С 346,46
Х-303

18/IX-

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

3194/2-72

Р1-6414

М.С.Хвастунов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\pi^- p \to \pi^0 (\eta) n$ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

1972

P1-6414

М.С.Хвастунов

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\pi^- p \to \pi^0 (\eta) n$ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

При сравнении экспериментальных данных по перезарядке $\pi^- p \to \pi^0(\eta) n$ с теоретическими расчётами важно знать дифференциальное сечение под нулем: $(d\sigma / dt)_{t = t_{min}}$, где t – квадрат передаваемого 4-импульса. Поскольку величина t_{min} близка к нулю, то в эксперименте по измерению $(d\sigma / dt)_{t = t_{min}}$ необходима высокая точность по t.

Величина t вычисляется по известной формуле

$$t = m_0^2 + m^2 - 2 E_0 E + 2 p_0 p \cos\theta, \qquad (1)$$

где m, E, p – масса, полная энергия и импульс $\pi^0(\eta)$-мезона, m_0, E_0, p_0 – аналогичные величины для налетающего π^--мезона, $\theta = (\widehat{\vec{p}_{\pi^-}, \vec{p}_{\pi^0(\eta)}})$ – угол вылета $\pi^0(\eta)$-мезона. В системе центра масс $(\pi^- p)$ энергия $\pi 0(\eta)$-мезона постоянна (если фиксирован импульс налетающего π^--мезона) и единственной переменной величиной является угол вылета θ. В системе центра масс $(\pi^- p)$ с осью y, ориентированной вдоль импульса π^--мезона, угол θ вычисляется по формуле

$$\cos\theta = \frac{a\, m_1 + m_2}{(1 + a)\sqrt{1 - 1/\gamma^2}}, \qquad (2)$$

где $m_1 = \cos(\widehat{\vec{p}_{\pi^-}, \vec{p}_1})$, $m_2 = \cos(\widehat{\vec{p}_{\pi^-}, \vec{p}_2})$, $\gamma = E/m$, $a = E_1/E_2$, а $\vec{p}_1$, E_1 и $\vec{p}_2$, E_2 – импульсы и энергии фотонов от распада $\pi 0(\eta)$-мезона.

Параметр $a = E_1/E_2\ (E_1 \leq E_2)$ можно выразить через угол $\theta_{\gamma\gamma}$ разлета фотонов от распада $\pi^0(\eta)$-мезона и полную энергию этого мезона:

$$a = (1 - \sqrt{1 - 1/\xi^2}) / (1 + \sqrt{1 - 1/\xi^2}) , \qquad (3)$$

где $\xi = \sin(\theta_{\gamma\gamma}/2) / \sin(\theta_m/2)$, $\sin(\theta_m/2) = m/E$.

Из приведенных формул видно, что при одних угловых измерениях распадных фотонов возможно с точностью до двузначности восстановление направления полета $\pi^0(\eta)$ -мезона. Оба возможных направления вычисляются по формуле (2), одному направлению соответствует значение параметра a, вычисленное по формуле (3), т.е. $a = E_1/E_2$ при $E_1 \leq E_2$, а другому направлению - обратная величина этого параметра $1/a = E_2/E_1$. Одно направление является истинным, а другое ложным. Двузначность появляется из-за того, что неизвестен более энергичный (менее энергичный) фотон из двух фотонов от распада $\pi^0(\eta)$ -мезона. Если в эксперименте, кроме угловых измерений, производятся также оценки энергий распадных фотонов, то из двух направлений можно выбрать одно, истинное. Такая процедура использовалась для восстановления направления полета $\pi^0(\eta)$-мезона (см., например, /1/).

