

УДК 539.12:621.384.664

РАСЧЕТ РЕАКЦИИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ В ДВАЖДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

А. А. ГОЛЕНДУХИН, А. П. КАЗАРЯН, Ж. В. МАНУКЯН, А. М. СИРУНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 февраля 1984 г.)

Описана методика измерения поляризационных параметров Σ , P и T и проведен расчет Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента типа «пучок-мишень» по фоторождению π^0 -мезонов в интервале энергий $E_\gamma = 0,8 - 2,0$ ГэВ и углов $\theta_\pi^* = 90 - 140^\circ$ в с.ц.м. На основе полученных результатов даны оценки выхода реакции π^0 -фоторождения.

Интерес к исследованиям процессов одиночного фоторождения пионов на нуклонах в области энергий до 2 ГэВ вызван в основном тем, что в указанной области энергий существенный вклад в сечение реакций $\gamma N \rightarrow \pi N$ дает механизм возбуждения нуклонных резонансов. Их изучение позволяет получить информацию о свойствах этих резонансов, и в первую очередь об электромагнитных константах связи γNN^* , которые рассчитываются в рамках кварковой модели [1].

Отсутствие надежного теоретического описания явлений в области возбуждения нуклонных резонансов способствовало развитию феноменологического подхода, в связи с чем проведение систематических экспериментальных исследований имеет первостепенное значение. При этом наиболее информативны данные поляризационных экспериментов, которые более чувствительны к вкладам резонансов с малыми константами связи.

Для однозначного восстановления амплитуд процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ без привлечения модельных представлений необходимо провести измерения определенного набора наблюдаемых величин, объединяемых понятием «полного опыта». Как известно [2], для этой цели требуется проведение девяти независимых опытов при всех энергиях и углах. К настоящему времени эта программа из-за экспериментальных трудностей далека от реализации, а недостаток экспериментальной информации компенсируется различными модельными предположениями (феноменологические анализы [3]).

На Ереванском синхротроне планируется проведение дважды поляризационных экспериментов типа «пучок-мишень» по фоторождению π^0 -мезонов в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов N^* . В настоящей работе рассмотрена возможность проведения измерений поляризационных параметров Σ , T , P в реакции π^0 -фоторождения и выполнен расчет Монте-Карло эксперимента в интервале энергий $E_\gamma = 0,8 -$

2,0 ГэВ для углов вылета π^0 -мезона в с.ц.м. $\theta_{\pi^0}^* = 90-140^\circ$. В этих экспериментах будут использованы пучок линейно-поляризованных фотонов ЕРФИ [4] и поляризованная протонная мишень (ППМ) ХФТИ АН СССР [5].

1. Дважды поляризационный эксперимент

Если использовать линейно-поляризованные фотоны и протонную поляризованную мишень с вектором поляризации вдоль оси, перпендикулярной к плоскости реакции (ось Oy), то дифференциальное сечение процесса одиночного фоторождения пионов на нуклоне запишется в виде [2]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_T \Sigma \cos 2\Phi + P_y T - P_T P_y P \cos 2\Phi], \quad (1)$$

где $d\sigma_0/d\Omega$ — дифференциальное сечение реакции с неполяризованными частицами, P_T — линейная поляризация γ -пучка, P_y — степень поляризации протонов мишени, Φ — угол между вектором поляризации γ -пучка и плоскостью реакции.

Как известно [5], в качестве рабочего вещества ППМ используется водородсодержащее органическое соединение. В этой связи вклад в экспериментальные выходы будут давать также процессы фотообразования на нуклонах ядер, входящих в состав вещества мишени. Учитывая вклад фотоядерных реакций на связанных нуклонах мишени, экспериментально измеряемые выходы для различных комбинаций векторов поляризации пучка и мишени можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} N_{\perp}^+ &= N_H [1 + P_T \Sigma + P_y T + P_T P_y P] + N_{ад.} [1 + \tilde{P}_T \Sigma_{ад.}], \\ N_{\perp}^- &= N_H [1 + P_T \Sigma - P_y T - P_T P_y P] + N_{ад.} [1 + \tilde{P}_T \Sigma_{ад.}], \\ N_{\parallel}^+ &= N_H [1 - P_T \Sigma + P_y T - P_T P_y P] + N_{ад.} [1 - \tilde{P}_T \Sigma_{ад.}], \\ N_{\parallel}^- &= N_H [1 - P_T \Sigma - P_y T + P_T P_y P] + N_{ад.} [1 - \tilde{P}_T \Sigma_{ад.}], \end{aligned} \quad (2)$$

