

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФИ-763(78)-84

---

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

И.А.КЕРОПЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СВЯЗАННЫХ ПРОТОНОВ  
ВЕЩЕСТВА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ МИШЕНИ

ЕРЕВАН-1984

Асимметрия сечения фотообразования нейтрального пиона в реакции



на поляризованных протонах при неполяризованном пучке  $\gamma$  - квантов определяется по формуле

$$T = \frac{1}{P} \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow}, \quad (1)$$

где  $P$  - степень поляризации протонов,  $N \uparrow$  и  $N \downarrow$  - выходы реакции при двух ориентациях направлений поляризации протонов перпендикулярно плоскости реакции.

В поляризованных протонных мишенях (ППМ), используемых в экспериментах, рабочее вещество мишени представляет собой сложное молекулярное соединение (этиленгликоль -  $C_2H_6O_2$ , бутанол -  $C_4H_{10}O$  и др.), в котором наряду со свободными поляризованными протонами имеются и связанные протоны в ядрах углерода и кислорода, на которых также происходит процесс фоторождения  $\pi^0$  - мезонов. Ввиду этого асимметрия мишени экспериментально определяется следующим образом:

$$T_{\text{цм}} = \frac{1}{P \cdot K} \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow}, \quad (2)$$

где  $K$  - отношение выхода реакции на свободных протонах образца мишени к полному выходу реакции, т.е.

$$K = \frac{N_{\text{своб}}}{N_{\text{полн}}} \quad (3)$$

Из формулы (2) видно, что знание величины  $K$  необходимо как с точки зрения оценки в ходе планирования эксперимента объема набираемой статистики для определения асимметрии  $T_{\text{изм}}$  с заданной точностью, так и с точки зрения определения  $T_{\text{изм}}$  при обработке экспериментальных данных. Вместе с тем, необходимо искать пути по повышению значения величины  $K$ , поскольку точность измеряемой асимметрии обусловлена также членом  $b(K)/K^2$

Следует отметить, что перечисленные выше обстоятельства, связанные со значением коэффициента  $K$ , остаются в силе также в дважды поляризационных экспериментах (ДПЭ) по измерению динамических величин  $N_x$ ,  $G_x$ ,  $P_{x_1}^*$  и  $P_{x_2}^*$ . В связи с этим, получение расчетным путем зависимости  $K$  от  $E_\gamma$  и  $\theta_{\pi^*}$  становится актуальной задачей. Важность этой проблемы обусловлена также тем, что сравнение отдельных измерений коэффициента  $K$  с зависимостью  $K(E_\gamma, \theta_{\pi^*})$  может привести к существенной экономии пучкового времени.

Заметим, что значения  $K$  в экспериментах по фоторождению  $\pi^{\pm,0}$ - мезонов в резонансной области энергии  $\gamma$ - квантов сильно меняются в зависимости от типа экспериментальной установки.

В эксперименте [1] по измерению асимметрии мишени  $T$  реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^+ p$  в области  $E_\gamma = (0,5 - 2,2)$  ГэВ используется ПШМ с рабочим веществом бутанол. Установкой регистрируются только  $\pi^+$ - мезоны. Среднее значение коэффициента  $K$  составляет 0,4.

В эксперименте [2] по измерению  $T$  реакции  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  также используется одноплечевая установка. Рабочим веществом ПШМ является этиленгликоль. Измерения проводились на полиэтилене, и в энергетической области  $E_\gamma = (0,33 - 1,2)$  ГэВ получили для  $K$  значения в диапазоне 0,1 - 0,35. В целях увеличения вклада от свободных протонов авторы работы [2] использовали фотоны когерентного тормозного излучения электронов, что привело к увеличению величины  $K$  на 30%. Измеренные значения  $K$  хорошо согласуются с приведенными авторами расчетными значениями.

В эксперименте [3] по измерению асимметрии мишени  $T$  реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- p$  используется нейтронная поляризованная мишень, образцом которой служит дейтрированный бутанол. Отрицательный пион  $\pi^-$  и протон  $p$  регистрируются соответственно магнитным спектрометром и пробегным счетчиком. В энергетической области  $E_\gamma = ((0,5 - 0,9)$  ГэВ для величины  $K$  получено значение  $\sim 0,65$ .

