

С 346.46

Б-705

31/viii-65 V

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2255



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник, Г.Либман, В.А.Жуков,
Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Юань Фун-фан

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

29, 1966, т 3, в 3.

1965

P-2255

Т.Д.Блохинаева, В.Г.Гребинних, Г.Либман, В.А.Жуков,
Л.Л.Неменов, Г.И.Селванов, Юань Фун-фан

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

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

3505/1 149.

В в е д е н и е

В ряде экспериментальных работ^{/1-8/} были зарегистрированы случаи (πN) - взаимодействия, сопровождавшиеся излучением γ -квантов.

Если испущенные фотоны имеют небольшие энергии, то тормозное излучение допускает теоретическую интерпретацию, наиболее точный и общий вариант которой был дан Лоу^{/7/}. В методе Лоу матричный элемент тормозного излучения M_μ представляется в виде суммы:

$$M_\mu = M_\mu^{(1)} + M_\mu^{(2)},$$

где $M_\mu^{(1)}$ описывает вклад диаграмм Фейнмана, в которых фотон испускается частицей до или после рассеяния, а $M_\mu^{(2)}$ - вклад всех других диаграмм. Лоу показал, что полный матричный элемент выражается только через физически наблюдаемые величины и для случая рассеяния заряженного бозона на нейтральном имеет следующий вид:

$$M_\mu = e \left(\frac{P'_{1\mu}}{P'_1 k} - \frac{P_{1\mu}}{P_1 k} \right) T + \\ + e \left[\frac{P_{1\mu}}{P_1 k} (p_2 k) - P_{2\mu} + \frac{P'_{1\mu}}{P'_1 k} (p'_2 k) - p'_{2\mu} \right] \frac{\partial T}{\partial \nu},$$

где e - заряд электрона, $p_{1,2}$ - импульсы бозонов, k - импульс фотона, T - амплитуда упругого рассеяния, $\frac{\partial T}{\partial \nu}$ - ее производная по полной энергии. Для мягких γ -квантов формулы Лоу являются строгими соотношениями, поскольку при их получении использовались только общие принципы теории и разложение амплитуды рассеяния по импульсу фотона. Методом Лоу в принципе можно получить формулы, описывающие тормозное излучение любых частиц.

В ряде работ^{/8-10/} специально исследовался вопрос о тормозном излучении π -мезонов в реакции $\pi + N \rightarrow \pi + \gamma + N$. Катковский показал, что амплитуда этого процесса может быть вычислена в рамках статической модели без введения дополнительных параметров. Однако учет эффектов, связанных с движением нуклона, потребовал введения

дополнительных параметров ^{/9/}, придавая которым ряд значений, автор вычислил спектры фотонов в реакции $\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P + \gamma$ для энергий начальных мезонов 130, 175 и 220 Мэв. В дальнейшем, используя основные члены формулы Каткосского, Карратерс ^{/10/} проделал аналогичные вычисления для начальных энергий, лежащих в интервале 200-400 Мэв.

В работе ^{/11,12/} в качестве одного из возможных механизмов испускания жестких фотонов в реакции (1) был рассмотрен процесс, описываемый диаграммой 1 (рис. 7). Выделение вклада этой диаграммы представляется особенно интересным, так как позволяет определить константу фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне.

С этой целью в работе ^{/13/} была рассмотрена модель, основанная на учете одно-мезонных диаграмм 1, 2, 3 (рис. 7). Оценки вкладов от диаграмм 4, 6 показали, что ими можно пренебречь. Не учитывались также диаграммы с испусканием γ -квантов нуклонами. Численные расчеты были выполнены для реакции:



при энергии 340 Мэв.

Экспериментально тормозное излучение π^- -мезонов было впервые обнаружено ^{/1/} при изучении рассеяния π^+ -мезонов с кинетическими энергиями в интервале от 80 до 300 Мэв на легких ядрах. Дальнейшее накопление статистического материала, осуществлявшееся только на водородных камерах, иллюстрируется таблицей 1. Ранее ^{/5/} было показано, что кривые, вычисленные в работе ^{/13/}, описывают спектр тормозного излучения, по жесткой части которого была найдена оценка величины константы фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне. В настоящей работе проводится анализ реакции (1) на увеличенном статистическом материале и дается более точная оценка константы процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$.

