

ОБРАЗОВАНИЕ η -МЕЗОНОВ В π^- -СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ $p_{\pi^-} = 7,2$ Гэв/с С МАЛЫМИ ПЕРЕДАЧАМИ ИМПУЛЬСА

М. И. Адамович, Р. Т. Аствадуров, А. М. Балдин,
Я. Н. Гладкий, Г. Л. Медкумов, С. П. Харламов,
М. Н. Хачатурян, М. С. Хвостунов, Л. Н. Штарков,
Ф. Р. Ягулина

В настоящей работе излагаются результаты определения дифференциальных сечений реакции

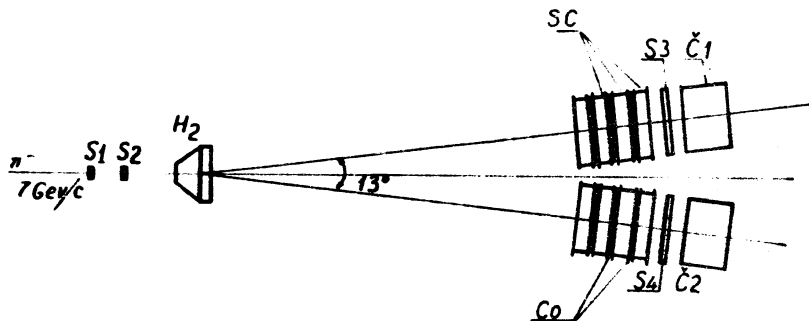


в интервале очень малых переданных 4-импульсов

$$0 < |t| \leq 0,24 \text{ (Гэв/с)}^2.$$

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Пучок отрицательных пионов с импульсом 7,2 Гэв/с ($\pm 1,5\%$) от синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ проходил через жидководородную мишень длиной 25 см. Поток пионов регистрировался двумя сцинтилля-



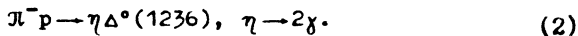
Р и с. 1. Схема экспериментальной установки. SC - искровые камеры; CO - латунные конверторы; S_1, S_2, S_3, S_4 - сцинтилляционные счетчики; \check{C}_1, \check{C}_2 - черенковские спектрометры полного поглощения; H_2 - жидководородная мишень.

пионными счетчиками, расположенными перед мишенью. Регистрация и идентификация η -мезонов производилась по их распаду на два фотона путем измерения угла разлета $\theta_{\gamma\gamma}$ фотонов и энергии E каждого фотона.

Установка для регистрации и идентификации фотонов состояла из двух одинаковых каналов. В каждом из них имелась система из четырех искровых оптических камер и ливневого черенковского спектрометра /I/ из свинцового стекла. Между искровыми камерами помещались три латунных конвертора, толщиной 0,4 рад.ед. каждый. В одном из них фотон конвертируется в электрон-позитронную пару, которая регистрируется в последующих камерах. Треки фотографировались двумя синхронно работающими фотоаппаратами. Начавшийся в конверторе электромагнитный ливень развивается в радиаторе спектрометра. Черенковское излучение электронов и позитронов ливня регистрируется в каждом канале девятью фотоумножителями ФЭУ-49. Энергетическое разрешение спектрометров (полная ширина на половине высоты) составляет $\sim 12\%$ при импульсе электронов 4 Гэв/с. Точность определения угла разлета фотонов равна $\pm 0,6^\circ$.

После просмотра и измерений было отобрано 1655 событий с двумя фотонами. Распределение событий по эффективной массе двух фотонов $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})}$ представлено на рис. 2. Положение максимума близко к массе η -мезона $M_{\eta} = 548,8$ Мэв. На этом же рисунке представлено рассчитанное по методу Монте-Карло распределение эффективных масс двух фотонов от распада η -мезонов, образованных в реакции /I/. (В расчеты вводились экспериментальные неопределенности.) Как видно из рисунка, экспериментальное распределение шире промоделированного распределения $M_{\gamma\gamma}$ для реакции /I/. Это обусловлено наличием фоновых процессов.

Одним из основных источников фона является процесс образования η -мезонов в реакции

