

ФОТОРОЖДЕНИЕ η -МЕЗОНОВ НА ПРОТОНАХ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ

В.А. Трясучёв

Томский политехнический университет

E-mail: trs@npi.tpu.ru

Результаты прецизионного измерения сечений и T -асимметрии процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ вблизи порога реакции в Майнце и Бонне (Германия) и результаты измерения Σ -асимметрии и $d\sigma/d\Omega$ этого процесса при больших энергиях в Гренобле (Франция), а также экспериментальные данные прошлых лет были привлечены для построения изобарной модели процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$. Модель включает одиннадцать нуклонных резонансов: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$, $P_{13}(1720)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$, $H_{19}(2220)$ и фон, состоящий из нуклонного полюса и t -канального вклада в амплитуду векторных мезонов. Для описания экспериментальной зависимости полного сечения от энергии фотонов наряду с $S_{11}(1535)$ потребовался резонанс $S_{11}(1650)$. Вычисленные дифференциальные и полные сечения, а также Σ -асимметрия процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ для энергий фотонов вплоть до 2 ГэВ, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для энергий фотонов выше 2 ГэВ, амплитуда процесса становится существенно зависимой от вкладов ρ - и ω -мезонов, связь которых с нуклонами до сих пор остаётся не определённой. Рассмотрены варианты различных t -канальных продолжений модели в область высоких энергий.

Введение

Сведения об электромагнитных свойствах нуклонных резонансов необходимы сегодня для построения динамических кварковых моделей барионов. Основным источником таких сведений остаются исследования фоторождения π -мезонов на нуклонах и ядрах. Из-за большого количества участвующих в процессах фотообразования пионов Δ - и N -резонансов пока нельзя сказать, что эти свойства резонансов с массами выше 1500 МэВ/с² хорошо известны. В отличие от фотообразования пионов в процесс фотообразования η -мезонов

$$\gamma + p \rightarrow \eta + p \quad (1)$$

в качестве промежуточных частиц вовлекаются только N -резонансы с изоспином $I=1/2$ с отделением их проявлений от многочисленных близких по массе Δ -резонансов (с $I=3/2$). Заметим также, что при внешней схожести процесса (1) с процессом фоторождения пионов на нуклонах между ними существует принципиальное отличие: в состав η -мезона входит странный кварк, в то время как в состав пионов входят только обычные u - и d -кварки.

Помимо основной цели – получения информации об электромагнитных свойствах резонансов, модель фоторождения η -мезонов на нуклонах в широком интервале энергий необходима для корректного вычисления сечений фотообразования η -мезонов на ядрах, играющих важную роль в изучении последующего η -ядерного взаимодействия в конечном состоянии. Современная модель фоторождения η на нуклонах нужна также при оценке фонов, сопровождающих всевозможные эксперименты.

1. Описание модели

В системе центра масс (с.ц.м.) амплитуду F фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах запишем в виде [1]

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

где $\vec{\sigma}$ – спинорные операторы нуклонов, $\hat{\vec{k}} = \vec{k}/k$ и $\hat{\vec{q}} = \vec{q}/q$, а k и q – импульсы фотона и мезона в с.ц.м., $\vec{\varepsilon}$ – вектор поляризации фотона в кулоновской калибровке в рассматриваемой системе координат. Величины F_i есть функции полной энергии W и угла вылета мезона θ в с.ц.м. В представлении углового момента F_i выражаются через сумму мультипольных амплитуд электрического, $E_{l\pm}$, и магнитного, $M_{l\pm}$, типов [1, 2]:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [M_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(x) + \sum_{l=2}^{\infty} [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(x), \\ F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(x), \\ F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [-M_{l+} + E_{l+}] P''_{l+1}(x) + \sum_{l=3}^{\infty} [M_{l-} + E_{l-}] P''_{l-1}(x), \\ F_4 &= \sum [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P'_l(x), \end{aligned} \quad (3)$$

где $P_l(x) = P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра. Наблюдаемые величины процесса (1) выражаются через амплитудные функции F_i следующим образом.

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$:

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

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

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

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

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

P -асимметрия, как следствие наблюдения поляризации протонов отдачи, в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

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

В настоящее время существуют подробные модели для процесса (1), хорошо воспроизводящие сечения вблизи порога реакции [3–7]. С увеличением энергии фотонов в процесс (1) в качестве промежуточных частиц будут активно вовлекаться резонансы с большими угловыми моментами благодаря относительно большой массе η -мезона. Учет таких резонансов не всегда укладывается в схемы вышеупомянутых пороговых моделей [4, 6, 7], поэтому мы остановились на изобарной модели фоторождения η -мезонов на нуклонах. Напомним, что эта модель учитывает s -канальные вклады резонансов и фон, который в нашем случае состоит из нуклонного полюса в s - и u -каналах и вкладов векторных ρ - и ω -мезонов в t -канал. Мультипольные амплитуды фоторождения η -мезонов на протонах рассматривались как резонансные и записывались в форме Брейта-Вигнера [8]:

$$E_{l\pm} = \frac{ie^{i\Phi_r} (\Gamma_{\gamma p}^E \Gamma_{\eta p})^{1/2}}{2[kqj(j+1)]^{1/2} (W_r - W - \frac{1}{2}i\Gamma)}, \quad (8)$$

и аналогично для $M_{l\pm}$ – амплитуд. Здесь l – орбитальный угловой момент мезона; $j = l \pm 1$ соответственно для $E_{l\pm}$ и $j = l$ для $M_{l\pm}$. Индексы при l указывают на полный угловой момент $J = l \pm 1/2$ системы мезон-нуклон; W_r обозначает полную энергию системы, равную положению резонанса. Зависимость полных ширин резонансов Γ от энергии выбирали как в работе [8]:

$$\Gamma = \sum_{\alpha} \frac{p v_l(pR)}{p_r v_l(p_r R)} \Gamma_{\alpha r}, \quad (9)$$

где $\Gamma_{\alpha r}$ – парциальные ширины распада в канал α ; p, p_r – импульсы мезонов от двухчастичных распадов резонансов, причём первый соответствует энергии W , а второй $W=W_r$; $v_l(x)$ – барьерные факторы, зависящие от орбитального момента мезона l . Для $l \leq 3$, $v_l(x)$ известны [2], но для больших l их аналитический вид не встречается в литературе, поэтому приводим здесь выражения $v_l(x)$, используемые в нашей модели.