Э к с п е р и м е н т

Реакция:



изучалась с помощью 25-сантиметровой жидководородной камеры ЛЯП ОИЯИ, помещенной в магнитное поле ^{/14/}. Энергия первичного пучка π^- -мезонов, определенная путем измерения радиусов кривизны начальных треков и усредненная по результатам нескольких сеансов работы, составляла (338 ± 12) Мэв.

Помимо реакции (1) регистрировались следующие взаимодействия:



Т а б л и ц а 1

Год	Лаборатория	Тип реакции	Энергия нач. π^- -мезонов	Число случаев	E_γ	$\sigma_{\text{мс}}$	Номер ссылки
1961	Carnegie Institute of Technology	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$	225	4	50	0,04	2
1962	Дубна	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$	340	8	100	$0,06^{+0,03}_{-0,03}$	3
1963	ЦЕРН	$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \gamma$	300	18	50	$0,22 \pm 0,05$	4
1964	Дубна	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$	340	39	70	$0,17^{+0,06}_{-0,04}$	5
1964	Brussels	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + p + \gamma$	500	8		$0,08 \pm 0,03$	6

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p \quad (3)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p \quad (4)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \begin{matrix} \pi^0 \\ \swarrow \searrow \\ e^+ \quad e^- \end{matrix} + p \quad (5)$$

В эксперименте было получено 250 тысяч стереографий, на которых было зарегистрировано 12660 двухлучевых звезд. Условия опыта, отбор и обработка событий подробно описаны в работах /15/. В результате анализа было идентифицировано 84 события реакции (1), 101 событие реакции (2), 6500 событий реакции (3) и 720 событий реакции (4). Случаи, принадлежащие реакциям (4), (5), были выделены описанным ранее методом. Отделение случаев реакции (1) и (2) от процесса (3) производилось по отклонению от кинематики упругого взаимодействия.

Вопрос о примеси упругих событий фактически имел значение только для реакции (1), поскольку процесс (2) хорошо отделяется от реакции (3).

Критерии отделения реакций (1) и (2) от процесса (3) формулировались различным образом для 3-х интервалов значений угла рассеяния протона θ_{12} , поскольку точность измерения величин, характеризующих кинематику события, в значительной степени определяется геометрией случая.

$$\theta_{12} < 10^\circ$$

Для этого интервала в качестве меры отклонения от упругой кинематики использовалась величина $\chi_1^2 = \frac{\Delta E^2}{\sigma_{\Delta E}^2} + \frac{\Delta \theta^2}{\sigma_{\Delta \theta}^2}$. Здесь $\Delta E = E_2 + E_3 - E_0$ (E_2, E_3 - энергия вторичных частиц, E_0 - начальная энергия π^- -системы); $\Delta \theta$ - разность между измеренной величиной угла рассеяния π^- -мезона и ее теоретическим значением, рассчитанным по измеренной величине угла отдачи протона в предположении, что событие является упругим; $\sigma_{\Delta E}^2, \sigma_{\Delta \theta}^2$ - дисперсии распределений событий по величинам ΔE и $\Delta \theta$ соответственно.

Из рис. (1 (а,б)) видно, что экспериментальные распределения по величинам ΔE и $\Delta \theta$ хорошо описываются кривыми Гаусса, причем $\sigma_{\Delta E} = 35$ Мэв, а $\sigma_{\Delta \theta} = 3^\circ$. Ввиду этого, распределение упругих событий по величине $\chi_1^2 = \frac{\Delta E^2}{35^2} + \frac{\Delta \theta^2}{3^2}$ должно описываться χ^2 -кривой с 2-мя степенями свободы. На рис. (1в) приведены экспериментальное распределение событий по χ_1^2 и χ^2 -кривая, нормированная на число случаев, у которых χ_1^2 не превышает 15. Видно, что вплоть до значений $\chi_1^2 = 15$ теорети-

ческая кривая хорошо описывает гистограмму. События, имеющие $\chi_1^2 > 15$, относились к процессам (1), (2). Значение χ_1^2 выбиралось таким образом, чтобы примесь событий реакции (3) (с энергией первичных π^- -мезонов, равной 338 Мэв) в процесс (1) не превышала 3%, а дифференциальная примесь упругих случаев в событиях, принадлежащих интервалу $\chi_{1гр}^2, \chi_{1гр}^2 + 2\Delta$ (где Δ - шаг гистограммы), не превышала 10%.

