

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ π^+ -МЕЗОНА

Т.А. Айбергенов, П.С. Баранов, О.Д. Безниско, А.А. Нафиков, А.И. Осадчий
В.Г. Раевский, Е.И. Тамм, С.Н. Черепня, Л.В. Фильков, Л.Н. Штарков

УДК 539.124.17

Измерено сечение упругого рассеяния фотонов на π^+ -мезонах в области $s_1 = (6,5 \pm 0,5)\mu^2$ и $\Theta_{\gamma\pi}^{СИМ} = 130^\circ \pm 30^\circ$. Из полученных экспериментальных данных определена поляризуемость π^+ -мезона $a_{\pi^+} = (20 \pm 12) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Поляризуемость π -мезона может быть определена из экспериментальных значений дифференциального сечения упругого рассеяния фотонов на пионах. В работах [1-3] было предложено выделить сечение процесса

$$\gamma + \pi \rightarrow \gamma' + \pi' \quad (1)$$

из экспериментальных данных по радиационному фоторождению пионов

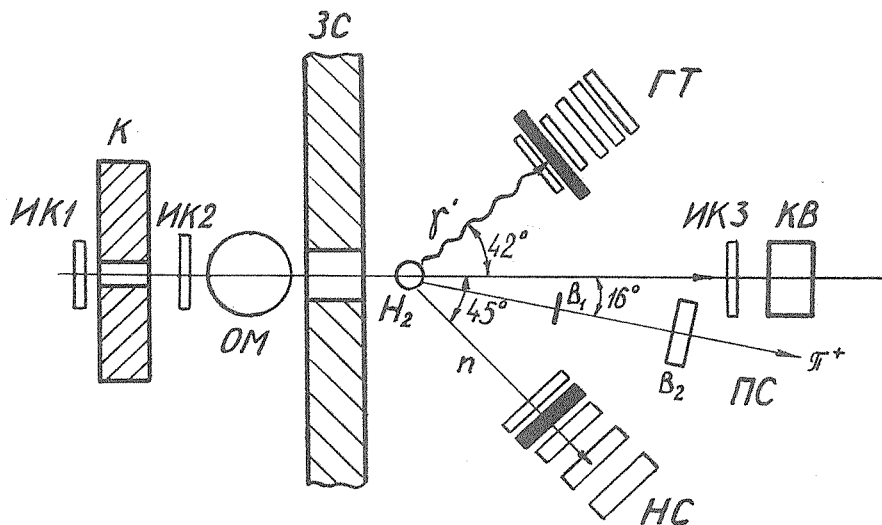
$$\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi + N \quad (2)$$

путем экстраполяции сечения этого процесса по квадрату передаваемого импульса (t) в пионный полюс.

В предыдущей работе [4] нами было получено значение дифференциального сечения $\gamma\pi^+$ -рассеяния для квадрата полной энергии в с.ц.м. $\gamma\pi$ -системы $s_1 = (1,5 \pm 0,5)\mu^2$ (μ - масса пиона) и угла рассеяния $\Theta_{\gamma\pi} = 150^\circ \pm 30^\circ$, которое согласуется со значением борновского сечения. Было показано, что для определения поляризуемости пиона следует провести измерения дифференциального сечения реакции (1) в области больших значений s_1 (до $s_1 \sim 10\mu^2$).

Настоящая работа посвящена измерению дифференциального сечения $\gamma\pi^+$ -рассеяния для $s_1 > 4\mu^2$ и $\Theta_{\gamma\pi} > 100^\circ$ и определению поляризуемости пиона.

Эксперимент проводился на 1,2 ГэВ электронном синхротроне ФИАН "Пахра". Расположение детекторов изображено на рис. 1. Характерная особенность этого эксперимента состоит в том, что нейтрон отдачи и образовавшийся пион регистрировались по одну сторону от первичного пучка фотонов, что позволяет проводить измерения в области, удовлетворяющей вы-

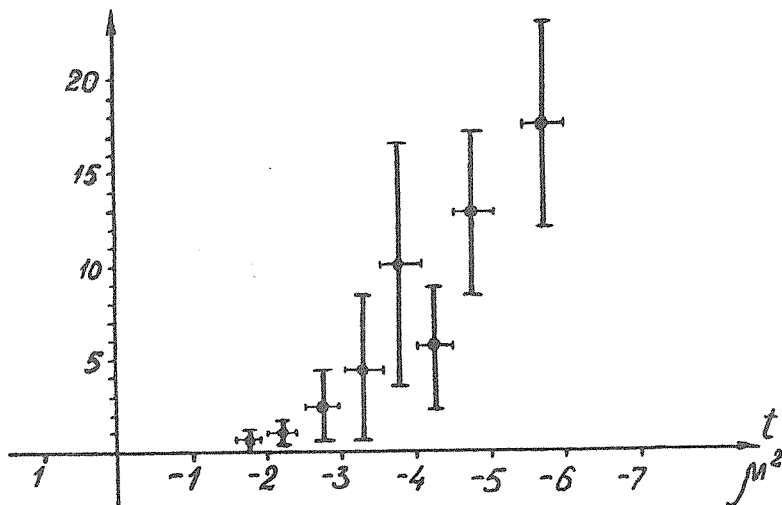


Р и с. 1. Геометрия опыта: К – коллиматор, ОМ – очистительный магнит, ЗС – защитная свинцовая стенка, Н₂ – жидководородная мишень, КВ – квантометр, ИК1,2,3 – тонкостенные ионизационные камеры, НС – спектрометр нейтронов, ГТ – гамма-телескоп, ПС – π-спектрометр

шеуказанным значениям s_1 и $\Theta_{\gamma\pi}$. Подробное описание используемой нами экспериментальной установки содержится в работе /5/. Как и в работе /4/, в этом эксперименте нами измерялись углы вылета нейтрона, пиона и рассеянного гамма-кванта, а также энергии нейтрона и пиона.