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

В выражении (9) и далее R – радиус сильного взаимодействия, который не варьировался и брался равным 1 Фм. Для всех резонансов, кроме $S_{11}(1535)$, сумма в (9) ограничивалась одним однопионным каналом распада резонансов, а для $S_{11}(1535)$, в виду большой доли его распада в канал ηN , полагали

$$\Gamma = (0,5q/q_r + 0,4p/p_r + 0,1)\Gamma_r, \quad (11)$$

где q и p – импульсы η - и π -мезона в с.ц.м. соответственно для полной энергии W и, с индексами r , для $W=W_r$; Γ_r – ширины резонансов в системе, где резонанс покоится.

Электромагнитные, $\Gamma_{\gamma p}^{E,M}$, и сильные, $\Gamma_{\eta p}$, вершины резонансных мультипольных амплитуд (8) параметризовались в виде произведений [8]:

$$(\Gamma_{\gamma p}^{E,M} \Gamma_{\eta p})^{1/2} = \{[2kR v_n(kR)][2qR v_l(qR)]\}^{1/2} \gamma^{E,M} \quad (12)$$

с $n = l$, кроме мультипольных амплитуд E_r , для которых $n = l - 2$. Размерные величины $\gamma^{E,M}$, наряду с основными характеристиками резонансов W_r и Γ_r , рассматривались как подгоночные параметры модели.

Фон учитывался прямыми вкладами в амплитудные функции F_i .

Для нуклонного полюса [5]:

$$\begin{aligned} F_1 &= e g_{\eta NN} \frac{W+m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} k [e_N + \mu_N] \left(\frac{1}{s-m^2} + \frac{1}{u-m^2} \right), \\ F_2 &= -e g_{\eta NN} \frac{W-m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q [e_N + \mu_N] \left(\frac{1}{s-m^2} + \frac{1}{u-m^2} \right), \\ F_3 &= 2e g_{\eta NN} \frac{W+m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} q k \left[\frac{e_N}{W+m} + \frac{\mu_N}{2m} \right] \frac{1}{u-m^2}, \\ F_4 &= -2e g_{\eta NN} \frac{W-m}{8\pi W} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} q^2 \left[\frac{e_N}{W-m} - \frac{\mu_N}{2m} \right] \frac{1}{u-m^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где m – масса нуклона, $g_{\eta NN}$ – константа псевдоскалярной связи мезона с нуклонами, e_N – заряд нуклона в единицах заряда электрона, $e^2/4\pi$ – постоянная тонкой структуры, μ_N – аномальный магнитный момент нуклона ($\mu_p = 1,79$, $\mu_n = -1,91$). Вклад нуклонного полюса в амплитуду изучаемого процесса оказался мал при всех разумных значениях констант связи $g_{\eta NN}$, а потому нами взято значение $g_{\eta NN}^2/4\pi = 0,4$ как в работах [5, 7, 9].

Для вкладов в t -канал векторных мезонов, V , можно получить [5]:

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

$$\begin{aligned}
F_3 &= -e\lambda_V \frac{W+m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_f+m}{E_i+m}} \times \\
&\times kq \left[\frac{G'_{VNN}}{2m} (W-m) - G'_{VNN} \right] \frac{1}{t-m_V^2}, \\
F_4 &= e\lambda_V \frac{W-m}{8\pi W m_\eta} \sqrt{\frac{E_i+m}{E_f+m}} \times \\
&\times q^2 \left[\frac{G'_{VNN}}{2m} (W+m) + G'_{VNN} \right] \frac{1}{t-m_V^2}. \quad (14)
\end{aligned}$$

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

$$G_{VNN}^{v,t} = g_{VNN}^{v,t} G'(t), \quad (15)$$

где g_{VNN}^v , g_{VNN}^t – векторная и тензорная константы связи вершин (VNN) с формфакторами $G'(t)$.

В то время как λ_V достаточно точно определяют-ся из вероятностей радиационных распадов векторных мезонов (см. например [9]), то g_{VNN}^v , g_{VNN}^t определены плохо для обоих ρ - и ω -мезонов и, фактически, являются подгоночными параметрами в подобного рода моделях. Если в вершинах (VNN) положить $G'(t) = 1$, как это делалось в анализах у порога реакции авторами работы [7], то для энергий налетающих фотонов 1,5 ГэВ, амплитуда процесса (1) будет целиком определяться вкладом векторных мезонов, а сечение – увеличиваться неограниченно с ростом энергии. Включение формфакторов в нуклонные вершины (VNN) значительно уменьшает как само сечение для $K_0 > 1,5$ ГэВ, так и его рост, но не останавливает последнего: при $K_0 \rightarrow \infty$, $\sigma \rightarrow \infty$. Поэтому, для $K_0 > 2$ ГэВ амплитуда процесса (1) начинает зависеть от выбора формфакторов $G'(t)$. В работе рассматривались формфакторы двух типов:

$$G'(t) = \left(\frac{\Lambda_V^2 - m_V^2}{\Lambda_V^2 - t} \right)^n \quad (16)$$

с $n=1$ (монопольного типа [6, 7]) и $n=2$ (дипольного типа [5, 9, 10]) и разными обрезаящими множителями Λ_V . Несколько наборов констант для описания вкладов векторных мезонов в t -канале, полученных разными авторами, приведены в табл. 1. Следует иметь в виду, что все наборы, кроме последнего, использовались для описания низкоэнергетических ($K_0 \leq 1,1$ ГэВ) наблюдаемых процесса (1). В нашу задачу входило построение такой изобарной модели, которая бы давала хорошее описание низкоэнергетических опытных данных и имела бы "правильную" асимптотику при больших энергиях ($K_0 > 2$ ГэВ).

