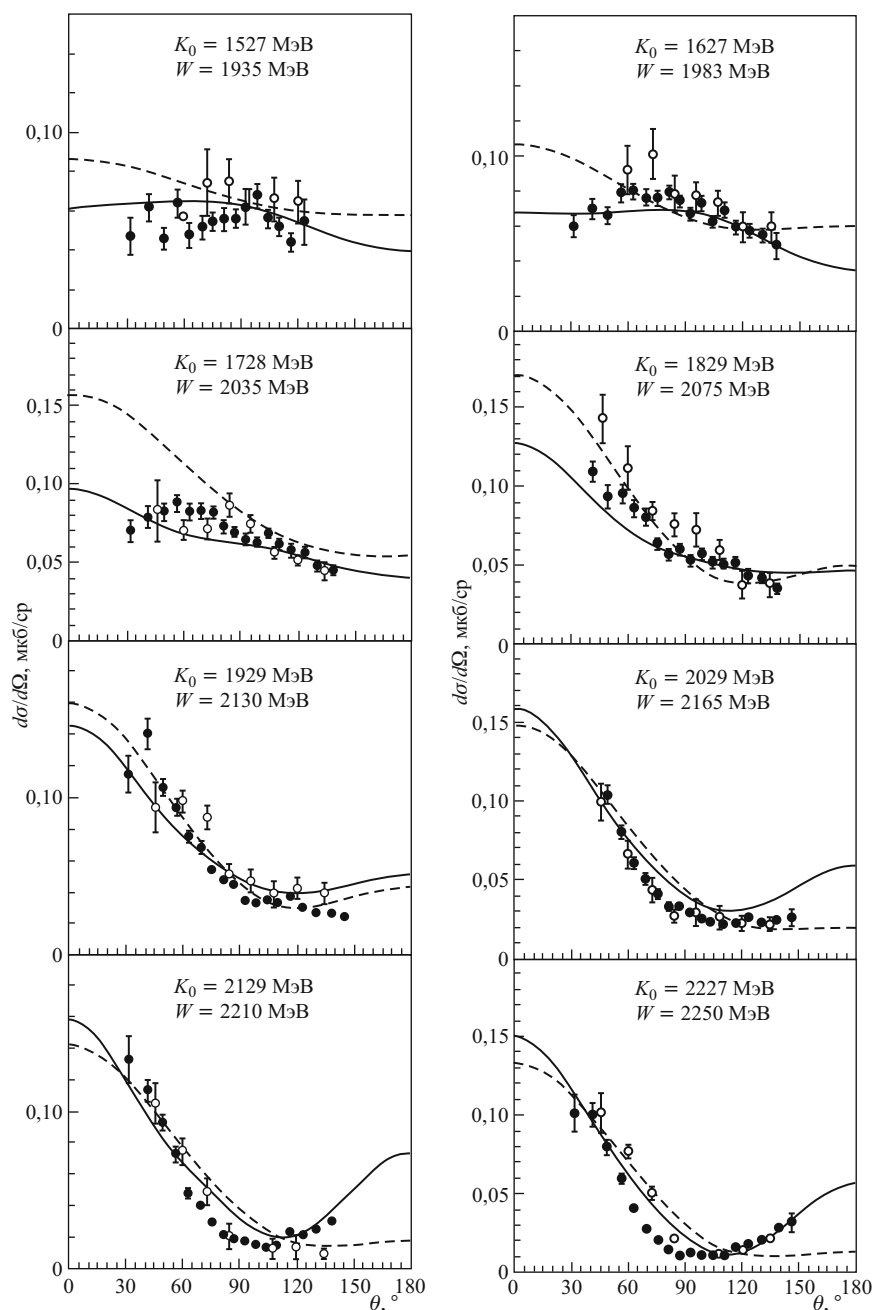


Рис. 6. Дифференциальные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ в зависимости от угла вылета мезона θ в с. ц. и. для различных энергий налетающих фотонов K_0 в лабораторной системе. Сплошная и штриховая кривые — результаты вычислений данной работы и [38]. Экспериментальные данные из работ: \bullet — [20]; \circ — [37] (ошибки статистические)

Таблица 6. Резонансы и их свойства, полученные в данной работе для описания дифференциальных сечений процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от порога до $K_0 \approx 3700$ МэВ