Необходимо отметить, что описанная процедура имеет существенный недостаток, заключающийся в том, что для практического ее применения с целью получения достаточно высокого разрешения по t необходима высокая точность измерения угла разлета $\theta_{\gamma\gamma}$ и энергии E $\pi^0(\eta)$ -мезона /2/. Действительно, как следует из формулы (3), ошибка в определении параметра a, от величины которой в основном зависит разрешение по t, вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{2}{\beta} \left[\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta_{\gamma\gamma}}{2\, tg(\theta_{\gamma\gamma}/2)} \right)^2 \right]^{1/2} , \qquad (4)$$

где $\beta = \sqrt{1 - 1/\xi^2}$. Параметр β изменяется от 0 (при $\xi = 1$) до ~1 (при $\xi \gg 1$). В экспериментальных работах обычно используется область углов разлета $\theta_{\gamma\gamma}$, близких к минимальному углу $\theta_m (\xi \simeq 1)$. В цитированных выше работах /1/ параметр ξ изменялся от ~1 до ~1,15. При этом параметр β принимал значения от 0 до ~0,5. Именно в этом интервале углов $\theta_{\gamma\gamma}$ из-за малости параметра β требуется высокая точность измерения величин $\theta_{\gamma\gamma}$ и

E . Требования к точности измерения энергии E и угла $\theta_{\gamma\gamma}$ можно понизить, если из анализа исключать события с параметром β , близким к нулю.

Оценку необходимых точностей можно получить, анализируя известную схему постановки эксперимента по измерению дифференциального сечения реакции $\pi^- p \to \pi^0(\eta)\, n$. Основные элементы этой схемы - сцинтилляционные счётчики и искровые камеры, предназначенные для определения числа и направлений первичных π^--мезонов, жидководородная мишень с системой вето-счётчиков, искровые камеры с веществом и ливневые детекторы, предназначенные для измерения углов вылета и энергий фотонов от распада $\pi^0(\eta)$ -мезона.

Для сравнения приведем оценки для двух способов: в первом способе параметр a определяется по измеренным значениям энергий E_1 и E_2 распадных фотонов ($a = E_1 / E_2$), во втором способе - по углу разлета и энергии $\pi^0(\eta)$ -мезона ($a=(1-\beta)/(1+\beta), \beta=\sqrt{1-1/\xi^2}$). Ошибки в t определяются по формулам:

$$\Delta t/t \approx 2\,(a_a^2 + a_x^2 + a_\ell^2 + a_{\theta 0}^2)^{1/2} \qquad (a = E_1 / E_2) \tag{5}$$

и

$$\Delta t/t \approx 2\,(b_{p0}^2 + b_x^2 + b_\ell^2 + b_{\theta 0}^2)^{1/2}, \quad (a = (1-\beta)/(1+\beta)), \tag{6}$$

где

$$a_a = \frac{m}{\sqrt{|t|}}\,\frac{c}{\sqrt{E_0}}, \quad a_x = \sqrt{\frac{1+\beta^2}{2}}\,\frac{p_0}{\sqrt{|t|}}\,\frac{\Delta x}{\ell}, \quad a_\ell = \Delta\ell/\ell,$$

$$a_{\theta 0} = \frac{k}{\sqrt{|t|}}\sqrt{\frac{\ell_H}{2x_H}}, \qquad b_{p0} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}\,\frac{m}{\sqrt{|t|}}\,\frac{\Delta p_0}{p_0},$$

$$b_x = \frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{\sqrt{1+\beta^2}}{\beta}\,\frac{p_0}{\sqrt{|t|}}\,\frac{\Delta x}{\ell}, \qquad b_\ell = \left(\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}\,\frac{m}{\sqrt{|t|}} - 1\right)\frac{\Delta\ell}{\ell},$$

$b_{\theta 0} = a_{\theta 0}$ и m - масса $\pi^0(\eta)$ -мезона, c - константа ливневого детектора, определяемая из соотношения $\Delta E_0/E_0 = c/\sqrt{E_0}$ (ΔE_0 - ошибка измерения

энергии E_γ фотона ливневым детектором при $E_\gamma = E_0$), Δx – точность измерения координаты вершины ливня от фотона (в направлении, перпендикулярном оси пучка), ℓ – расстояние от центра мишени до вершины ливня, $\Delta\ell = \ell_H/2$, ℓ_H – длина мишени, k =0,021 Гэв, x_H – радиационная длина для жидкого водорода. Слагаемое $a_{\theta 0}(b_{\theta 0})$, соответствующее угловой ошибке для налетающего π^- -мезона, включает только ошибку, обусловленную кулоновским рассеянием π^- -мезона в жидком водороде; предполагается, что вклад других составляющих незначителен (с высокой точностью измеряется направление π -мезона до мишени). Формулы (5) и (6) получены для случая, когда все три вектора, $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ и $\vec{p}_{\pi^-}$, лежат в одной плоскости, при этом ошибка в t максимальна – по формулам (5) и (6) получаются оценки верхней границы для $\Delta t/t$.