Следует отметить, что вклады векторных мезонов и нуклонного полюса входят в амплитуду процесса (1) с разными знаками, а потому гасят друг друга, и, особенно сильно, в интервале энергий 0,78...1,0 ГэВ. Кстати, роль фона в нашей модели будет играть вклад резонанса $P_{11}(1440)$, который по

массе меньше порога реакции (1) и имеет большую ширину. В отличие от других авторов мы учли время жизни векторных мезонов, сделав замену пропагаторов в выражениях (14)

$$\frac{1}{t-m_V^2} \rightarrow \frac{1}{t-m_V^2 - im_V \Gamma_V},$$

где Γ_V – полные ширины векторных мезонов. Хотя в этом случае фон из вещественного становится комплексным, к сколько-нибудь заметному результату это не привело.

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

Ме- зоны	Масса, МэВ	$\frac{(g_{VNN}^v)^2}{4\pi}$	$\frac{(g_{VNN}^t)^2}{4\pi}$	λ_V	Λ_V , ГэВ	Источник литера- туры
ρ	770	0,50	18,6	0,89	1,80	[5]
ω	782	23,0	0	0,192	1,40	
ρ	770	0,55	20,5	1,06	1,089	[6]
ω	782	8,11	0,20	0,31	1,106	
ρ	768,5	0,458	17,5	0,81	1,3	[9]
ω	782,6	20,37	0	0,291	1,3	
ρ	768,5	0,458	1,09	0,81	1,0	[10]
ω	782,6	6,45	0	0,29	1,3	

2. Обсуждение результатов

Соединяя с рассматриваемым процессом одиннадцать названных резонансов и меняя их основные свойства в рамках рекомендованных работой [11], поэтапно (см. табл. 2 – итог работ [12, 13]), мы добились хорошего описания имеющихся экспериментальных данных. В начале, как это видно из табл. 2, в качестве подгоночных параметров фигурировали и фазы Φ , резонансных мультипольных амплитуд, но затем, с включением фона и увеличением числа резонансов, участвующих в процессе (1), необходимости в этом не стало. Результат подгонки амплитуды с одиннадцатью резонансами и фоном, как в работе [9], к имевшимся в нашем распоряжении экспериментальным данным показан в табл. 3.

Для энергий фотонов ниже 1 ГэВ главные роли в процессе (1) по нашей модели играют резонансы $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ и $P_{13}(1720)$ с почти неизменными, по сравнению с результатом низко энергетического варианта подгонки, параметрами (сравните табл. 2 и 3). Существенно в модели изменилась только роль резонанса $F_{15}(1680)$, для которого раньше был получен слишком одиозный результат, отличающийся на порядок от величины рекомендованной работой [11]. Включение резонанса $D_{15}(1675)$ сильно понизило роль $F_{15}(1680)$ в исследуемом процессе и позволило избавиться от фазовой зависимости резонансных мультипольных амплитуд, то есть фазовые множители в выражении (8) для всех резонансов полагались равными 1. Естественный фон у порога реакции в виде нуклонного полюса позволил так же уменьшить роль резонанса $P_{11}(1440)$ в рассматриваемом процес-

се. Следует заметить, что полученный результат является результатом только визуальной подгонки и показан на рис. 1–7 сплошными кривыми.

Таблица 2. Свойства 6 резонансов, полученные с помощью феноменологического анализа процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от порога реакции до энергии фотонов 1200 МэВ в чисто изобарной модели (без учёта фона) в работах [12, 13]

N'-резонансы	W_R , МэВ	Γ_R , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	Φ_R , град
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,15	–	0
$S_{11}(1650)$	1645	120	-0,550	–	4,0
$P_{11}(1440)$	1440	350	–	0,450	0
$P_{13}(1720)$	1718	140	-0,085	0,409	132,0
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330	0
$F_{15}(1680)$	1678	120	0,190	0,800	18,0

Определяющий вклад в сечение процесса (1), как это неоднократно отмечалось, принадлежит резонансу $S_{11}(1535)$, наиболее сильно связанному с каналом распада в ηN . Однако только этого s-волнового вклада в процесс (1) недостаточно для удовлетворительного описания полученной в эксперименте энергетической зависимости полных сечений в обсуждаемой области. Только при включении в амплитуду вклада от резонанса $S_{11}(1650)$, в качестве "контрвклада" доминирующему резонансу, было получено согласие с экспериментами двух лабораторий (см. рис. 1).

Если через Γ_γ обозначить полную радиационную ширину резонансов, то для резонанса $S_{11}(1535)$ из табл. 3, имеем

$$\Gamma_\gamma/\Gamma_r \approx 0,345 \%,$$

что совпадает с наибольшим рекомендованным работой [11] значением этого отношения. Этот же результат можно представить и в другом виде:

$$\Gamma_\gamma \Gamma_\gamma/\Gamma_r = 0,27 \text{ МэВ}.$$

Таблица 3. Параметры 11 резонансов, полученные из подгонки наблюдаемых величин процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ к имеющимся низкоэнергетическим ($K_0 < 1,2 \text{ ГэВ}$) экспериментальным данным, с учётом фона как в работе [9]

N'-резонансы	W_R , МэВ	Γ_R , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,16	–
$S_{11}(1650)$	1642	140	-0,590	–
$P_{11}(1440)$	1440	350	–	0,250
$P_{13}(1720)$	1722	145	-0,105	0,430
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330
$D_{13}(1675)$	1673	150	0,115	0,260
$F_{15}(1680)$	1680	130	0,045	0,050
$F_{15}(1990)$	1990	375	-0,075	-0,550
$G_{16}(2190)$	2190	400	-0,175	-0,240
$G_{16}(2250)$	2250	450	-0,375	-0,700
$H_{16}(2220)$	2220	450	-0,120	-0,700

Теперь, полагая $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r=0,50$, получим инвариантную спиральную амплитуду фотовозбуждения этого резонанса $A_{1/2}=0,110 \text{ ГэВ}^{-1/2}$. И наоборот, выбирая $A_{1/2}=0,09 \text{ ГэВ}^{-1/2}$, как советуют авторы работы [11], получим $\Gamma_{\eta p}/\Gamma_r=0,74$. Это означает, что вклад резонанса $S_{11}(1535)$ в исследуемый процесс оказывается большим, чем это следует из рекомендаций [11]. Вместе с тем, наше значение для амплитуды $A_{1/2}$ фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ находит-