Работа [4] посвящена дважды поляризационному эксперименту типа "пучок-мишень". Рабочим веществом мишени является бутанол. Для регистрации протона  $p$  и нейтрального пиона  $\pi^0$  из реакции  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  используются соответственно магнитный спектрометр и спектрометр полного поглощения, регистрирующий два  $\gamma$ - кванта от распада  $\pi^0$ - мезона. В области энергии первичных  $\gamma$ - квантов  $E_\gamma = (1,1 - 2,3)$  ГэВ значение  $K$  меняется в диапазоне 0,7 - 0,85.

В настоящей работе проводится расчет зависимости коэффициента  $K$  от  $E_\gamma$  и  $\theta_{\pi^*}$  в той кинематической области энергии первичных  $\gamma$ - квантов и углов  $\theta_{\pi^*}$  - мезона в СЦМ, где планируется проведение измерений асимметрии мишени с помощью

экспериментальной установки, в которой для регистрации протонов и  $\pi^0$ - мезонов используются пробный спектрометр и спектрометр полного поглощения на основе кристаллов NaI, соответственно [5].

Расчет проводился с учетом формы тормозного спектра  $\gamma$ -квантов. Рассматривался как аморфный спектр  $\gamma$ -квантов, так и спектр с квазимонохроматическим пиком при двух значениях отношения интенсивностей ( $I_{\text{пик}} / I_{\text{аморф}}$ ), равным 6 (соответствует коллимации  $\pm 0,16$  мр) и 17 (коллимация  $\pm 0,16$  мр). Целесообразность проведения расчета значения  $K$  для энергетического спектра  $\gamma$ -квантов с квазимонохроматическим пиком обусловлена двумя факторами:

1) определение степени увеличения значения  $K$  при переходе от аморфного спектра  $\gamma$ -квантов к спектру с монохроматическим пиком;

2) определение уровня значения  $K$ , имеющего важное значение в дважды поляризованном эксперименте типа "поляризованный пучок - поляризованная мишень".

В планируемом эксперименте по измерению асимметрии мишени рабочим веществом ПМ является этиленгликоль, для которого коэффициент  $K$  определяется как

$$K_1 = \frac{N_{H_6}}{N_{C_2 H_6 O_2}}, \quad (4)$$

где  $N_{C_2 H_6 O_2}$  - полный выход реакции, равный полусумме выходов при двух ориентациях поляризации протонов, т.е.  $\frac{1}{2}(N_+ + N_-)$ ,  $N_{H_6}$  - выход реакции на протонах, который определяется дополнительным экспериментом, когда аппендикс ПМ наполняется жидким водородом.

Для определения выхода реакции на свободном протоне часто на практике используется методика вычитания  $CH_2-C$ , когда дополнительные измерения проводятся на двух твердых мишенях: полиэтилене  $CH_2$  и углероде  $C$ , что сравнительно проще, чем проведение измерений на жидком водороде. В этом случае коэффициент  $K$  будет

$$K_2 = \frac{N_{H_2}}{N_{CH_2}} \quad (5)$$

и коэффициент для этиленгликоля ( $K_1$ ) получается путем введения в  $K_2$  соответствующей поправки на присутствие в образце мишени ядер кислорода.

Коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$ , выраженные через дифференциальные сечения взаимодействия, имеют следующий вид:

$$K_1 = \frac{3d^2\sigma_p/d\Omega dP}{d^2\sigma_c/d\Omega dP + d^2\sigma_o/d\Omega dP + 3d^2\sigma_p/d\Omega dP} \quad (6)$$

$$K_2 = \frac{2d^2\sigma_p/d\Omega dP}{d^2\sigma_c/d\Omega dP + 2d^2\sigma_p/d\Omega dP}$$

где  $d^2\sigma_p/d\Omega dP$ ,  $d^2\sigma_c/d\Omega dP$ ,  $d^2\sigma_o/d\Omega dP$  - дифференциальные сечения фотообразования нейтрального пиона соответственно на свободном протоне, на ядрах углерода и кислорода.