При работе с мишенью, наполненной водородом, за пять сеансов общей продолжительностью 120 часов было зарегистрировано около 147 тысяч тройных совпадений между нейтроном, пионом и гамма-квантом. В тех же сериях экспериментов от пустой мишени было зарегистрировано около 18 тысяч тройных совпадений за 52 часа суммарного времени экспозиции. В результате математической обработки, использующей 1С фит и распределения числа событий по χ^2 и по конвергенции, было отобрано 2767 событий от мишени, наполненной водородом, из которых при последующей обработке были с соответствующим весом вычтены 508 событий от пустой мишени, которые также были идентифицированы как принадлежащие процессу радиационного фоторождения пионов. Из всей совокупности экспериментальных данных для экстраполяции были выбраны события, лежащие в интервале по s_1 от 6 до $7 \mu^2$ и в области от $1,5$ до $5,5 \mu^2$ по t .

$$F(t) \times K(s, s_1) \times 10^{30} \text{ см}^2/\text{степ}$$



Р и с. 2. Зависимость функции $F(t)K(s, s_1)$ от квадрата передаваемого импульса t

Следуя методике обработки экспериментальных данных, изложенной в /4/, рассмотрим функцию

$$F(t) = (t - \mu^2)^2 d\sigma_{\gamma\pi N}/dt ds_1 d\Omega_{\gamma\gamma}^Q,$$

где $d\sigma_{\gamma\pi N}/dt ds_1 d\Omega_{\gamma\gamma}^Q$ — дифференциальное сечение процесса (2). Значения функции $F(t)K(s, s_1)$ приведены на рис. 2, где

$$K(s, s_1) = \frac{4\pi}{g^2} \frac{2\pi(s - m^2)^2}{\mu^2(s_1 - \mu^2)}, \quad \frac{g^2}{4\pi} = 14,6; \quad s = m^2 + 2m\nu,$$

m — масса нуклона, ν — энергия первичного фотона.

Как и в /4/, экспериментальные данные аппроксимировались функцией в виде ряда

$$F(t)K(s, s_1) = [A_0 + A_1(t - \mu^2) + A_2(t - \mu^2)^2] e^{-A_3(t - \mu^2)}.$$

Поскольку в области малых значений t экспериментальных данных, как видно из рис. 2, недостаточно, мы вынуждены были сделать предположение о том, что функция $F(t)$ при $t = 0$ проходит через нуль. Аналогичное

предположение было сделано в работах /6/ при обработке данных по реакции $\pi r \rightarrow \pi\pi N$ с целью извлечения парциальных сечений $\pi\pi$ -рассеяния.

В результате проведенной аппроксимации экспериментальных данных было получено следующее значение для дифференциального сечения пионного комптон-эффекта (в с.ц.м.):

$$d\sigma^{\text{экс}}/d\Omega_{\gamma\gamma}^Q = (5,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стер}$$

при $s_1 = (6,5 \pm 0,5) \mu^2$, $\Theta_{\gamma\pi} = 130^\circ \pm 30^\circ$.

Соответствующее этим параметрам борновское сечение

$$d\sigma^B/d\Omega_{\gamma\gamma}^Q = 7,9 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стер}.$$

Тогда, пользуясь формулой (3) из работы /4/, получаем для электрической поляризуемости π^+ -мезона значение

$$a_{\pi^+} = (20 \pm 12) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Процесс (2) не является единственно возможным для выделения комптоновского рассеяния на пионе. В работах /7/ было указано на связь процесса радиационного рассеяния адронов в кулоновском поле ядра с комптон-эффектом.

В работе /8/ из опытов по радиационному рассеянию π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ядрах было получено сечение $\gamma\pi^-$ -рассеяния и определена поляризуемость π^- -мезона

$$a_{\pi^-} = (6,8 \pm 1,4 \pm 1,6) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Полученные различными методами значения поляризуемости пиона находятся в согласии друг с другом в пределах точности измерений и согласуются с последними теоретическими оценками поляризуемости пиона /9/.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность П.А. Черенкову за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию 27 декабря 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В. Фильков, Труды ФИАН, 41, 1 (1967).
2. П.С. Баранов и др., Препринт ФИАН, № 64, М., 1973 г.
3. Д.М. Ахмедов, Л.В. Фильков, Препринт ФИАН, № 214, М., 1978 г.

4. Т.А. Айбергенов и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 33 (1982).
5. П.С. Баранов и др., Труды ФИАН, 135, 184 (1983).
6. J.P. Baton et al., Nucl. Phys.; 83, 349 (1967); Е.А. Алексеева и др., ЖЭТФ, 82, 1007 (1982).
7. I. Pomeranchuk, I. Shmushkevitch, Nucl. Phys.; 23, 452 (1961); Н.И. Старков, В.А. Царев, Л.В. Фильков, Ядерная физика, 32, 1212 (1982); А.С. Гальперин и др., Препринт ОИЯИ, P2-80-35, 1980 г.
8. M. Yu. Antipov et al., Phys. Letters, 121B, 445 (1983); Ю.М. Антипов и др., Препринт ИФВЭ, 83-143, 1983 г.
9. М.К. Волков, В.Н. Первушин, Ядерная физика, 22, 346 (1975); В.А. Петрунькин, ЭЧАЯ, 12, 692 (1981); М.К. Волков, Д. Эберт, Ядерная физика, 34, 182 (1981); А.И. Львов, Ядерная физика, 34, 522 (1981); L.V. Filkov, I. Guasu, E.E. Radescu, Phys. Rev., 26, 3146 (1982).