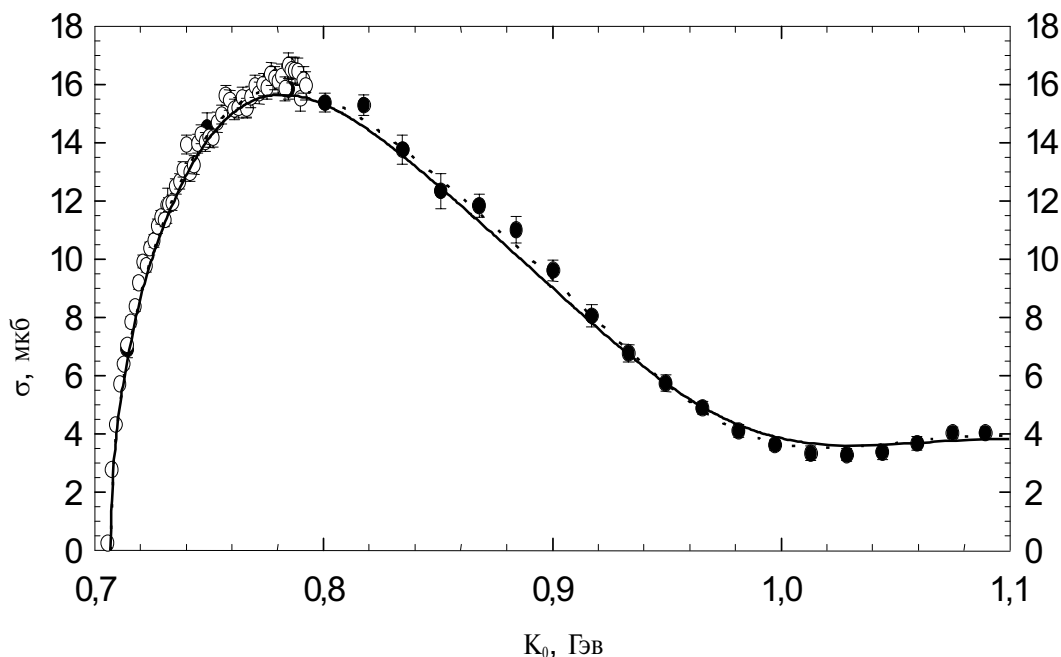


Рис. 1. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Результат данной работы показан сплошной кривой, а точечной кривой — результат работ [12, 13]. Экспериментальные данные из работ: o — [14]; • — [15]

ся в хорошем согласии с тем, что получили авторы работы [9] ($A_{1/2} = 0,118 \text{ ГэВ}^{-1/2}$). О полученных в настоящей подгонке свойствах резонанса $S_{11}(1650)$ можно сказать тоже, что сказано о полученных свойствах резонанса $S_{11}(1535)$: если $\Gamma_{\pi\rho}/\Gamma_r = 0,1$, то $\Gamma_r/\Gamma_r \approx 0,34 \%$, $A_{1/2} = 0,093 \text{ ГэВ}^{-1/2}$, что в 2 раза превышает верхний предел этих величин рекомендованных все той же работой [11]. Для резонанса $P_{13}(1720)$ величины $\gamma^{E,M}$, полученные из подгонки (табл. 3) приводят к следующему отношению спиральных амплитуд фотозвуждения этого резонанса $A_{1/2}/A_{3/2} = -0,34$, в то время как рекомендованное работой [11] для этого резонанса отношение есть -1 , причём амплитуды одинаковой спиральности имеют здесь разные знаки. Наконец, для резонанса $D_{13}(1675)$ имеем $A_{1/2}/A_{3/2} = -5,0$ вместо рекомендованного отношения $+1,27$ [11]. Более детальные сведения об электромагнитных вершинах возбуждения резонансов могут быть получены из приводимых в табл. 3 результатов, если иметь данные об отношениях $\Gamma_{\pi\rho}/\Gamma_r$ этих резонансов.

Рассчитанные угловые распределения мезонов $d\sigma/d\Omega(\theta)$ отлично согласуются с результатами экспериментов двух лабораторий — MAMI (Германия), GRAAL (Франция) до энергии налетающих фотонов $K_0 \approx 950 \text{ МэВ}$ и в этой статье не приводятся (см. работы [12, 13]). При более высоких энергиях вы-

численные $d\sigma/d\Omega(\theta)$ имеют явно выраженное понижение на передних углах (о котором так же говорится в работе [9]), хотя это понижение не зафиксировано явно в эксперименте [15]. Некоторые результаты в области фотонной энергии 1 ГэВ , полученные в настоящей работе и более ранних [12, 13], показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными. Можно говорить, что модель с одиннадцатью резонансами не хуже согласуется с экспериментом при низких энергиях, чем низкоэнергетическая модель. Заметим, что максимумы в угловой зависимости Σ -симметрии, $\Sigma(\theta)$, для $K_0 > 950 \text{ МэВ}$ в предлагаемой модели достигаются при тех же углах ($\theta \approx 50^\circ$), что и максимумы $d\sigma/d\Omega(\theta)$ для соответствующих энергий, и это аргументирует столь резкое увеличение экспериментальных $\Sigma(\theta)$ в окрестности энергий фотонов 1 ГэВ (рис. 2).