где N_H и $N_{ад.}$ соответствуют выходам с неполяризованными начальными частицами на свободных и связанных протонах мишени, P_T — поляризация фотонов, усредненная по энергетическому захвату экспериментальной установки, $\tilde{P}_T$ — поляризация фотонов с учетом внутриядерного движения нуклонов, $\Sigma_{ад.}$ — асимметрия сечения фотоядерных процессов на линейно-поляризованном пучке γ -квантов.

Из системы уравнений (2) видно, что в правых частях содержится шесть неизвестных N_H , $N_{ад.}$, Σ , P , T и $\Sigma_{ад.}$, а значит для извлечения поляризационных параметров необходимы два дополнительных измерения. Такие дополнительные измерения можно проводить на водородной мишени ($N_{\perp}^H$ и $N_{\parallel}^H$). Тогда, используя систему уравнений (2), нетрудно получить для наблюдаемых Σ , T и P следующие соотношения:

$$\Sigma = \frac{1}{P_T} \frac{N_{\perp}^H - N_{\parallel}^H}{N_{\perp}^H + N_{\parallel}^H},$$

$$T = \frac{1}{P_y} \frac{(N_{\perp}^I + N_{\parallel}^I) - (N_{\perp}^I + N_{\parallel}^I)}{2\eta(N_{\perp}^H + N_{\parallel}^H)}, \quad (3)$$

$$P = \frac{1}{P_x P_y} \frac{(N_{\perp}^I + N_{\parallel}^I) - (N_{\perp}^I + N_{\parallel}^I)}{2\eta(N_{\perp}^H + N_{\parallel}^H)},$$

где $\eta = n_{\text{раб. веш.}}^H / n_{H_2}^H$ — коэффициент, учитывающий различное содержание водорода в соответствующих мишенях. Таким образом, в одном эксперименте появляется возможность измерения трех поляризационных наблюдаемых Σ , T , P .

Для заданной кинематики предполагается измерения проводить в следующей последовательности. Вначале измерения будут проводиться на водородной мишени ($N_{\perp}^I$ и $N_{\parallel}^I$). Для этого аппендикс криостата ППМ будет заполняться жидким водородом. Далее будут выполнены измерения на рабочем веществе ППМ для различных комбинаций векторов поляризации фотонов и протонов ($N_{\perp}^I$, $N_{\perp}^I$, $N_{\parallel}^I$, $N_{\parallel}^I$). Для оценки вклада фоновых процессов с множественным рождением пионов от некогерентной части поляризованного спектра фотонов аналогичные измерения будут проводиться при «нарушенной» кинематике. Наконец, будут проведены фоновые измерения с пустым аппендиксом ППМ для двух направлений вектора поляризации фотонов.

Для определения характеристик магнитной системы ППМ нами были проведены численные расчеты на ЭВМ БЭСМ-6 с учетом конструктивов магнита по методике, изложенной в работе [6]. Результаты расчета топографии магнитного поля в радиальной и аксиальной плоскостях приведены на рис. 1. Они совпадают с аналогичными распределениями поля в работе [7].

2. Моделирование методом Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ и оценка ожидаемого выхода реакции

При проведении эксперимента с поляризованной мишенью важным становится определение поправок на установочные параметры экспериментальной аппаратуры для регистрации заряженных частиц. В планируемом эксперименте по фоторождению π^0 -мезонов регистрация протонов будет осуществляться магнитным спектрометром [8] в совпадении с черенковским счетчиком полного поглощения [9] для регистрации распадного γ -кванта от π^0 -мезона.

Расчеты проводились на основе созданной нами ранее программы Монте-Карло [10] с учетом специфики эксперимента. В схеме расчета учитывались размеры рабочего вещества мишени, топография магнитного поля ППМ, геометрия магнитного спектрометра с учетом апертур линз магнита и размеров детекторов, а также геометрия черенковского счетчика, его энергетическое разрешение. Ниже приводится алгоритм расчета. Первоначально рассчитывалась основная траектория протонов со средним кинематическим импульсом P_0 через магнитный спектрометр [10]. При этом определялись поправки для установочных параметров спектрометра (угло-

вое отклонение $\Delta\theta$ и смещение центра мишени в горизонтальной плоскости на величину R).

