

Л.Л. Неменов

2781

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$
ПРИ ЭНЕРГИИ 338 МЭВ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Г.И. Селиванов

Л.Л. Неменов

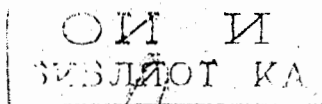
2781

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$
ПРИ ЭНЕРГИИ 338 МЭВ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Г.И. Селиванов

Дубна 1966



Тормозное излучение сильно взаимодействующих частиц является до настоящего времени малоизученным процессом. Вследствие малой вероятности этой реакции и трудностей, связанных с ее регистрацией электронной аппаратурой, начало исследования тормозного излучения стало возможным только после развития методики пузырьковых камер.

Испускание γ -квантов при взаимодействии π^- -мезонов с ядрами было впервые обнаружено в работе ^{/1/}, а первые результаты по тормозному излучению π^- -мезонов в (πp)-взаимодействиях были получены на водородных пузырьковых камерах в 1961 г. ^{/2/} и 1962 г. ^{/3/} при изучении реакции:



Дальнейшее накопление статистического материала иллюстрируется таблицей 1.

Т а б л и ц а 1

Год	Лаборатория	Тип реакции	Энергия начальных мезонов	Число случаев	Номер ссылки
1961	Carnegie Inst. of Technology	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$	225 Мэв	4	2
1961	Дубна	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$	128 Мэв, 162 Мэв	0	4
1962	Дубна	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$	340 Мэв	9	3
1963	ЦЕРН	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$	300 Мэв	18	5
1964	Brussels	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$	500 Мэв	8	6

Наиболее интересные физические результаты могут быть получены ^{/10/} из анализа энергичных γ -квантов, испущенных в реакции:



Это связано с тем, что именно в жесткую часть спектра тормозного излучения дает максимальный вклад диаграмма Фейнмана, представленная на рисунке 1. Выделение вклада этой диаграммы в сечение реакции (2) позволяет получить оценку одной из констант процесса:

$$\gamma + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad (3)$$

который теоретически изучался рядом авторов с помощью дисперсионных соотношений /7,8,9/. В работе /9/ было получено общее выражение для амплитуды фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне $f(\nu)$ ^{x)}, зависящее от двух постоянных C и A . Константа A приближенно учитывает вклад промежуточных состояний с тяжелой массой, а параметр C равен амплитуде фоторождения в точке $\nu = -\frac{9}{16}$. При некоторых предположениях эти константы могут быть связаны между собой простым соотношением:

$$C = a \cdot A, \quad (4)$$

где a - легко вычисляемый коэффициент, зависящий от вида фазы $\pi\pi$ -рассеяния в p -состоянии. Вычисление параметра A может быть выполнено только по теории возмущений. Параметр C не вычисляется теоретически, но как было показано в ряде работ /10,11,12/, его значение можно определить из анализа реакции (1) при малых энергиях. После того как найдена константа C и по формуле (4) вычислена величина A , амплитуда $f(\nu)$ полностью определена, и появляется возможность описывать процессы при высоких энергиях. В частности, с помощью $f(\nu)$ вычисляется вероятность распада ρ -мезона на π^- -мезон и γ -квант, $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$.

Работы /10-15/ по определению величины константы C и составляют содержание диссертации. В первой из них /10/ было показано, что диаграмма (1) дает вклад преимущественно в события с жесткими γ -квантами. Исходя из предположения о том, что энергичные фотоны, обнаруженные в реакции (1)^{2,3/}, обусловлены в основном именно этой диаграммой, предложено определять константу фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне из анализа тормозного излучения. В дальнейших работах /11,12/ были рассмотрены другие наиболее вероятные механизмы тормозного излучения и вычислены соответствующие им сечения^{xx)}. Одновременно с теоретическим изучением реакции (1) на синхротроне Лаборатории ядерных проблем проводилось экспериментальное исследование (π^-p)-взаимодействия при средней кинетической энергии π^- -мезонов 338 Мэв. Анализ полученных данных позволил определить значение константы C и дать верхнюю оценку сечений двух других электромагнитных процессов:

x) ν - квадрат импульса π^- -мезона в с.п.и. двух π^- -мезонов.

xx) В диссертацию не включен раздел работы /12/, в котором найдено приближенное выражение для $f(\nu)$, зависящее только от одного параметра - константы C .

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \gamma + p \quad (5)$$

$$\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + p. \quad (6)$$

В первой главе диссертации описывается постановка эксперимента. Во второй - рассматриваются наиболее вероятные механизмы тормозного излучения и производится вычисление соответствующих сечений. В третьей главе изложена процедура выделения реакций (1), (5), (6) и определения константы C .

Г л а в а I

В эксперименте использовался пучок π^- -мезонов, энергетические параметры которого приведены в таблице II.