На рис. 3 и 4 показаны полные сечения процесса (1) для энергий фотонов $K_0 > 1 \text{ ГэВ}$. Если не учитывать фон вообще, то интегральное сечение процесса (1) слишком быстро уменьшается до нуля (даже если учитывать не 6, а 11 резонансов), доказывая неправомерность продолжения модели без фона в область высоких энергий. Поведение сечений также некорректно без формфакторов в (V/N) — вершинах при учете вклада векторных мезонов (см. штриховую кривую на рис. 3). Заметного раз-

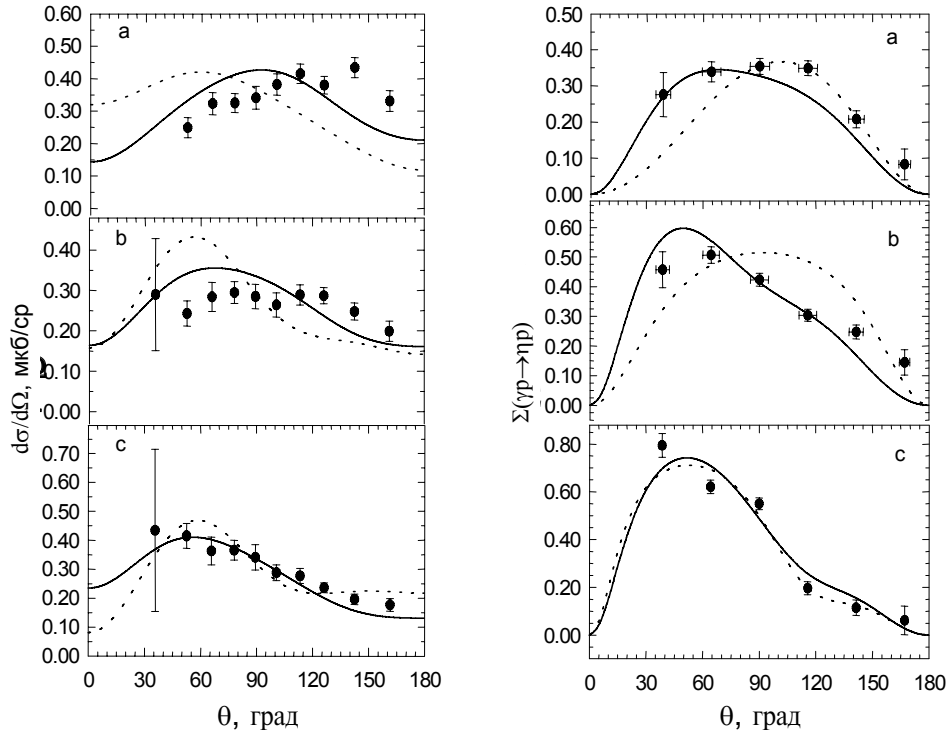


Рис. 2. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ процесса $\gamma p \rightarrow \pi p$ в зависимости от угла вылета мезона θ в с.ц.м. для энергий налетающих фотонов K_0 в лабораторной системе: а) 981 МэВ, б) 1029 МэВ, в) 1075 МэВ. Экспериментальные данные из работы [15].

Пучковая Σ -асимметрия процесса $\gamma p \rightarrow \pi p$ в зависимости от угла вылета мезона θ в с.ц.м. для энергий фотонов K_0 в лабораторной системе: а) 931 МэВ, б) 991 МэВ, в) 1056 МэВ. Экспериментальные данные из работы [16]. Результаты вычислений по модели, основанной на свойствах резонансов из табл. 3, изображены сплошными кривыми. Точечные кривые — результат модели [12, 13]

личия между полными сечениями с различными фонами при использовании наборов табл. 1 нет вплоть до энергии фотонов $K_0 = 1,9$ ГэВ, но затем оно появляется и становится значительным (см. рис. 3, 4). Изучать вклады тяжёлых резонансов в полное сечение на таком модельно зависимом фоне затруднительно. Поэтому в качестве ориентиров для продолжения амплитуды процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ во всю резонансную область, были выбраны большие положительные значения величины $\Sigma(\theta)$ при малых углах вылета мезонов, начиная с полной энергии $W = 1687$ МэВ и выше, измеренные в работе

[16]* и в более ранней работе [18] для энергий фотонов $K_0 = 1,39; 1,53$ и $1,8$ ГэВ.

Количество тяжёлых резонансов, включённых в анализ, ограничило условием наличия у них статуса "четырёх звёздочек" [11]: $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$, $H_{19}(2220)$. При этом необходимо было следить, чтобы включение дополнительного $D_{15}(1675)$ и тяжёлых резонансов не ухудшило согласия с экспериментом, достигнутого ранее для низких энергий. Как показали расчёты, включение тяжёлых резонансов существенно влияет на Σ -асимметрию и меньше – на дифференциальные

* На самом деле для подгонки у автора имелись не опубликованные данные коллаборации GRAAL по Σ -асимметрии процесса (1) для энергии фотонов $K_0 = 1,1 \dots 1,5$ ГэВ. Величина Σ имела большее значение и знак "плюс" во всей указанной области энергий

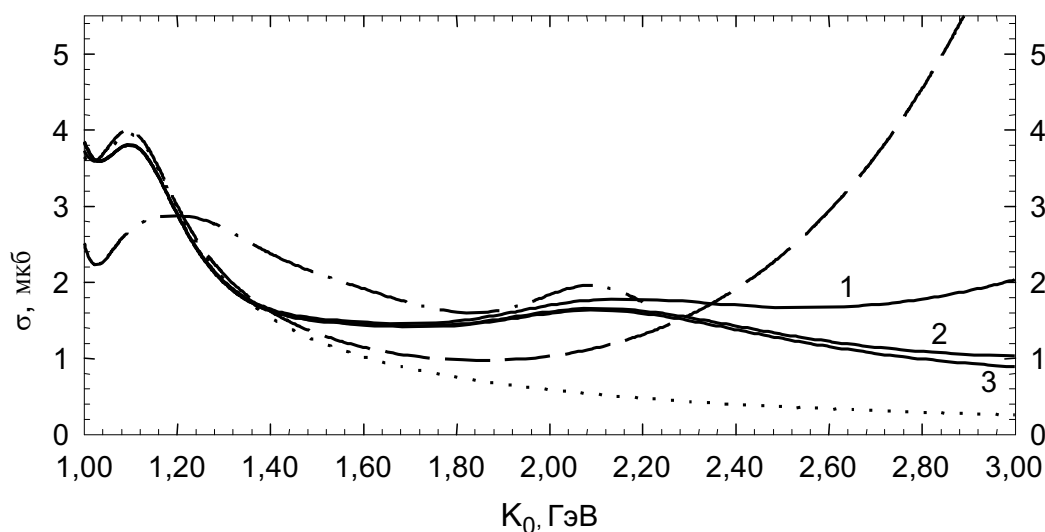


Рис. 3. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Сплошные кривые 1–3 соответствуют результатам вычислений с вкладом векторных мезонов как в работах [5], [6] и [9], соответственно (табл. 1) и параметрами резонансов из табл. 3. Результат экстраполяции низкоэнергетической модели без фона [12, 13] показан точечной линией, а с вкладом векторных мезонов как в работе [5], но с $G'(t) = 1$ – штриховой. Штрихпунктирная кривая – результат расчёта сечения по модели работы [8, решение B2]