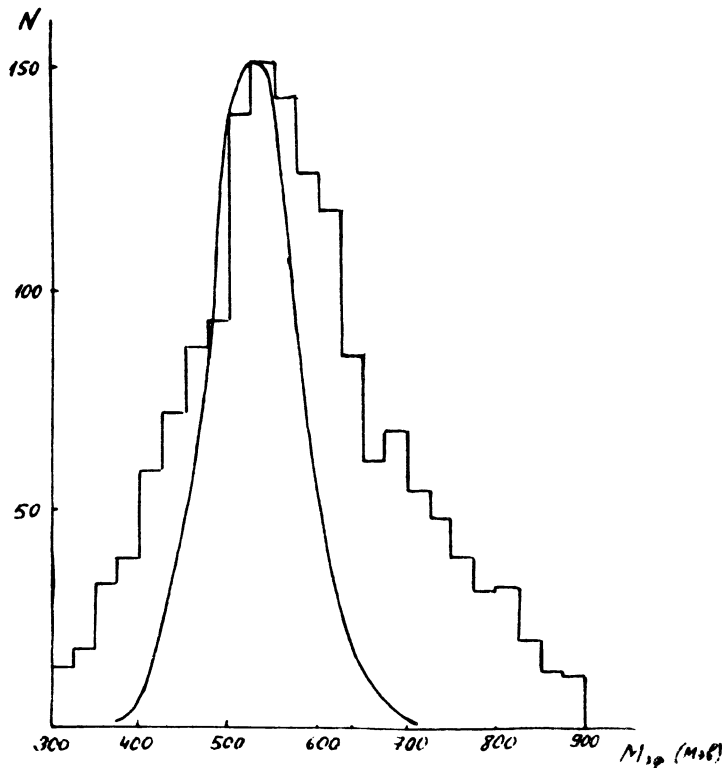


В этом процессе максимум распределения эффективных масс двух фотонов расположен там же, что и у основного процесса /I/.

Источниками фоновых событий являются также реакции образования ω -мезонов



с последующим распадом $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. В результате неконверсии или непопадания ("промашки") в черенковский



Р и с. 2. Распределение событий по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ двух фотонов. Сплошной линией изображено распределение событий в реакции /I/, рассчитанное методом Монте-Карло.

спектрометр одного из трех фотонов такое событие может имитировать событие 2γ . Вследствие этого спектр эффективных масс будет искажен и расширен в область больших значений $M_{\gamma\gamma}$.

Вклад фона от реакции (2) можно заметно уменьшить, поднимая энергетический порог $E_1 + E_2$ регистрации двух фотонов. При

установлении порога в 7,0 Гэв практически исчезает также и вклад от реакций (3) и (4) за счет "промашки" фотонов.

Оценка остающегося фона, обусловленного процессом (2), производилась, исходя из геометрической эффективности установки и

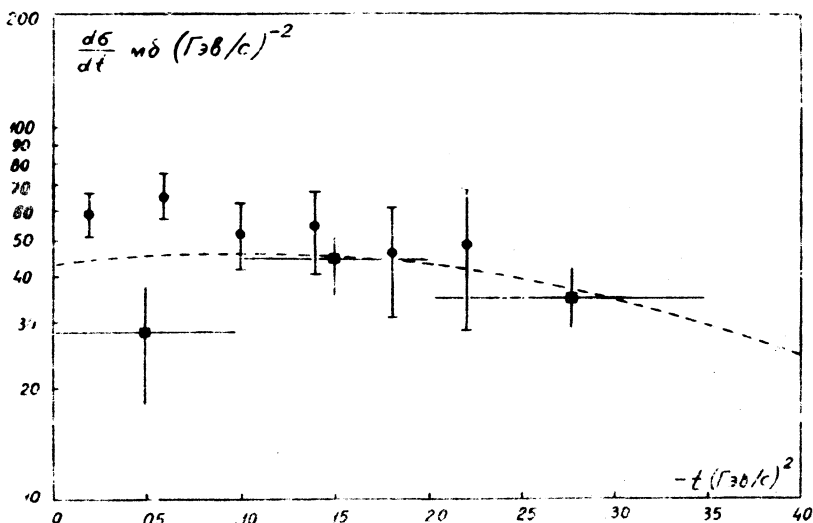


Рис. 3. Зависимость $d\sigma/dt$ от $-\ln(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$. Кружками представлены наши данные, квадратами - данные [2].

известного сечения реакции



При этом сечение реакции (2) определялось из соотношения

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^-p \rightarrow \eta\Delta^0) = \frac{1}{3} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+p \rightarrow \eta\Delta^{++}), \quad (6)$$

являющегося следствием изотопической инвариантности.

Вклад от фоновых реакций (3) и (4) за счет неконверсии одного из фотонов определялся из экспериментально наблюдаемых событий с тремя фотонами.

После вычитания фона были определены величины дифференциальных сечений реакции (1) для различных значений переданного 4-импульса. Эти результаты приведены на рис. 3. Указаны статистические ошибки.

Точность определения t составляет $\Delta t = \pm 0,015$ (Гэв/с)² при $|t| \sim 0$ и $\Delta t = \pm 0,025$ (Гэв/с)² при $|t| \sim 0,24$ (Гэв/с)².

Для сравнения на рис. 3 квадратиками изображены данные Ги-зи и др. /2/ для $p_{\pi} = 7,82$ Гэв/с, проинтерполированные к $p_{\pi} = 7,2$ Гэв/с. Горизонтальными стрелками указано разрешение по t . Как видно из рисунка, экспериментальные данные согласуются между собой.

Пунктирной линией представлена теоретическая кривая, рассчитанная по модели полюсов Редже с комплексными вычетами /3/. Параметры модели определялись из аппроксимации экспериментальных данных. Как видно, теоретическая кривая описывает наши экспериментальные данные. Модель с комплексными вычетами полюсов Редже правильно описывает также поляризацию нейтронов в реакции /1/.

Поступила в редакцию
18 января 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. N. Khachatryan et al. Nucl. Instr. and Meth., 51, 309 (1967).
2. O. Guisan, P. Bonamy, P. Le Du, L. Paul. Nucl. Phys., B 32, 681 (1971).
3. В. А. Царев. (в печати). Ядерная физика.
4. O. Guisan et al. Phys. Letts. 18, 200 (1965).