Т а б л и ц а II

№ экспозиции	2 - 5	9	10	11	12
$(\bar{P} \pm \Delta P) \frac{\text{Мэв}}{c}$	463 \pm 11	458 \pm 11	464 \pm 11	454 \pm 1	451 \pm 11

С помощью отклоняющего магнита π^- -мезоны вводились в 25-сантиметровую жидководородную пузырьковую камеру, помещенную в магнитное поле /16/. Напряженность поля в центре рабочего объема камеры при температуре 21°K составляла 12120 эрстед при средней неоднородности 280 эрстед.

При предварительном просмотре полученных стереофотографий регистрировались все двух- и четырехлучевые звезды. Случаи, удовлетворяющие критериям предварительного просмотра, обрабатывались на репрокторе. Средняя точность угловых измерений составляла 1,7°, а относительная ошибка при измерении радиусов кривизны лежала в интервале (4-7)%. Случаи, идентифицированные как неупругие, обрабатывались независимо двумя лаборантами. По полученным результатам вычислялись средние величины углов и радиусов и их ошибки, после чего событие обсчитывалось по специальной программе на электронно-счетной машине и идентифицировалось с помощью ряда критериев.

На 250.000 стереофотографий, полученных в эксперименте, было зарегистрировано 12660 двухлучевых звезд, из которых только 7405 событий удовлетворяли геометрическим критериям. При анализе этого статистического материала было идентифицировано

720 случаев с рождением π^+ -мезона и 6885 звезд, в которых положительная частица была протоном.

Г л а в а II

В качестве возможных механизмов тормозного излучения рассматривались процессы, описываемые диаграммами Фейнмана, представленными на рисунке 1.

Для вычисления дифференциальных сечений с помощью диаграммы 1 (рис. 1) необходимо исследовать зависимость $f(\nu)$ от значений параметра α , вида фазы $\pi\pi$ -рассеяния δ_1^1 и полной энергии. С помощью общих соотношений работы /8/ был получен явный вид амплитуды фоторождения для δ_1^1 , взятой в брейт-вигнеровской форме:

$$\operatorname{tg} \delta_1^1 = \frac{\gamma\sqrt{\nu}}{\nu - \nu_r}, \quad \frac{f(\nu)}{C} = - \frac{[\alpha(\nu + \frac{9}{16})^2 + \Lambda] \Lambda^{-1} (\frac{9}{16} + \frac{3}{4}\gamma + \nu_r)^2}{(\nu + \sqrt{\nu + \frac{9}{8}} + \nu_r + \frac{9}{8})(\nu + i\sqrt{\nu - \nu_r})} \quad (7)$$

(где ν - квадрат импульса π -мезона в с.п.и. начальных частиц, $\nu_r = 6,55$, $\gamma = 0,5$, $\Lambda = -58$) и более точно сформулировано требование, позволяющее связать между собой константы C и Λ . Для исследования зависимости $|f(\nu)|^2$ от α была установлена область допустимых значений этого параметра. В случае брейт-вигнеровской фазы $\alpha = 1,21$, а для фазы из работы /8/ $\alpha = 0,96$. Прямые вычисления показали, что при энергиях в с.п.и. $\pi\gamma$, доступных в проводимом эксперименте, $|f(\nu)|^2$ практически не зависит от значений ν и α (для $0 \leq \alpha \leq 1,2$) и с точностью до нескольких процентов совпадает с константой C^2 . Распределение γ -квантов по импульсу в с.п.и. начальных частиц, вычисленное с помощью диаграммы 1, имеет максимум, лежащий в жесткой части спектра фотонов (рис. 2).

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_2^x}{dk}$, где k - импульс фотона в с.п.и., начиная с $k = 100 \frac{\text{МэВ}}{c}$, быстро убывает (рис. 3, нижняя кривая). Уменьшение $\frac{d\sigma_2}{dk}$ с ростом k связано, в основном, с падением сечения упругого πN -взаимодействия при уменьшении энергии в с.п.и. этих частиц. $\frac{d\sigma_1}{dk}$ монотонно убывает с ростом k , оставаясь все время больше, чем $\frac{d\sigma_2}{dk}$ (рис. 3, верхняя кривая). При больших k ($k > 160 \frac{\text{МэВ}}{c}$) величиной $\frac{d\sigma_2}{dk}$ и интерференционным членом между диаграммами 2 и 3 можно пренебречь, так как:

x) Индекс сечения обозначает номер диаграммы, с помощью которой оно вычислялось.

$$\left. \frac{d\sigma_2}{dk} \right| = 0,1 \quad \left. \frac{d\sigma_3}{dk} \right| \approx a \int_{160}^{240} \frac{d\sigma_2}{dk} dk = 0,06 \int_{160}^{240} \frac{d\sigma_3}{dk} dk$$

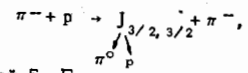
$$k = 160 \frac{\text{МэВ}}{c} \quad (8)$$

Интерференционный член между диаграммами 1 и 2, 1 и 3 после суммирования по поляризации содержит в качестве множителя сумму:

$$\epsilon_{mnrts} q^n q_1^r k^s q^m \quad (9)$$

Так как ϵ_{mnrts} - антисимметричный тензор, а q, k - компоненты импульсов, то очевидно, что сумма (9) равна нулю, т.е. между (1) и (2), (1) и (3) интерференция отсутствует.