Для каждого i -го события разыгрывались: 1) энергия налетающего фотона $E_{\gamma i}$, 2) координаты точки (x_i, y_i, z_i) в мишени, 3) угол вылета протона θ_p^* в с.ц.м., 4) азимутальный угол протона φ_p^* в с.ц.м. Далее рассчитывались импульс P_{pi} и углы вылета θ_{pi} и φ_{pi} протона в лабораторной системе. На основе полученных значений P_p , θ_p и φ_p рассчитывались компоненты импульса протона P_{xi} , P_{yi} , P_{zi} для его трассирования в магнитном поле ППМ (методика вычисления поля и трассирования в нем изложена в работе [6]). Затем рассчитывалась траектория протона в магнитном спектрометре. Для случаев, когда частица проходила через весь спектрометр, определялись импульс P_{π^0} и направление движения θ_{π^0} и $\varphi_{\pi^0} = \varphi_p$ π^0 -мезона. Так как среднее время жизни пиона мало ($\sim 10^{-16}$ с), мы считали, что распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ происходит в разыгрываемой точке (x_i, y_i, z_i) мишени.

В нашей схеме расчета мы следили лишь за регистрацией одного γ -кванта, т. е. в случае, когда первый γ_1 -квант не попадал в «окно» черен-

ковского счетчика, расчет траектории второго γ_2 -кванта не проводился и испытание не приводило к регистрации акта фоторождения. Это ограничение учитывалось в дальнейшем при определении эффективности установки введением поправочного множителя $k = 2$. Таким образом строилась траектория только для распадного γ_1 -кванта. Для этого разыгрывался угол испускания одного фотона θ_{γ} относительно направления π^0 -мезона по закону

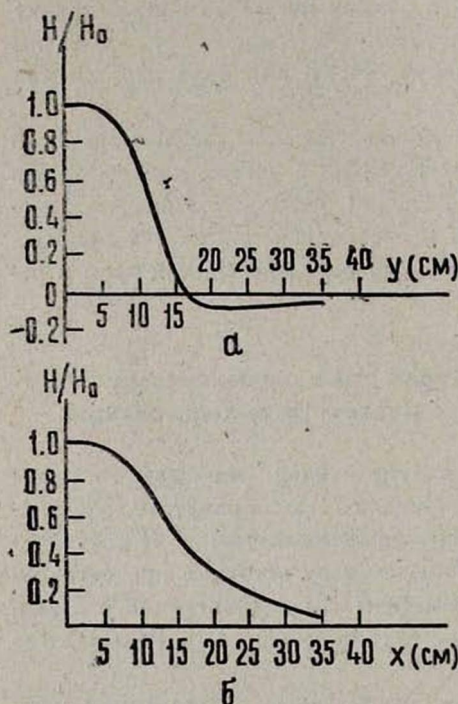


Рис. 1. Распределение магнитного поля ППМ, ХФТИ: а) в медианной плоскости, б) в аксиальной плоскости.

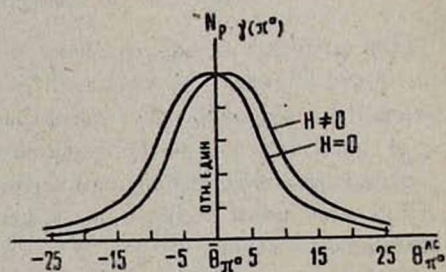


Рис. 2. Эффективность регистрации $[\rho - \gamma (\pi^0)]$ -совпадений в зависимости от угла смещения черенковского счетчика $\theta_{\pi^0}^{sc}$ от среднего значения $\theta_{\pi^0}^{av}$.

$$P(\theta_{\gamma}) = \frac{1 - \beta_{\pi}^2}{2\pi(1 - \beta_{\pi} \cos \theta_{\gamma})^2},$$

а также азимутальный угол φ_{γ} и проверялось попадание этого фотона в «окно» черенковского счетчика.