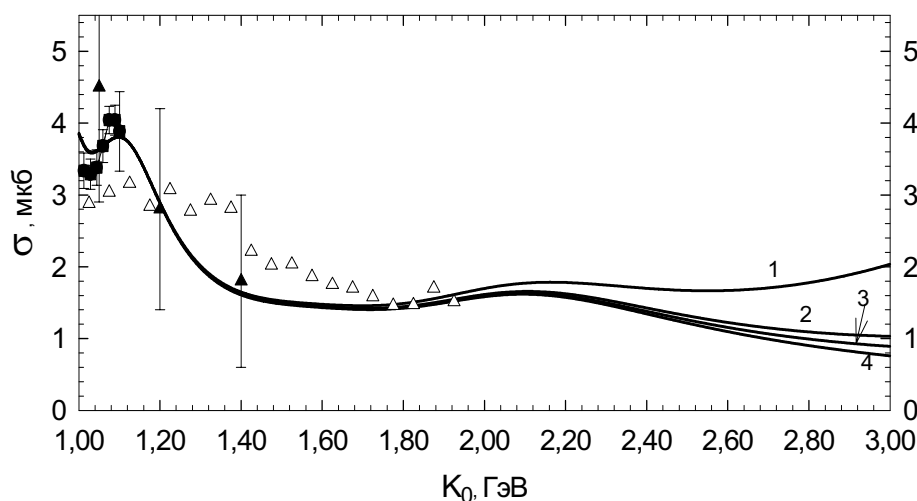


Рис. 4. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Сплошные кривые 1–4 результаты вычислений с вкладом векторных мезонов как в работах [5], [6], [9] и [10] соответственно (табл. 1) и параметрами резонансов из табл. 3. Экспериментальные данные из работ: ● – [15]; ▲ – [17]; △ – [19]

и полные сечения процесса (1) при низких энергиях. На первый взгляд кажется, что тяжёлые резонансы должны иметь заметный вклад в сечение (см. табл. 3), но из-за большой периферийности взаимодействия (большие L) эти вклады незначительны, а на рис. 3 и 4 наблюдается лишь суммарный их эффект. Наиболее связанным с процессом (1) среди тяжёлых резонансов согласно нашей модели оказался резонанс $G_{19}(2250)$. Необходимо отметить, что результаты изменения работы [19] (CEBAF, США) не были известны автору при построении данной модели процесса (1), но приводятся на рис. 4 (без статистических ошибок, которые малы) для сравнения. Измеренные в этом эксперименте сечения хорошо согласуются с ре-

зультатами эксперимента в Гренобле [15] при $K_0 = 0,75...1,0$, но различаются при $K_0 = 1,0...1,1$ ГэВ. По мнению авторов работы [10] это противоречие не принципиальное и может быть устранено изменением экстраполяции дифференциальных сечений, измеренных в [15] в сторону уменьшения соответствующих полных. Если ориентироваться на эксперимент работы [19], то в интервале $K_0 = 1,2...1,8$ ГэВ наша модель не воспроизводит результаты этого эксперимента (см. рис. 4). Впрочем, подобное разногласие с экспериментальными данными работы [19] обнаруживают и другие модели процесса (1) [10] и вполне возможно для устранения этого разногласия потребуется привлечение ещё не известного s -волнового резонанса с массой $1,8$ ГэВ/ c^2 ,

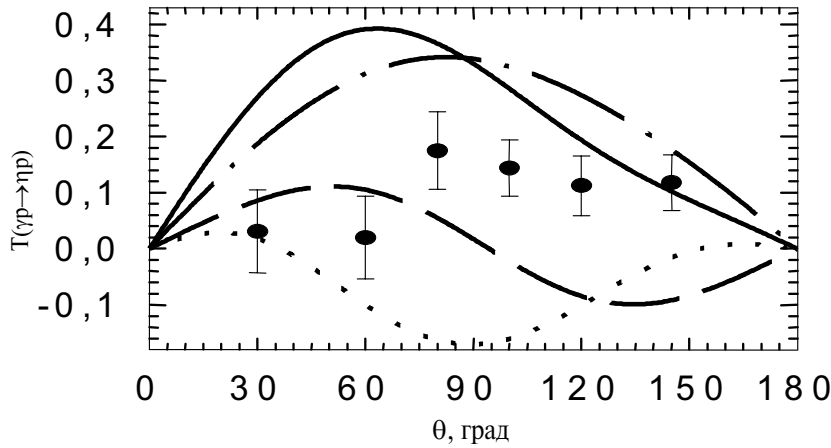


Рис. 5. Зависимость T -асимметрии процесса (1) от угла вылета мезона θ в с.ц.м. при $K_0 = 857$ МэВ в лабораторной системе. Сплошная, штрих и штрихпунктирная кривые — результаты расчёта по данной модели с вкладом всех резонансов, только без резонанса $P_{13}(1720)$ и только без резонанса $D_{13}(1675)$, соответственно. Точечная кривая — результат расчёта по модели из работ [12, 13]. Экспериментальные данные работы [20]