Диаграмма 4 описывает образование $(3/2, 3/2)$ - изобары, которая затем распадается на протон и γ -квант. Для вычисления σ_4 были использованы результаты работы /17/, в которой было определено сечение процесса:



описываемого диаграммой 5. Было показано, что связь между σ_4 и σ_5 дается соотношением:

$$\frac{\sigma_4}{\sigma_5} = \frac{k}{q_2} \left[\frac{g_p - g_N}{4M} \frac{e}{f} \right]^2 \approx \frac{k}{q_2} \frac{1}{400} \quad (10)$$

где g_p, g_N - магнитные моменты протона и нейтрона, f - константа мезон-нуклонного взаимодействия, k, q_2 - импульсы фотона и π -мезона в с.п.и. изобары. С помощью формулы (10) и значения σ_5 из работы /17/ имеем:

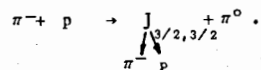
$$\sigma_5 = (0,1 \pm 0,01) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad \sigma_4 \approx 0,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$$

Полученный результат показывает, что рождение и последующий радиационный распад $(3/2, 3/2)$ изобары при энергии 340 МэВ дает в сечение реакции (1) незначительный вклад.

Диаграмма 6 отличается от диаграммы 1 вершиной, учитывающей перерасеяние мезона на нуклоне. Так как этот процесс идет в основном через $(3/2, 3/2)$ -резонанс, то σ_6 приближенно равно σ_7 , сечению образования изобары и фотона:



Оценку последнего можно получить, связывая σ_7 с σ_8 известным ^{/17/} сечением реакции:



Такая связь была установлена приближенно. При энергии первичных частиц 340 Мэв соотношение между σ_7 и σ_8 имеет вид:

$$\sigma_7 = 3,5 \cdot 10^{-2} \sigma_8 .$$

С помощью σ_8 из работы ^{/17/} находим:

$$\sigma_8 = (0,1 \pm 0,01) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad \sigma_7 = 3,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 .$$

Вычислив распределение фотонов по импульсу в с.п.и. (рис. 4), находим, что вклад диаграммы 7 в жесткую часть спектра γ -квантов ($k > 180 \frac{\text{Мэв}}{c}$) составляет приблизительно 23% от значения σ_7 и равен:

$$\Delta \sigma_7 = 0,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 .$$

Г л а в а III

Отделение случаев реакции (1) от событий реакций



производилось по отклонению от кинематики упругого взаимодействия. Критерии отделения реакций (1) и (1a) от процесса (16) формулировались различным образом для трех интервалов значений угла рассеяния протона θ_{12} , поскольку точность измерения величины, характеризующих кинематику события, в значительной степени определяется геометрией случая.

В качестве меры отклонения от упругой кинематики для каждого случая, угол θ_{12} которого принадлежал i -му интервалу, использовалась величина:

$$\chi_1^2 = \frac{(\alpha_1 + a_1)^2}{\sigma_{\alpha_1}^2} + \frac{(\beta_1 + b_1)^2}{\sigma_{\beta_1}^2} ,$$

где α_1 , β_1 - переменные, характеризующие отклонение от упругой кинематики для i -го интервала, σ_{α_1} , σ_{β_1} - дисперсии распределений по этим переменным, а

a_1 , b_1 - параметры, учитывающие смещение гистограмм по отношению к нулю. Экспериментальные распределения хорошо описались нормальными кривыми

$$\Gamma_{\alpha_1} = \frac{1}{\sigma_{\alpha_1}} e^{-\frac{(\alpha_1 + a_1)^2}{2\sigma_{\alpha_1}^2}} \quad \text{и} \quad \Gamma_{\beta_1} = \frac{1}{\sigma_{\beta_1}} e^{-\frac{(\beta_1 + b_1)^2}{2\sigma_{\beta_1}^2}} ,$$

параметры которых приведены в таблице III.

Т а б л и ц а III

Интервал углов θ_{12}	α_1	σ_{α_1}	a_1	β_1	σ_{β_1}	b_1
1 $0 \leq \theta_{12} < 10^\circ$	ΔE	35 Мэв	0	$\Delta \theta$	3°	0
2 $10^\circ \leq \theta_{12} < 70^\circ$	$\Delta \phi$	2°	0	$\Delta \theta$	$2,3^\circ$	$0,64^\circ$
3 $70^\circ \leq \theta_{12}$	$\Delta \theta$	2°	$0,45^\circ$	$\Delta \theta'$	$1,5^\circ$	$0,15^\circ$

В таблице приняты следующие обозначения:

ΔE - отклонение от закона сохранения энергии; $\Delta \theta, \Delta \theta'$ - отклонения от корреляции между углами вылета π^- -мезона и протона, а $\Delta \phi$ - отклонение события от компланарности.