Таким способом среди 249 случаев с $\theta_{12} < 10^\circ$ было идентифицировано 21 событие, принадлежащее реакциям (1), (2).

$$10^\circ < \theta_{12} < 70^\circ$$

В этой области углов отклонение от упругой кинематики характеризовалось величиной

$$\chi_2^2 = \frac{\Delta \phi^2}{\sigma_{\Delta \phi}^2} + \frac{(\Delta \theta + 0,64)^2}{\sigma_{\Delta \theta}^2},$$

где $\Delta \phi$ - величина, равная разности азимутальных углов протона и π^- -мезона.

На рис. 2 а, б представлены распределения событий, имеющих θ_{12} в интервале $10-70^\circ$, по величинам $\Delta \phi$ и $\Delta \theta$. Гистограммы удовлетворительно аппроксимируются кривыми Гаусса, причем распределение по $\Delta \phi$ имеет дисперсию $\sigma_{\Delta \phi}^2 = 2^\circ$ и среднюю величину, равную 0, а распределение по $\Delta \theta$ - дисперсию $\sigma_{\Delta \theta}^2 = 2,3^\circ$ и среднюю величину, равную $-0,65^\circ$. (Наличие сдвига и распределение по $\Delta \theta$ связано с систематической погрешностью, происходящей от неучтенных оптических искажений). Распределение событий по величине χ_2^2 (рис. 2в) хорошо описывается χ^2 -кривой с 2-мя степенями свободы.

События, имеющие $\chi_2^2 > 18$, были отнесены к реакциям (1), (2), при этом общая примесь упругих случаев составляла 0,6%, а дифференциальная примесь в событиях, принадлежащих интервалу $(\chi_{2гр}^2, \chi_{2гр}^2 + 2\Delta)$, равнялась 12%. Число событий, удовлетворяющих условию $\chi_2^2 > 18$, оказалось равным 167.

$$\theta_{12} > 70^\circ$$

Геометрия событий, принадлежащих этому интервалу, такова, что величина $\Delta \phi$ становится неточной ввиду большой неопределенности при измерении азимутальных углов. С другой стороны, поскольку все протоны с углом рассеяния $\theta_{12} > 70^\circ$ останавливаются в камере, для характеристики отклонения от упругой кинематики удобно использовать величину $(\theta_{12} - \theta_{12т})$, где $\theta_{12т}$ - угол рассеяния протонов, определенный по измеренному пробегу в предположении, что событие является упругим.

Распределение по величине $(\theta_{12} - \theta_{12т})$ (рис. 3а) хорошо аппроксимируется кривой Гаусса с дисперсией $\sigma_{\theta_{12} - \theta_{12т}} = 1,5^\circ$ и средней величиной, равной $-0,15^\circ$.

В качестве переменной, на основании которой проводилось разделение событий, использовалась величина

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\theta + 0,45}{2} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{12} - \theta_{12T} + 0,15}{1,5} \right)^2$$

Предварительно было установлено, что распределенке по величине $\Delta\theta$ в рассматриваемом интервале углов θ_{12} хорошо описывается кривой Гаусса с $\sigma_{\Delta\theta}^2 = 2^\circ$ (рис. 3б) и средней величиной, равной $-0,45^\circ$.

Представленная на рис. 3в гистограмма распределения событий по χ^2 хорошо описывается χ^2 -кривой с 2-мя степенями свободы во всем интервале значений χ^2 , т.е. среди 895 анализируемых событий не было обнаружено ни одного случая реакции (1). (Реакция (2) для этого интервала углов θ_{12} кинематически запрещена).

Таким образом, всего было идентифицировано 188 событий реакций (1) и (2). Примесь упругих случаев, генерированных π^- -мезонами с энергией 338 Мэв составляла < 1 события. Как указывалось выше, эту примесь следует целиком отнести к событиям реакции (1), поскольку события (2) имеют значения χ^2 в той области, где примесь упругих случаев, оцененная по χ^2 -кривым, равна 0. Отсюда следует, что примесь упругих событий, обусловленных π^- -мезонами с энергией 338 Мэв, составляет $< 1\%$. Среди идентифицированных таким образом событий могут быть случаи, обусловленные низкоэнергичными π^- -мезонами, исключение которых было сделано следующим образом.