Расчет проводился в импульсном приближении, где сечение на ядре равно сумме сечений на отдельном нуклоне

$$d^2\sigma_c/d\Omega dP = \int_0^\pi (Z_S \rho_S(P_N) \omega_S + Z_P \rho_P(P_N) \omega_P) P_N^2 dP_N \quad (8)$$

$$\int_0^\pi \left(1 - \frac{P_N \cos \theta_N}{E_N}\right) \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\cos \theta^*}{aP} \frac{d\sigma^*}{\cos \theta} \delta(E_N - T_p - E_p - \theta_N - P_N - C_N - \theta_N) \sin \theta_N d\theta_N$$

Здесь  $Z_s$ ,  $Z_p$  - число протонов на  $s$  и  $p$  оболочках,  $\mathcal{D}_s$  и  $\mathcal{D}_p$  - коэффициенты поглощения продуктов реакции на  $s$  и  $p$  оболочках. Для углерода  $\mathcal{D}_s = 0,59$  и  $\mathcal{D}_p = 0,75$ . Для кислорода согласно работе [6]  $\mathcal{D}_s = 0,65$  и  $\mathcal{D}_p = 0,83$ .  $P_N$ ,  $\theta_N$ ,  $\varphi_N$  - импульс, полярный и азимутальный углы протона в ядре.  $\rho_s(P_N)$ ,  $\rho_p(P_N)$  - импульсные распределения протонов на  $s$  и  $p$  оболочках [7]

$$\rho_s(P_N) = \frac{1}{4\pi^{3/2} P_s^3} e^{-P_N^2/P_s^2} \quad P_s = 170 \text{ МэВ/с} \quad (9)$$

$$\rho_p(P_N) = \frac{2}{3\pi^{3/2} P_p^3} \frac{P_N^2}{P_p^2} e^{-P_N^2/P_p^2} \quad P_p = 110 \text{ МэВ/с}$$

$\frac{d\cos\theta^*}{d\varphi} \frac{d\varphi^*}{d\cos\theta}$  - якобиан перехода от СЦМ к лабораторной системе.  $\delta(E_\gamma, T_p, \theta_p, \theta_\pi, P_N, \theta_N, \varphi_N)$  - функция, отличная от нуля только в том случае, когда протон с кинетической энергией  $T_p$  и углом  $\theta_p$  находится в кинематической области эксперимента и хотя бы один из  $\gamma$  - квантов от распада  $\pi^0$ - мезона регистрируется установкой. Сечения фотообразования нейтрального пиона в СЦМ  $d\sigma/d\Omega^*$  были представлены в виде разложения по полиномам Лежандра

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \sum_e A_e(E_\gamma) P_e(\cos\theta^*), \quad (10)$$

где  $E_\gamma$  - энергия первичного  $\gamma$  - кванта в лабораторной системе,  $\theta^*$  - угол пиона в СЦМ. Коэффициенты разложения брались из работы [8].

Интеграл (9) с учетом формы тормозного спектра вычисляется по следующей схеме. При каждой фиксированной энергии  $E_\gamma$  первичного  $\gamma$  - кванта проводилось интегрирование по кинетической энергии  $T_p$ , углу  $\theta_p$  протона отдачи. Из кинематики определялся угол  $\theta_\pi$  нейтрального пиона и при фиксированном

его значении проводилось интегрирование по азимутальному углу пиона в интервале  $(0, 2\pi)$  и по угловому распределению распада нейтрального пиона  $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$ . Полученный выход нормировался на полную вероятность. В случае отличия от нуля полученной вероятности вычислялся угол пиона в СЦМ  $\theta_\pi^*$ , определялось сечение  $d\sigma/d\Omega^*$  для фиксированной энергии  $\gamma$  - кванта и угла  $\theta_\pi^*$ , интегрировалось выражение (9) в данном интервале  $E_\gamma$  для каждой формы используемого спектра.

Результаты расчетов коэффициента  $K$  для этиленгликоля и полиэтилена приводятся в табл. 1 и 2.

Из таблиц видно, что в исследуемой области энергии  $E_\gamma$  и углов  $\theta_\pi^*$  величина коэффициента  $K$  для аморфного спектра  $\gamma$  - пучка лежит в интервале 0,56 - 0,69. Поскольку увеличение  $K$  при переходе от аморфного спектра к тормозному спектру с монохроматическим пиком составляет несколько процентов, то целесообразно измерение асимметрии мишени проводить при аморфном спектре  $\gamma$  - пучка.