В случае попадания этого фотона π^0 -мезон считался зарегистрированным и рассчитывались энергии испущенных фотонов E_{γ_1} и E_{γ_2} . Принимая во внимание разрешающую способность черенковского счетчика по энергии, по закону Гаусса разыгрывались значения энергий распадных фотонов E_{γ_1} и E_{γ_2} , и рассчитывалась полная энергия π^0 -мезона $E_\pi = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$. Для всех полезных случаев ЭВМ строила гистограммы, которые служили для дальнейшей обработки данных.

При изучении реакции π^0 -фоторождения вклад фоновых процессов с множественным образованием γ -квантов от некогерентной части излученного спектра фотонов должен оцениваться экспериментально при «нарушенной» кинематике. С этой целью изменяется угол черенковского счетчика в обе стороны от первоначального угла $\bar{\theta}_\pi^*$, соответствующего двухчастичной кинематике. Для определения минимального изменения угла, при котором вклад одиночных π^0 -мезонов незначителен, методом Монте-Карло рассчитывалась эффективность регистрации исследуемого процесса в зависимости от варьируемого угла θ_π^* . На рис. 2 приводятся расчетные кривые эффективности регистрации в зависимости от угла черенковского счетчика при $E_\gamma = 1,5$ ГэВ и $\bar{\theta}_\pi^* = 130^\circ$ в с.д.м. для случаев с включенным ($H \neq 0$) и выключенным ($H = 0$) полем ППМ. Как видно, область регистрации одиночного π^0 -мезона довольно широкая, поскольку регистрируется один распадный γ -квант в совпадении с протоном отдачи. В случае с включенным полем ППМ область регистрации $[p - \gamma (\pi^0)]$ -совпадений расширяется. Вклад фоновых процессов будет определяться при сравнении данных расчета Монте-Карло с экспериментальной $\theta_\pi^* (\gamma)$ -зависимостью.

Как было показано в работе [6], для устранения влияния магнитного поля ППМ спектрометр необходимо установить под углом $\Theta_1 = \Theta_0 + \Delta\Theta$ и сместить центр мишени на величину $R(x_0, y_0)$ в горизонтальной плоскости.

Поправочные величины $\Delta\Theta$ и R были рассчитаны в случае ППМ ХФТИ АН УССР. Результаты расчета для угла отклонения $\Delta\Theta$ и смещения мишени R в зависимости от импульса частицы приведены соответственно на рис. 3 и 4. Они хорошо согласуются в перекрываемой области импульсов с аналогичными расчетами работы [6].

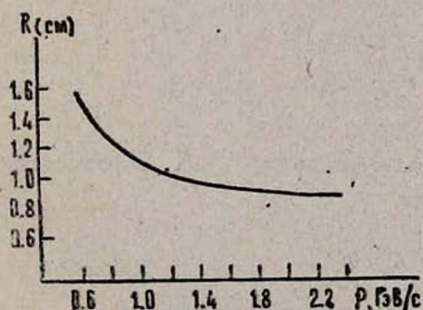


Рис. 3. Линейное смещение центра мишени в горизонтальной плоскости.

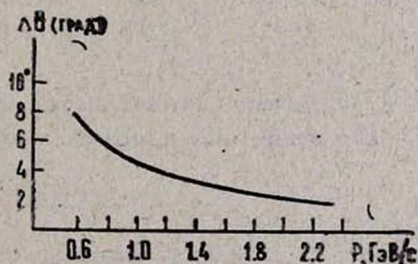


Рис. 4. Угловое смещение частицы в магнитном поле ППМ ХФТИ.

Используя данные расчетов Монте-Карло, а также известные значения дифференциальных сечений исследуемого процесса, можно оценить

ожидаемое число событий в случае неполяризованных первичных частиц. Напишем выражение, связывающее выход исследуемой реакции с дифференциальным сечением, в виде интеграла

$$C = f \int_{E_T, \theta_\pi^*} \left(\frac{dn}{dE_T} \right) N_p \frac{d\Omega^*}{dE_T} (E_T, \theta_\pi^*) W(E_T, \theta_\pi^*) d\Omega^* dE_T, \quad (4)$$

где $(dn/dE_T) dE_T$ — число падающих фотонов в интервале $E_T, E_T + dE_T$, N_p — число протонов, приходящееся на 1 см^2 мишени, $d\Omega^*/dE_T$ — дифференциальное сечение процесса, $W(E_T, \theta_\pi^*)$ — вероятность регистрации, f — общий поправочный коэффициент.