Распределения упругих событий по величинам χ_1^2 хорошо описываются χ^2 -кривыми с двумя степенями свободы. События, имеющие $\chi_1^2 > \chi_{1 \text{ гр}}^2$, относились к процессам (1) и (1a). Значения $\chi_{1 \text{ гр}}^2$ выбирались таким образом, чтобы примесь событий реакций (16) с энергией первичных π^- -мезонов, равной 338 Мэв, в процессы (1), (1a) не превосходила 3%, а дифференциальная примесь упругих случаев в события, принадлежащие интервалу $\chi_{1 \text{ гр}}^2, \chi_{1 \text{ гр}}^2 + 2\Delta$ (где Δ - шаг гистограммы), не превышала 10%. Таким образом, среди 8885 звезд, в которых положительная частица была протоном, было идентифицировано 185 случаев, принадлежащих реакциям (1) и (1a). На основании распределения этих событий по квадрату нейтральной массы было найдено, что реакции (1) принадлежит 84_{-14}^{+13} случая, а реакции (1a) 101_{-14}^{+15} . Сечение тормозного излучения определялось путем сопоставления числа случаев реакции (1) со случаями упругого взаимодействия, у которых угол рассеяния π^- -мезона лежит в интервале $30^\circ - 150^\circ$. Из таблицы IV видно, что сечение контрольной реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p$ и сечения реакций (1) и (1a) от экспозиции к экспозиции в пределах ошибок не меняются.

Таблица IV

№ эксп.	E_0 , МэВ	$\sigma_{\pi^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi} \times 10^{27} \text{ см}^2$	$\sigma_{\pi^+ \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p} \times 10^{27} \text{ см}^2$	$\sigma_{\pi^+ \rightarrow \pi^- + \gamma + p} \times 10^{27} \text{ см}^2$
12	332	$1,33 \pm 0,11$	$0,21 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,03$
11	337	$1,33 \pm 0,13$	$0,12 \pm 0,13$	$0,14 \pm 0,04$
9	339	$1,52 \pm 0,22$	$0,17 \pm 0,06$	$0,18 \pm 0,06$
2-5	344	$1,47 \pm 0,18$	$0,19 \pm 0,05$	$0,14 \pm 0,04$
10	345	$1,49 \pm 0,14$	$0,28 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,04$

В рамках модели, рассмотренной во второй главе, в жесткую часть спектра γ -квантов дают вклад только диаграммы 1 и 3, интерференция между которыми строго равна нулю. На рисунке 5 представлено распределение фотонов по импульсу в системе центра инерции начальных частиц (с.д.и.); сплошная кривая описывает вклад диаграммы 3. Полное число случаев с $k > 160 \frac{\text{МэВ}}{c}$ равно 25, что соответствует сечению $\Delta \sigma_{\text{эксп}} = (5 \pm 1) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$. В этом же интервале импульсов сечение, обусловленное диаграммой 3, составляет $\Delta \sigma_3 = 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, а фон реакции (1а) $\Delta \sigma_{1a} = (0,29 \pm 0,13) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$. Вычитая из $\Delta \sigma_{\text{эксп}}$ значение $\Delta \sigma_3$ и фон процесса (1а), находим, что $\Delta \sigma_{1 \text{ эксп}} = (1,7 \pm 1) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$. Приравнявая к $\Delta \sigma_{\text{эксп}}$ значение $\Delta \sigma_{1 \text{ теор}} = 3,16 \cdot C^2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, находим:

$$C^2 = 0,5 \pm 0,3. \quad (12)$$

Ввиду отсутствия данных по константе C^2 , полученное значение можно сопоставить только с постоянной, характеризующей упругое ($\pi\pi$)-рассеяние в p -состоянии. Отношение соответствующих сечений при малых энергиях равно:

$$\frac{\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\gamma)}{\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)} = \frac{C^2}{32 \lambda_p^2} = 0,05. \quad (13)$$

Если еще учесть, что эта цифра удвоена за счет состояний с разной поляризацией, то полученная величина не противоречит обычному отношению между сечениями сильных и электромагнитных взаимодействий.