В качестве примера приведем результаты оценки ошибки $\Delta t/t$ для реакций $\pi^- p \to \pi^0 n$ и $\pi^- p \to \eta n$ при p_{π^-} =40 Гэв/с и $c/\sqrt{E_0}$ =0,05, Δx =0,5 мм, ℓ =40 м и 20 м (для реакций $\pi^- p \to \pi^0 n$ и $\pi^- p \to \eta n$ соответственно), $\Delta\ell$ =5 см, ℓ_H =10 см, x_H =8,2 м, β =0,3 и $\Delta p_0/p_0$=0,001 (предполагается, что импульс p_0 налетающего π^- -мезона для каждого события измеряется точно с помощью системы маркировки пучковых частиц). В табл. 1 приведены результаты расчёта для реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$.

Из табл. 1 видно, что в первом способе ($a = E_1/E_2$) основной вклад в $\Delta t/t$ вносит ошибка измерения энергии распадных фотонов от π^0 -мезона (слагаемое a_a), а во втором способе ($a=(1-\beta)/(1+\beta)$) точность измерения параметра t ограничена кулоновским рассеянием налетающего π^- -мезона в мишени (слагаемое $b_{\theta 0}$) и координатной точностью искровой камеры (слагаемое b_x).

В табл. 2 приведены оценки точности измерения t для реакции $\pi^- p \to \eta n$.

Из табл. 2 видно, что в первом способе (как и для реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$) основной вклад в $\Delta t/t$ вносит ошибка измерения энергий фотонов, а во втором способе – ошибки измерения координат вершин ливней от фотонов (слагаемые b_ℓ и b_x). Точность измерения параметра t во втором способе можно повысить, увеличив расстояние от мишени до искровых камер и отбирая для анализа случаи асимметричных распадов $\pi^0(\eta)$ -мезонов (случаи с большими значениями параметра β).

Из табл. 1 и 2 следует, что при восстановлении дифференциального сечения реакции $\pi^- p \to \pi^0 n (\pi^- p \to \eta n)$ в области малых передаваемых импульсов точность второго способа $(a = (1-\beta)/(1+\beta))$ при выбранных условиях в ~ 3(5) раз выше точности первого способа $(a = E_1 / E_2)$.

Автор благодарен М.И. Адамовичу и Л.Н. Струнову за полезные обсуждения.

Таблица 1

Ошибки в t для реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$

	$-t$ (Гэв/с)^2	0,001	0,005
$\alpha = E_1/E_2$	a_α	0,214	0,095
	a_x	0,012	0,010
	a_ℓ	0,001	0,001
	$a_{\theta 0}$	0,052	0,023
	$\Delta t/t$	0,43	0,19
$\alpha = (1-\beta)/(1+\beta)$	b_{p0}	0,014	0,06
	b_x	0,039	0,017
	b_ℓ	0,016	0,007
	$b_{\theta 0}$	0,052	0,023
	$\Delta t/t$	0,14	0,06

Таблица 2

Ошибки в t для реакции $\pi^- p \to \eta n$

	$-t$ (Гэв/с)^2	0,00I	0,005
$\alpha = E_1/E_2$	a_α	0,868	0,388
	a_x	0,023	0,0I0
	a_ℓ	0,002	0,00I
	$a_{\theta 0}$	0,052	0,023
	$\Delta t/t$	I,74	0,78
$\alpha = (1-\beta)/(1+\beta)$	$b_{\rho 0}$	0,055	0,025
	b_x	0,078	0,035
	b_ℓ	0,I36	0,06I
	$b_{\theta 0}$	0,052	0,023
	$\Delta t/t$	0,35	0,I6

Литература

1. P.Borgeaud et al. Phys.Lett., 10, 134 (1964);
   A.V.Stirling et al. Phys.Rev.Lett., 14, 763 (1965);
   O.Guisan et al. Phys.Lett., 18, 200 (1965).
2. М.С. Хвастунов. Автореферат диссертации, ОИЯИ, 1-5220, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1972 года.