Поскольку интегрирование в (4) ведется в малой области изменения переменных E_T и θ_π^* (акцептансы экспериментальной установки), то можно из-под интеграла вынести слабо меняющиеся величины, взяв их при средних значениях $\bar{E}_T$ и $\bar{\theta}_\pi^*$. Тогда для выхода исследуемого процесса будем иметь

$$C = f N_p N_T \frac{d\Omega^*}{dE_T} J, \quad (5)$$

где $J = \int W(E_T, \theta_\pi^*) d\Omega^* dE_T$.

Значение интеграла J , задающего величину эффективности регистрации, определяется из расчетов эксперимента методом Монте-Карло. С помощью (5) были рассчитаны выходы планируемого эксперимента в исследуемой области энергий и углов для интенсивности пучка фотонов $\sim 10^9 \text{ эф. кв./с.}$ Полученные результаты приведены в таблице в единицах (соб./час). Как видно, ожидаемое число событий достаточно приемлемо для выполнения на ускорителе экспериментальных измерений.

Таблица

$E_T \backslash \theta_\pi^*$	90°	100°	110°	120°	130°	140°
0,9	40	41	42	61	78	104
1,05	31	39	40	56	74	90
1,2	30	36	39	63	72	73
1,35	29	35	41	42	57	72
1,5	35	42	52	73	70	89
1,65	31	42	60	105	51	94

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Вартапетяну за постоянное внимание и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Copley L. A., Karl G., Obyrk E. Nucl. Phys., B13, 303 (1969).
2. Barker I. S., Donnachie A., Storrow J. K. Preprint DL/P232, 1975.
3. Moorhouse R. G., Oberlack H., Rosenfeld A. H. Phys. Rev., D9, 1 (1974).
Barbour J. M., Crawford R. L., Parsons N. H. Nucl. Phys., B141, 253 (1978).
Metcalf W. J., Wolker R. L. Nucl. Phys., B76, 253 (1974).

4. Abrahamian L. O. et al. Phys. Lett., 48B, 463 (1974).
5. Деркач А. Я. и др. Препринт ХФТИ 78—47, 1978.
6. Казарян А. П. и др. Препринт ЕФИ—491 (34)—81, 1981.
7. Телегин Ю. Н. и др. Препринт ХФТИ—80—24, 1980.
8. Abrahamian L. O. et al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972).
9. Абрамян Л. О. и др. ЯФ, 18, 817 (1973).
10. Вартапетян Г. А. и др. Препринт ЕФИ—576 (63)—82, 1982.

**ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԹԻՐԱԽԻ ՎՐԱ π^0 -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆՄԱՆ
ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ԿՐԿՆԱԿԻ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԳԻՏԱՓՈՐՁՈՒՄ**

Ա. Լ. ԳՈԼԵՆԴՈՒԽԻՆ, Հ. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ժ. Վ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է Σ , P և T բևեռացման պարամետրերի չափման մեթոդը, բերված է դիտարկումի Մոնտե-Կարլո հաշվարկը էներգիայի $E_{\gamma} = 0,8-2,0$ ԳԷՎ և անկյան $\theta_{\pi^0}^* = 90^\circ-140^\circ$ տիրույթում մասսաների կենտրոնի սխեմանում: Ստացված արդյունքների հիման վրա տրված են π^0 ֆոտոնման ռեակցիայի էլքերի արժեքները:

**CALCULATION OF π^0 -MESONS PHOTOPRODUCTION REACTION
ON POLARIZED PROTON TARGET IN THE DOUBLE
POLARIZATION EXPERIMENT**

A. L. GOLENDUKHIN, A. P. KAZARYAN, Zh. V. MANUKYAN,
A. M. SIRUNYAN

The technique for the measurement of polarization parameters Σ , P and T is described and Monte—Carlo simulation of the "beam—target" type double polarization experiment on π^0 -mesons photoproduction is carried out for energies $E_{\gamma} = 0.8 - 2.0$ GeV and C. M. S. angles $\theta_{\pi^0}^* = 90-140^\circ$. On the basis of obtained results the yields of π^0 -photoproduction reaction were estimated.