Определив константу C^2 , можно вычислить вероятность радиационного распада p -мезона, $\Gamma_{p\gamma}$. При данном C^2 величина радиационной ширины сильно зависит от отношения $\frac{C}{\Lambda} = a$, т.е. от формы ($\pi\pi$) резонанса. Используя значения a , рассчитанные с брейт-вигнеровской фазой и с фазой из работы /19/, авторы работы /21/ наши:

$$\Gamma_{p\gamma} (a = 1,21) = (2 \pm 1) \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{p\gamma} (a = 0,96) = (0,08 \pm 0,04) \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Вычисленные значения $\Gamma_{p\gamma}$ можно сравнить с результатами, полученными из анализа одиночного фоторождения $\Gamma_{p\gamma} = (0,4^{+0,7}_{-0,4}) \text{ МэВ}$, двойного фоторождения /18/ $\Gamma_{p\gamma} = 0,7 \text{ МэВ}$; 1,2 МэВ, из опыта по прямому наблюдению радиационного распада p -мезона /20/ ($\Gamma_{p\gamma} < 2 \text{ МэВ}$), а также с предсказанием SU_6 -симметрии ($\Gamma_{p\gamma} = 0,12 \text{ МэВ}$) /21/. Значения параметра a получены с помощью требования, позволившего отобрать единственное решение дисперсионного уравнения. Это требование является математической формулировкой предположения о том, что в фоторождении при высоких энергиях основную роль играют промежуточные состояния с тяжелыми массами. Отсутствие противоречия между (14) и результатами работ /18-21/ является качественным подтверждением этой гипотезы.

Для поиска событий, принадлежавших реакции (5), исследовалось распределение по квадрату нейтральной массы 712 случаев с образованием π^+ -мезона. Соответствующая гистограмма (рис. 6) аппроксимировалась нормальным распределением со средним значением $M^2 = (887,4 \pm 1,9) \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$, дисперсией $\sigma = 51 \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$ и $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,05$. Как следует из гистограммы, в области $M^2 > 1020 \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$ имеется 3 события. Ожидаемое количество таких событий, вычисленное из нормального распределения, равно 3,5. Таким образом, в распределении отсутствуют события с аномально большими массами нейтральной системы, что дает для верхней границы сечения реакции (5) с $M^2 > 1020 \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$ значение $\Delta \sigma_5 = 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Область масс нейтральной системы с $M^2 > 10 \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$ соответствует энергии фотона в с.д.и. начальных частиц, превышающей 58 МэВ. Была сделана попытка выделить события реакции (5) на фоне спектра нейтральной массы, полученного из основного (рис. 6а) путем отбрасывания случаев, имеющих большие ошибки измерений. Распределения, построенные по оставшимся событиям (рис. 6 б, в), имеют несколько меньшие дисперсии, более точные значения M^2 по сравнению с общим распределением^{х)}, хорошо описываются нормальными кривыми, но не дают ничего нового по сравнению с исходным распределением.

Реакция (6) экспериментально изучалась только при исследовании захвата π^- -мезонов в водороде /22/. Так как полная энергия в с.д.и. электрон-позитронных пар в таком процессе не превышает $\approx 140 \text{ МэВ}$, то влияние пюнного формфактора на экспериментальные распределения незначительно. В экспериментах по рассеянию π^- -мезонов

^{х)} Значения M^2 , полученные с помощью гистограмм 5б и 5в, равны соответственно $(884,7 \pm 2,1) \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$ и $(881,6 \pm 2,2) \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$. Табличное значение квадрата массы нейтрона равно $M_n^2 = 882,7 \cdot 10^3 \frac{\text{МэВ}^2}{c^4}$.

величина x может быть сколь угодно большой, поэтому при анализе реакции (6) можно надеяться выделить вклады формфакторов как нуклонного, так и π -мезонного, последний из которых представляет наибольший интерес.

В настоящей работе была сделана попытка оценить сечение реакции (6) для событий, у которых $x > 140$ Мэв. Для этого случая, предварительно идентифицированные как принадлежащие одной из следующих реакций: $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ обсчитывались в предположении о том, что они принадлежат реакции (6). Затем масса нейтральной частицы, вычисленная по гипотезе (6), сравнивалась с массами, полученными в других предположениях. Критерием сравнения являлось отношение вероятностей получения вычисленных значений, которое определялось по известным функциям разрешения для $M_{\text{нейтр}}$ в различных реакциях. Из общего количества ≈ 900 случаев таким образом было отобрано 3 события, которые с вероятностью $> 95\%$ принадлежали реакции (6). Измерения ионизации вторичных частиц показали, что отобранные случаи не принадлежат реакции (6), что дает для верхней границы сечения этой реакции при $x > 140$ Мэв оценку $\sigma_{\text{с}} |_{x > 140 \text{ Мэв}} < 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$.

Л и т е р а т у р а

1. М.Ф. Ломанов, А.Г. Мешковский и др. ЖЭТФ, 35, 889 (1958).
2. I. Deahl, M. Derrick, I. Fetkovich, T. Fields and G. V. Yodh. Phys. Rev., 124, 1987 (1961).
3. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов и Юань Жун-фан. ЖЭТФ, 42, 912 (1962).
4. П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев. ЖЭТФ, 41, 332 (1961).
5. V.E. Barnes et al. Phys. Rev., 134, B638 (1964).
6. I. Debaiseux et al. Preprint Brussels (1964).
7. M.M. Gourdin, A. Martin. Nuovo Cim., 16, 78 (1960).
8. M. Kato. Progr. Theor. Phys., 25, 493 (1961).
9. Л.Д. Соловьев. ЖЭТФ, 40, 587 (1961).
10. Л.Л. Неменов. Препринт ОИЯИ Р-1111, Дубна 1962.
11. В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев. ЖЭТФ, 45, 1188 (1963).
12. В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава. Материалы Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна 1964. В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев, П. Строкач, Ф.Г. Ткебучава. Ядерная физика 11, 124 (1965).
13. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна 1964 г.

14. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов и Юань Жун-фан. Препринт ОИЯИ, Р-2255, Дубна 1965; Ядерная физика, III, 511 (1966).
15. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов и Юань Жун-фан. Ядерная физика, III, 778 (1966).
16. Т.Д. Блохинцева, А.Т. Василенко, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. ПТЭ, Б, 51 (1962).
17. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. Препринт ОИЯИ Р-2320, Дубна 1965.
18. А.И. Лебедев. Диссертация ФИАН.
19. W. Alles and D. Boccaletti. Nuovo Cimento XXVII, 306 (1963); N. Ramsey. Preprint JINR E-1786, Dubna (1964). Препринт ОИЯИ E-1786, Дубна 1964.
20. A.H. Rosenfeld et al. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна 1964 г.
21. В.А. Мешеряков, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ Р-2171, Дубна 1965.
22. H. Kobrak. Nuovo Cim., 20, 1115 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1966 г.

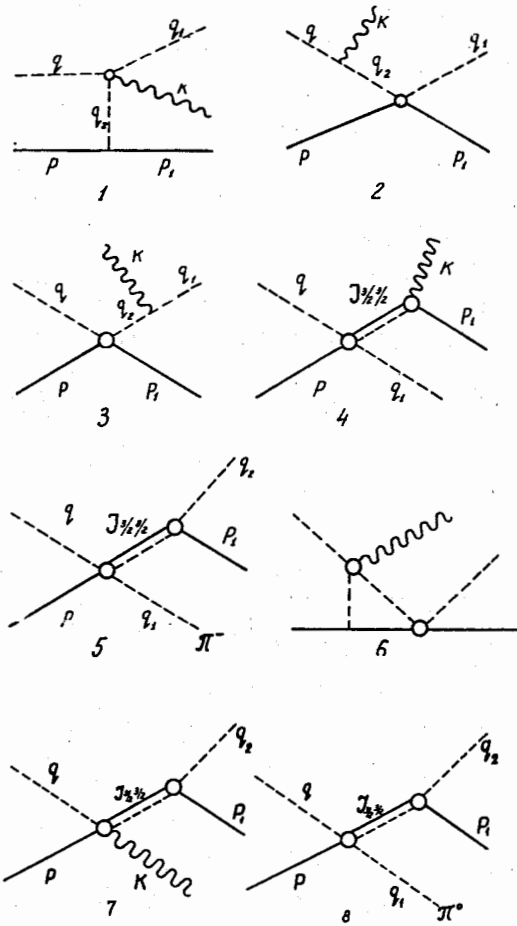


Рис. 1. Диаграммы, описывающие реакцию $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + u + p$.
 Сплошными линиями обозначены нуклоны, волнистыми - фотоны,
 пунктирными - π - мезоны; $1_{3/2}, 3_{3/2}$ обозначают изобару.