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1920)$	1920	260	0,940	—	0,649	—
$S_{11}(2230)$	2230	180	-0,060	—	-0,060	—
$P_{11}(2085)$	2085	230	—	-0,310	-0,152	—
$P_{13}(2210)$	2210	260	0,275	0,100	0,260	0,575
$D_{13}(1944)$	1944	130	0,200	0,230	-0,048	0,170
$D_{15}(2485)$	2485	360	0,160	0,030	0,110	0,050
$F_{17}(2400)$	2400	330	0,100	0,005	0,059	-0,041

можно было бы добиться лучшей подгонки к экспериментальным данным [37]. Следует заметить, что параметры резонансов, которые приведены в табл. 6, впрочем, как и в пяти таблицах [40], определяются не однозначно. Нет ярко выраженного минимума среднеквадратичного отклонения расчетных сечений от экспериментальных при каком-то наборе параметров резонансов.

Недавно в работе [20] были опубликованы результаты измерений дифференциальных сечений реакции (20) в широком диапазоне энергий налетающих γ -квантов с очень хорошей статистической точностью. Из результатов этих измерений видно (рис. 7), что реакция (20) имеет довольно простое угловое распределение мезонов при высоких энергиях ($K_0 > 2300$ МэВ) [20]. Но у порога реакции резонансная структура фоторождения η' -мезонов сильно запутана [21]. Здесь возможно проявление узких резонансов или, скорее всего, интерференция многих вкладов от обычных резонансов. Чтобы описать дифференциальные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ вблизи порога помимо вклада «сильного» (см. выражение (18) и комментарий к нему) $S_{11}(1920)$ -резонанса, понадобился неширокий D_{13} -резонанс с массой, близкой порогу реакции (см. табл. 6). Начиная с полной энергии реакции $W = 2200$ МэВ и выше, дифференциальные сечения имеют рост с увеличением угла вылета мезонов θ от 90° [20], что говорит о возбуждении более тяжелых резонансов с орбитальным моментом больше 0 в этой реакции. На роль такого резонанса подошел «сильный» резонанс $P_{13}(2210)$. Поскольку такое же поведение дифференциальных сечений сохраняется до $W = 2400$ МэВ [20], то третьим «сильным» резонансом в нашей подгонке стал резонанс $D_{15}(2485)$. Вклады не упомянутых здесь резонансов ($S_{11}(2230)$, $P_{11}(2085)$, $D_{13}(2400)$ и $F_{17}(2400)$) в сечение незначительные, но они улучшают согласие результатов расчета с экспериментальными сечениями. Для описания всех экспериментальных данных [20, 37] нам потребовались три «сильных» резонанса: S_{11} , P_{13} и D_{15} с массой в интервале 1920–2485 МэВ/ c^2 ; неширокий D_{13} -резонанс и второй «малый» S_{11} -резонанс ($S_{11}(2230)$) с фазой, противоположной фазе $S_{11}(1920)$ (см. табл. 6). Существование этих резонансов можно рассматривать как альтернативу описания фоторождения η' -мезонов на нуклонах только с помощью реджезированного t -канала реакции для энергии налетающих фотонов $K_0 > 3,0$ ГэВ [17, 31, 41]. Интересно, что подобная структура вкладов резонансов меньшей массы хорошо описывала фоторождение η -мезонов на нуклонах у порога (табл. 2–4). На рис. 6–8 показана одна из многочисленных наших подгонок с реально возбуждаемыми резонансами в процессе $\gamma p \rightarrow \eta' p$.

Вычисленные полные сечения реакции (20) почти не меняются в зависимости от энергии фотонов в интервале между резонансами $S_{11}(1920)$ и $P_{13}(2210)$, в отличие от