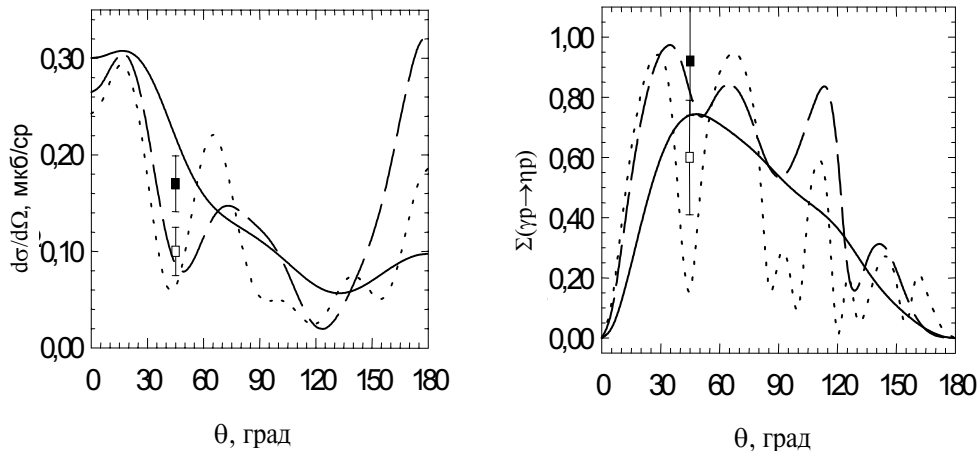


Рис. 6. Зависимость от угла вылета мезонов в системе центра масс, для энергий налетающих фотонов в лабораторной системе $K_0 = 1,39$ ГэВ (сплошная кривая); $K_0 = 1,80$ ГэВ (штриховая кривая); $K_0 = 2,5$ ГэВ (точечная кривая) дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ и пучковой Σ -асимметрии процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$. Экспериментальные данные из работы [18]; затемнённые квадраты относятся к энергии $K_0 = 1,39$ ГэВ, светлые квадраты к — $K_0 = 1,8$ ГэВ

как об этом заявляют авторы цитируемых работ. Однако, противоречия результатов эксперимента двух лабораторий для полных сечений процесса (1) при $K_0 > 1,0$ ГэВ должны быть разрешены самими экспериментаторами, а поэтому преждевременно вводить в существующие изобарные модели этот резонанс.

Удивительно, но существующий тридцать лет мультипольный анализ процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ [8] не противоречит новым экспериментальным данным [19] при $K_0 > 1$ ГэВ (см. рис. 3, 4).

Вычисленная около порога реакции асимметрия $T(\theta)$ (6) в нашей модели, положительна, практически не зависит от величины борновского вклада (нуклонного полюса), от используемых формфакторов, выбираемых для (VNN) – вершин, и, качественно, согласуется с боннскими результатами [20] (рис. 5). На рисунке также показана чувствительность этой рассчитанной физической величины к вкладу резонанса $P_{13}(1720)$ и $D_{13}(1675)$. Заметим, что раннее предложенная модель [12, 13] противоречила эксперименту (см. точечную кривую).

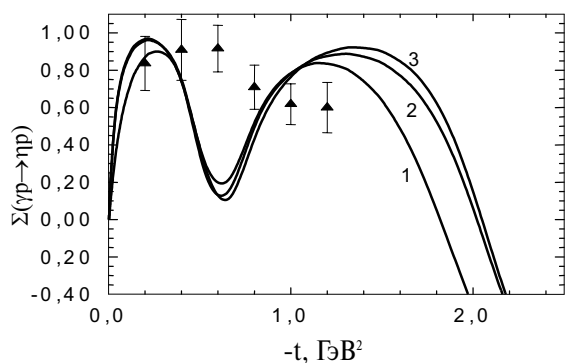


Рис. 7. Зависимость Σ -асимметрии процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от квадрата переданного четырёхимпульса $-t$ для мезонов из работ [5]; [6]; и [9], соответственно и параметрами резонансов из табл. 3. Энергии налетающих фотонов $K_0 = 3,0$ ГэВ. Кривые 1, 2, 3 – результаты расчётов с вкладом векторных. Экспериментальные данные работы [17]

Предсказания нашей модели для дифференциальных сечений и пучковой Σ -асимметрии при энергиях налетающих фотонов 1,39, 1,8 и 2,5 ГэВ показаны на рис. 6. Обращает на себя внимание то, что каждая из форм угловой зависимости диффе-

ренциального сечения и Σ -асимметрии процесса (1) остаются подобными себе при изменении энергии от 1,8 до 2,5 ГэВ. На рис. 7 показана зависимость вычисленной Σ -асимметрии исследуемого процесса от квадрата переданного четырёхимпульса в сравнении с экспериментальными данными для $K_0 = 3,0$ ГэВ. Согласие удовлетворительное. Хочется остановиться на том, что формфакторы $G^V(t)$, от которых значительно зависит полное сечение процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ (см. рис. 3) только слабо влияют на величину Σ -асимметрии этого процесса при малых $|t|$ ($< 1,5$ ГэВ²/с²). Поэтому эту величину можно использовать для определения вклада тяжёлых резонансов в амплитуду процесса (1) при высоких энергиях ($K_0 \geq 3,0$ ГэВ). Перспективной, на наш взгляд, кажется идея соединения модели Редже с изобарной моделью, как это сделано в работе [10], но такая гибридная модель процесса (1) требует доработки, так как результаты, полученные авторами работы [10] на соединении моделей ($K_0 = 2 \dots 4$ ГэВ), оставляют желать лучшего.

Рассчитанная поляризация протонов отдачи $P(\theta, K_0)$ (7) исследуемого процесса в большей степени не согласуется с экспериментом тридцати летней давности [21].