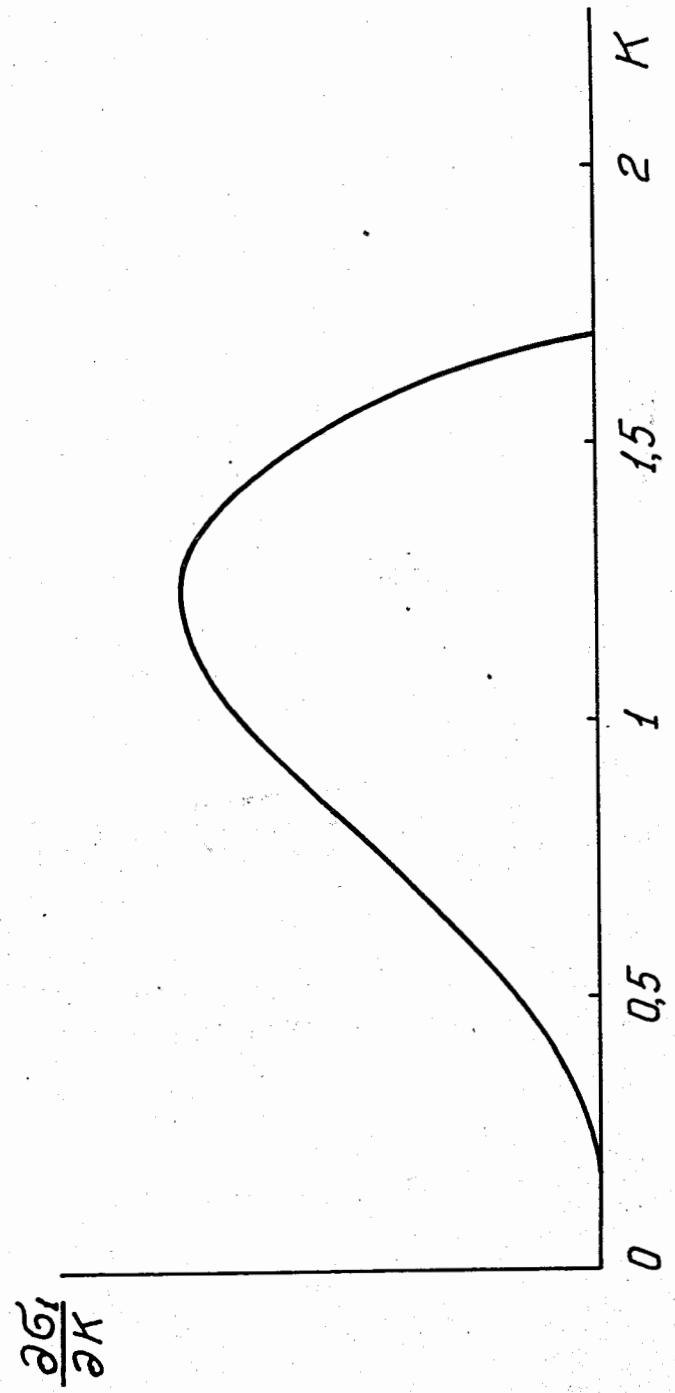


Рис. 2. В произвольных единицах представлено дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dk}$.

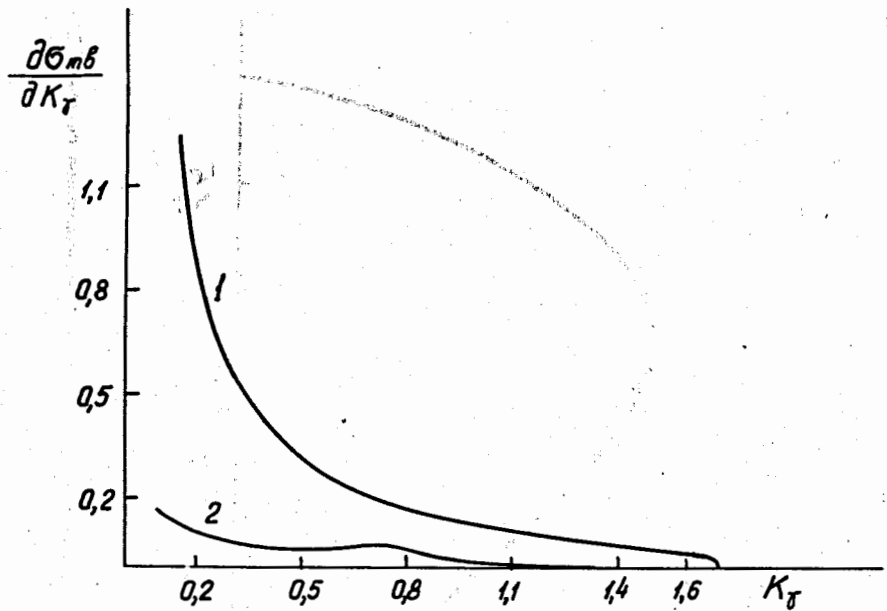


Рис. 3. Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_2}{dk}$ (кривая 2) и $\frac{d\sigma_1}{dk}$ (кривая 1) в миллибарнах. Импульс фотона отложен в единицах m_{π} .

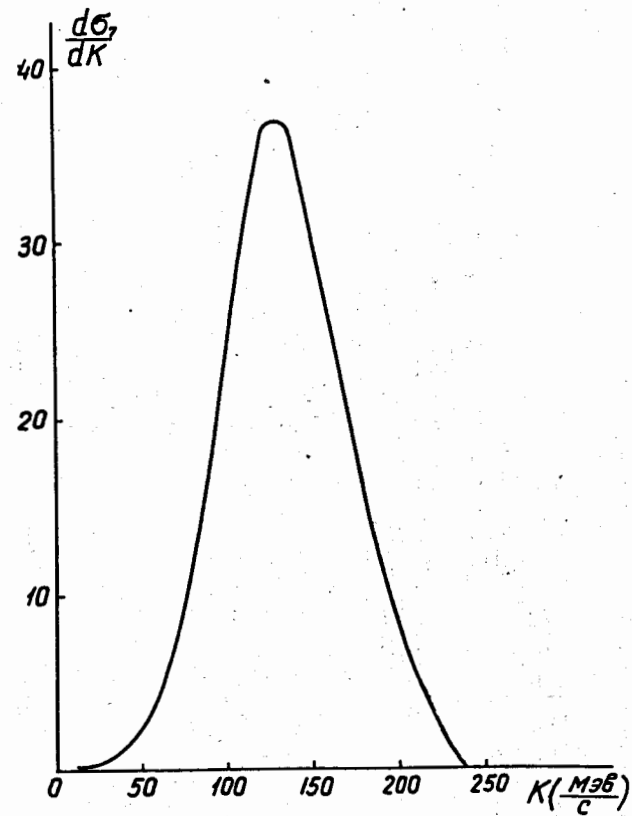


Рис. 4. В произвольных единицах представлено дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_7}{dk}$.