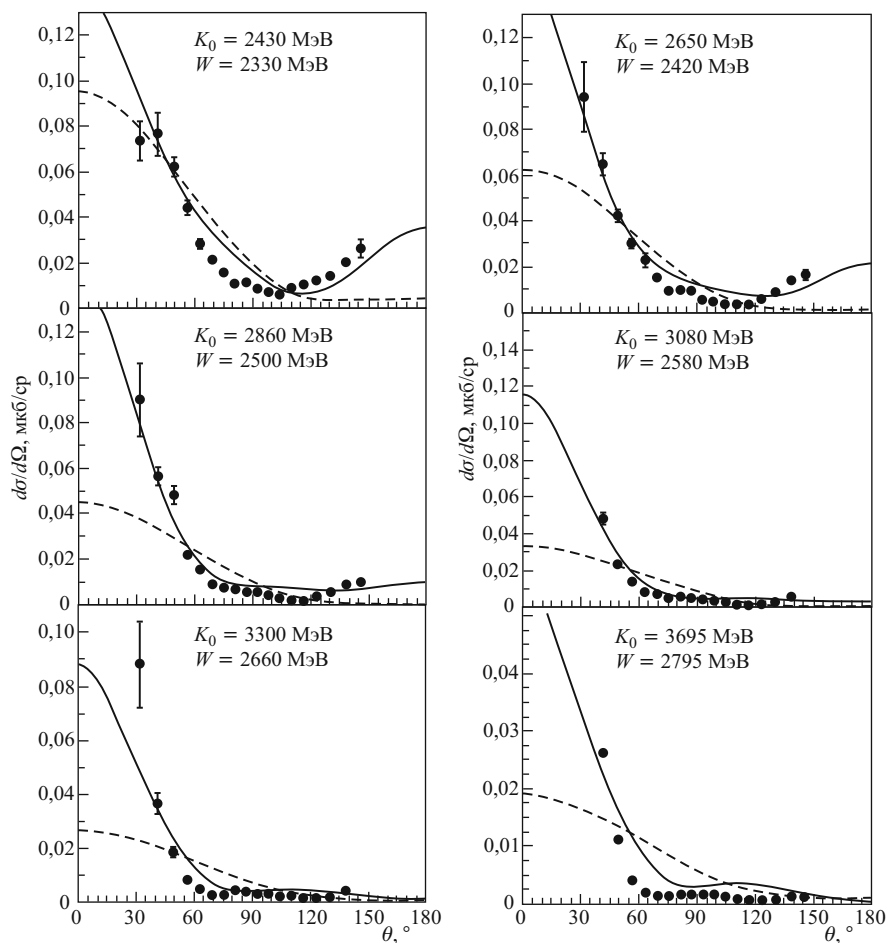


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для более высоких энергий

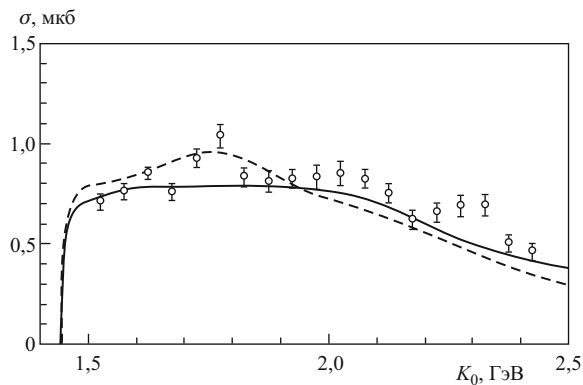


Рис. 8. Зависимость полных сечений процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от энергии налетающих фотонов в лабораторной системе. Экспериментальные данные позаимствованы из [21] (ошибки статистические). Сплошная и штриховая кривые — результаты расчетов данной работы и [38]

прежних результатов вычислений [16, 38], в которых наблюдается небольшой максимум при $K_0 = 1800$ МэВ (рис. 8). Зависимость вычисленных полных сечений реакции (20) от энергии в [41] позволяет разглядеть три отклонения от горизонтальной прямой. Первое — в окрестности энергий фотонов $K_0 = 1800$, второе — $K_0 = 2070$ и третье — $K_0 = 2350$ МэВ. Для выявления резонансов, которые могут возбуждаться в процессе $\gamma p \rightarrow \eta' p$, и параметров этих резонансов не достаточно экспериментальных дифференциальных сечений с хорошей статистической обеспеченностью, а необходимы поляризационные измерения обсуждаемого процесса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наш подход к описанию фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах, включающий учет нуклонных резонансов в s -канале, борновский вклад в s - и u -каналах и t -канальные вклады векторных мезонов, был применен к анализу экспериментальных данных для процессов $\gamma p \rightarrow \eta p$ и $\gamma p \rightarrow \eta' p$. Основные результаты, полученные в данной работе, могут быть сведены к следующим.