Таким образом, в качестве основного критерия построения модели процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ при высоких энергиях фотонов ($K_0 > 2$ ГэВ) эффективно использовать экспериментальные значения Σ -асимметрии процесса при малых абсолютных значениях квадрата переданного четырёхимпульса, так как рассчитываемые Σ слабо зависят от обрезующих множителей, без которых невозможно корректное описание сечения. T – асимметрия исследуемого процесса чувствительна к вкладу резонансов $P_{13}(1720)$ и, в меньшей степени, $D_{13}(1675)$. Более систематические измерения этой физической величины при больших энергиях желательны для построения реалистической модели, поскольку роль резонанса $P_{13}(1720)$, как это следует из наших исследований, большая, а в других изобарных моделях она не значительна [9, 10]. Полные и дифференциальные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ для рассматриваемых энергий чувствительны к деталям учёта вкладов векторных мезонов в t -канал, а потому важны для изучения вклада векторных мезонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E., and Nambu Y. // Phys. Rev. – 1957. – V. 106. – P. 1345.
2. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. – М.: ИЛ, 1954.
3. Bannhold C., and Tanabe H. // Nucl. Phys. A. – 1991. – V.530. – P. 625.
4. Benmerrouche M., and Mukhopadhyay N.C. // Phys. Rev. Lett. – 1991. – V. 67. – P. 1070.
5. Tiator L., Bannhold C., and Kamalov S.S. // Nucl. Phys. A. – 1994. – V. 580. – P. 455.
6. Benmerrouche M., Mukhopadhyay N.C., and Zhang J.F. // Phys. Rev. D. – 1995. – V. 51. – P. 3237.
7. Fix A., and Arenhovel H. // Nucl. Phys. A. – 1997. – V. 620. – P. 457.
8. Hicks H.R., Deans S.E., Jacobs D.T., et al. // Phys. Rev. D. – 1973. – V. 7. – P. 2614.
9. Chiang W.-T., Yang S.N., Tiator L., and Drechsel D. // Nucl. Phys. A. – 2002. – V. 700. – P. 429.
10. Chiang W.-T., Yang S.N., Tiator L., Vanderhaeghen M., and Drechsel D. LANL nucl-th/0212106.
11. Particle Data Group // Eur. Phys. J. C. – 2000. – V. 15. – P. 1.

12. Трясучёв В.А. // Изв. вузов. Физика. — 2001. — № 7. — С. 3.
13. Tryasuchev V.A. // Physics of Atomic Nuclei. — 2002. — V. 65, No. 9. — P. 1717.
14. Krusche B., Ahrens J., Anton G., et al. // Phys. Rev. Lett. — 1995. — V. 74. — P. 3736.
15. Renard F., Anghinolfi M., Bartalini O., et al. // Phys. Lett. B. — 2002. — V. 528. — P. 215.
16. Ajaka J., Anghinolfi M., Bellini V., et al. // Phys. Rev. Lett. — 1998. — V. 81. — P. 1797.
17. ABBNМ-collaboration // Phys. Rev. — 1968. — V. 175. — P. 1669.
18. Вартапетян Г.А., Пилипосян С.Е. // Ядерная физика. — 1980. — Т. 32, № 6. — С. 1553.
19. Dugger M., Ritchie B.G., Ball J., et al. // Phys. Rev. Lett. — 2002. — V. 89. — P. 2202.
20. Bock A., et al. // Phys. Rev. Lett. — 1998. — V. 81. — P. 534.
21. Heusch C.A., Prescott C.Y., Rochester L.S., et al. // Phys. Rev. Lett. — 1970. — V. 25. — P. 1381.

УДК 535.36

ИНВАРИАНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет
E-mail: msb@tpu.ru

Рассмотрен общий принцип инвариантности в теории переноса излучения. Получены инвариантные соотношения, справедливые для дисперсных пространственно-ограниченных сред, которые обобщены на случай среды, ограниченной отражающими поверхностями. Определен коэффициент диффузного отражения излучения от дисперсной среды с использованием принципа инвариантности.

Принципы инвариантности и симметрии играют важную роль в современной физике [1]. В оптике инвариантные соотношения широко используются при расчете оптических систем [2]. В теории переноса излучения принцип инвариантности применяется для получения результатов даже без использования уравнения переноса излучения [3, 4]. Общий принцип инвариантности формулируется следующим образом [5]. Пусть имеется рассеивающая среда с произвольно распределенными источниками, мощность которых зависит только от одной пространственной координаты τ (τ – оптическая плотность среды). Выделим внутри среды два уровня τ_1 и τ_2 и рассмотрим слой, лежащий между ними. Тогда интенсивность диффузного излучения (или функция источника) в этом слое одновременно есть функция источника всей среды. Излучение на границах выделенной области определяется рассеянием в остальной части дисперсной среды. Частными случаями этого принципа являются классические принципы инвариантности В.А. Амбарцумяна [6] и С. Чандрасекара [7] или метод удвоения слоев, используемый в методе многократных отражений [8]. Важным моментом общего принципа инвариантности является то, что он применим для среды любой геометрии, т.к. выделенная область, являющаяся частью всей среды, может быть ограничена поверхностью произвольной формы, и эта часть взаимодействует со всей средой благодаря поступлению излучения через границы выделенной части. Эта же идея содержится в методе поверхностных псевдоисточников [9]. Однако это свойство общего принципа инвариан-

ности не использовалось для получения инвариантных соотношений в ограниченных средах.

Известные инвариантные соотношения формулируются для среды, неограниченной в поперечном (по отношению к направлению распространения излучения) направлении. В данной работе получено соотношение, которое остается постоянным при изменении поперечных оптических размеров среды и коэффициента отражения поверхностей, ограничивающих рассеивающую среду. Наиболее близким к найденному инварианту является фотометрический инвариант [10, 11], имеющий вид

$$\frac{1 + \rho^2 + \tau^2}{\rho^2} = \text{const}, \quad (1)$$

где τ и ρ – коэффициенты пропускания и отражения слоя дисперсной среды. Рассмотрим, как влияет поперечная ограниченность среды, расположенной между отражающими поверхностями с коэффициентом отражения r , на пропускание и отражение излучения.

Введем основные параметры, поясняющие постановку задачи. Используем модель среды в виде прямоугольного параллелепипеда с оптическими размерами τ_{x_0} , τ_{y_0} , τ_{z_0} , освещаемого коллимированным потоком излучения интенсивности $I_0=1$, направленным по нормали к плоскости yz , при использовании декартовой системы координат. В качестве параметров элементарного объема среды рассматриваются коэффициент ослабления $\alpha=\sigma+\alpha$ (где σ и α – коэффициенты рассеяния и