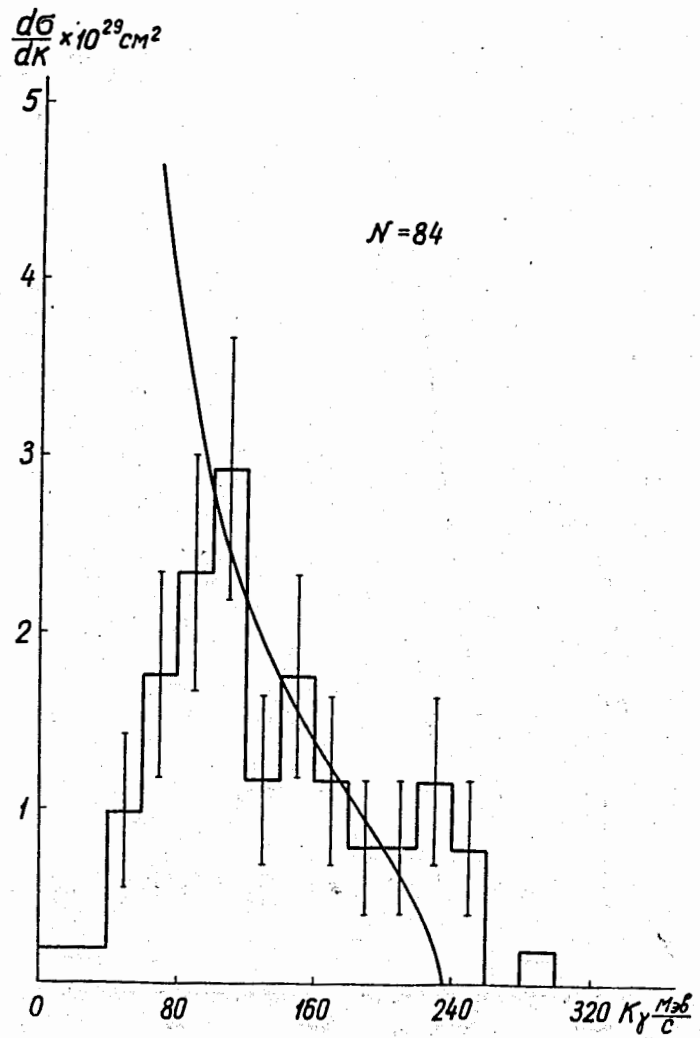


Рис. 5. Распределение γ -квантов от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ по их импульсам в с.д.и. начальных частиц. Плавная кривая рассчитана по диаграмме 3.

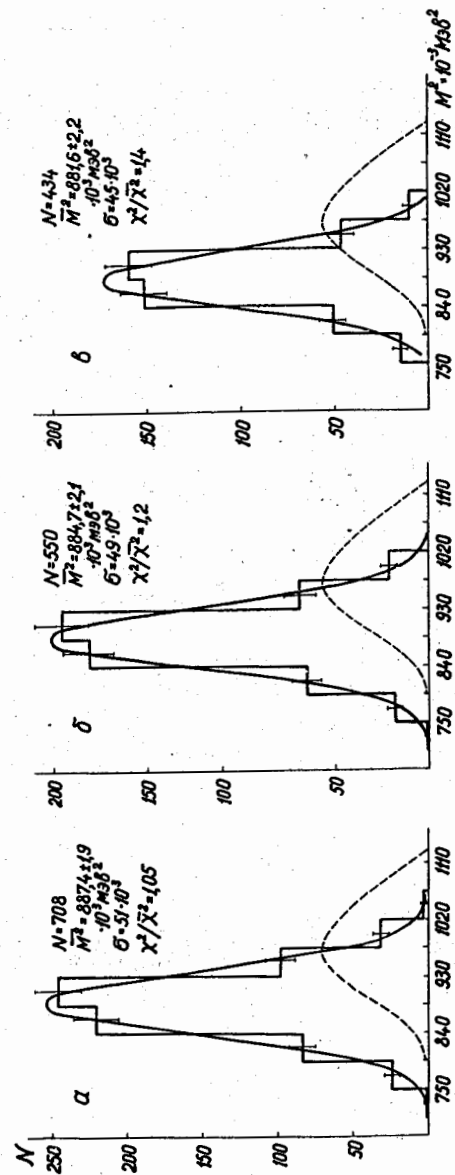


Рис. 6. Распределения событий реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0 + \text{нейтральн. по величине квадрата массы нейтральной частицы}$.