С помощью восьми резонансов: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $S_{11}(1830)$, $P_{13}(1720)$, $D_{13}(1520)$, $D_{15}(2150)$, $F_{15}(1680)$ и $F_{17}(1990)$ с обычными свойствами — достигнуто описание всей совокупности имеющихся экспериментальных данных для реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ от порогового значения энергии фотонов до 3450 МэВ (без включения предварительных данных [34]). В их числе два резонанса — $S_{11}(1830)$ и $D_{15}(2150)$, которые не включены в компиляцию PDG [23], и их существование выносятся на обсуждение.

Уточнены параметры хорошо изученного резонанса $S_{11}(1535)$ и связанного с ним $S_{11}(1650)$ при использовании точных экспериментальных данных MAMI C [22]. Из подгонки к этим точным экспериментальным данным получено:

$$M_1 = 1532 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_1 = 161 \text{ МэВ}; \quad M_2 = 1642 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_2 = 140 \text{ МэВ}.$$

Рассматриваемая модель предсказывает качественное описание предварительных результатов измерений T - и F -асимметрий процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$, проводимых в Майнце, до энергий налетающих фотонов 1100 МэВ, чего нельзя сказать об энергиях $K_0 > 1100$ МэВ. Поэтому очевидна важность получения окончательных и более точных экспериментальных данных по T - и F -асимметриям для понимания процесса фоторождения η -мезонов на нуклонах.

Существующий способ расчета вкладов в амплитуду векторных мезонов включает множество неопределенностей и требует уточнений и доработки или корректной замены этих вкладов моделью с полюсами Редже.

Наш подход к изучению фоторождения η' -мезонов на протонах указал на наличие вклада в его амплитуду сильного s -волнового резонанса вблизи порога этой реакции и еще двух сильных резонансов — $P_{13}(2210)$, $D_{15}(2485)$.

Для очерчивания круга резонансов, участвующих в процессе $\gamma p \rightarrow \eta' p$, необходимы поляризационные измерения, так как, с одной стороны, дифференциальные сечения этой реакции при высоких энергиях можно описывать только моделью Редже, а с другой — предполагая существование тяжелых резонансов с большим спином.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chew G. F. et al.* // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 1345.
2. *Гольдбергер М., Ватсон К.* Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
3. *Walker R. L.* // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1729.
4. *Deans S. R. et al.* // Phys. Rev. D. 1972. V. 6. P. 1906.
5. *Drechsel D., Kamalov S. S., Tiator L.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 34. P. 69.
6. *Dugger M. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025211.
7. *Chiang W.-T. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 700. P. 429.
8. *Bennhold C., Tanabe H.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 530. P. 625.
9. *Benmerrouche M., Mukhopadhyay N. C.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1070.
10. *Tiator L., Bennhold C., Kamalov S. S.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 580. P. 455.
11. *Benmerrouche M., Mukhopadhyay N. C., Zhang J. F.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3237.
12. *Fix A., Arenhovel H.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 620. P. 457.
13. *Hicks H. R. et al.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 2614.
14. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
15. *Tryasuchev V. A.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 97.
16. *Трясучёв В. А.* // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39. С. 198.
17. *Chiang W.-T. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 045202.
18. *Tryasuchev V. A.* // Eur. Phys. J. A. 2008. V. 38. P. 265.
19. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 102.
20. *Williams M. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 045213.
21. *Crede V. et al.* // Ibid. P. 055202.
22. *McNicol E. F. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 035208; nucl-ex/1007.0777.
23. Particle Data Group // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 15. P. 1.
24. *Brans P. C., Mai M., Meibner Ulf-G.* nucl-th/1012.2233.
25. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 446.
26. *Renard F. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 528. P. 215.
27. *Bartalini O. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 69.
28. *Kuznetsov V., Polyakov M. V.* nucl-th/0807.3217.
29. *Kuznetsov V., Polyakov M. V., Thurmman M.* hep-ph/1102.5209.
30. *Elsner D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 147.
31. *Sibirtsev A. et al.* nucl-th/1007.3140.
32. *Dugger M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 222002.
33. *Crede V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 012004.
34. *Kashevarov V. L.* Talk at 28th Workshop on Electromagnetic Interactions, Bosen, Sept. 4–9, 2011.
35. *Bock A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 534.
36. *Plotzke R. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 444. P. 555.
37. *Dugger M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 062001.
38. *Трясучёв В. А.* // Известия вузов. Физика. 2003. № 12. С. 78.
39. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 303.
40. *Nakayama K., Haberzettl H.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 045211.
41. *He Jun, Saghai B.* nucl-th/1005.2797.

Получено 20 августа 2012 г.