Значения коэффициента  $K$  для тормозного спектра с квази-монохроматическим пиком при мягкой коллимации меняются в пределах 0,63 - 0,72. Поскольку переход от мягкой коллимации к жесткой не дает выигрыша в значении  $K$ , то измерения наблюдаемых величин  $H_x$  и  $G_z$  в ДПЭ следует проводить для тормозного спектра с коллимацией  $\pm 0,16$  мр.

Таблица 1

Значения величины  $K_1$  для этиленгликоля

$\theta_{\pi^*}$	Пози- ции	$\Delta E_{\gamma}$ (ГэВ)	Аморфный спектр	Мягкая коллима- ция	Тестная коллима- ция
60°	I	0,77-1,23	0,692	0,755	0,759
	II	I,0 -1,5	0,609	0,664	0,706
80°	I	0,70-0,95	0,690	0,722	0,751
	II	0,85-1,20	0,562	0,627	0,630

Таблица 2

Значения величины  $K_2$  для полиэтилена

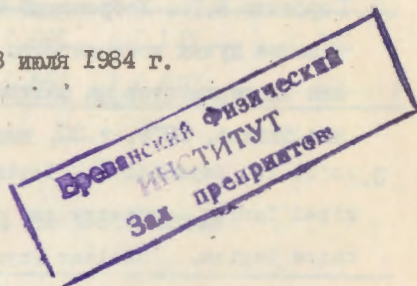
$\theta_{\pi^*}$	Пози- ции	$\Delta E_{\gamma}$ (ГэВ)	Аморфный спектр	Мягкая коллима- ция	Тестная коллима- ция
60°	I	0,77-1,23	0,750	0,804	0,806
	II	I,0 -1,5	0,675	0,725	0,762
80°	I	0,70-0,95	0,748	0,776	0,801
	II	0,85-1,20	0,663	0,691	0,695

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Althoff K.H., Feller P., Herr H. et al. Photoproduction of  $\pi^+$  Mesons on Polarized Protons at Photon Energies Between 0.5 and 2.2 GeV Nuclear Physics B 1973, vol.53, p.9-18.
2. Горбенко В.Г., Жабровский Ю.В., Карнаухов И.М. и др. Использование пучка когерентного тормозного излучения для проведения экспериментов на поляризованной протонной мишени. Ядерная физика, 1979, т.30, вып.1(7), с.136-141.
3. Fujii K., Hayashi H., Iwata S. et al. Measurement of polarized Target Asymmetry on  $\gamma p \rightarrow \pi^+ p$  around the second resonance region. Nuclear Physics B 1981, vol.187, p.53-70.
4. Bussey P.T., Rutherglen T.G., Booth P.S.L. et al. Measurements of the Double Polarization Parameters G and H in Neutral Pion Photoproduction. Nuclear Physics B 1979, vol.159, p.383-396.
5. Керолян И.А., Петросян Э.В. Расчет методом Монте-Карло эксперимента по измерению асимметрии сечения фоторождения  $\pi^0$  - мезона на поляризованной протонной мишени. Препринт БИИ-627(17)-83, Ереван, 1983.
6. Gerhard Jacob, Th.A.Maris Quasi-Free Electron-Proton Scattering Nuclear Physics 1962, vol.32, p.139-151.
7. John Potter Quasi Free Electron Scattering in the Impulse approximation Nuclear Physics 1963, vol.45, p.33-40

8. Багдасарян А.С., Керолян И.А., Петросян Ж.В. Аппроксимация угловой зависимости дифференциального сечения фотообразования нейтрального пиона на протоне. Препринт ВФИ-762(77)-84, Ереван, 1984.

Рукопись поступила 13 июля 1984 г.



И.А.КЕРОЛЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СВЯЗАННЫХ ПРОТОНОВ ВЕЩЕСТВА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ  
ПРОТОННОЙ МИШЕНИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ МИШЕНИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 25/ХП-84г.

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,0

Зак. тип. № 942

ВФ-02995 Формат 60x84/16

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Индекс 3624

---