Величины χ^2 пересчитывались на основе значений углов θ_{12T} , соответствующих упругому рассеянию с начальной энергией $E'_0 = E_2 + E_3$. В тех случаях, где новые значения χ'^2 не превышали $\chi^2_{гр}$, проводилось измерение импульса первичного π^- -мезона. Если измеренный импульс соответствовал энергии E'_0 , то событие считалось упругим. Всего было обнаружено 12 событий, у которых χ'^2 не превышало χ^2 . Измерения импульса первичной частицы показали, что 3 события из 12 обусловлены низкоэнергичными π^- -мезонами. После исключения упругих случаев, идентифицированных низкоэнергичными π^- -мезонами, число событий реакций (1) и (2) уменьшилось до 185.

Для отделения событий, принадлежащих реакции (1), от событий реакции (2) строилось распределение всех 185 случаев по квадрату массы нейтральной частицы. Из гистограммы, приведенной на рис. 4, видно, что события группируются вокруг 2-х значений квадрата недостающей массы $M_0^2 = 0$ и $M_0^2 = 135^2$. События, имеющие $M_0^2 < 6000$ Мэв²/с⁴, были отнесены к реакции (1).

Для того, чтобы определить примесь к ним реакции (2), строилась функция разрешения для событий, имеющих $M_0^2 > 6000$ Мэв²/с⁴ в предположении, что они принадлежат реакции (2). Функция разрешения была вычислена по рассчитанным для

каждой массы ошибкам $\Delta(M_0^2)$, которые как оказалось, носят гауссовский характер (рис. 5).

Для контроля было построено распределение всех 185 событий по величине $\frac{M_0^2}{v}$, где v - скорость частицы в единицах c .

Поскольку скорость фотонов должна равняться 1, то для событий, ранее идентифицированных как случаи реакции (1), величина $\frac{M_0^2}{v}$ не должна превышать значения $6 \cdot 10^3$. С другой стороны, значение этой величины для событий реакции (2) не должно быть меньше $6 \cdot 10^3$.

Как видно из гистограммы (рис. 6), только 3 события реакции (1) не удовлетворяли указанным требованиям, что совместимо с оцененной примесью событий реакции (2).

На основании распределения случаев по квадрату нейтральной массы было найдено, что реакции (1) принадлежит 84 случая.

Соответствующее сечение, определенное тем же способом, что и в работе /16/, было найдено равным $\sigma_{\pi^- \gamma p} = 0,16^{+0,05}_{-0,03}$.

Анализ результатов

Теоретический анализ распределения γ -квантов по импульсам $k\gamma$ был выполнен в работе /13/, в которой учитывались диаграммы, представленные на рис. 7. Для определения константы фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне необходимо выделить вклад диаграммы 1. Это можно сделать, если рассматривать жесткую часть спектра ($k\gamma > 160$ Мэв/с), в которую все остальные диаграммы дают минимальный вклад.

Было показано, что основной является диаграмма 3. Сечение $\Delta\sigma_2^{(3)}$ в области $k\gamma > 160$ Мэв/с составляет 6% от $\Delta\sigma_3$, поэтому для данного интервала значений $k\gamma$ вкладом диаграммы 2 и ее интерференцией с 3 в рамках имеющейся статистики можно пренебречь.

Для оценки вклада диаграммы 4, описывающей рождение и радиационный распад изобары 3/2 3/2, можно воспользоваться соотношением /13/:

$$\frac{\sigma_4}{\sigma_5} = \frac{k}{q_2} \frac{1}{400}, \quad (1)$$

^{x)} В дальнейшем через σ_1 обозначается сечение, соответствующее i -ой диаграмме рисунка 7; через $\Delta\sigma_1$ - доля сечения, соответствующая области $k\gamma > 160$ Мэв/с.

где k и q_2 - импульсы фотона и π -мезона в с.п.и. изобары, а $\sigma_s = (0,1^{+0,02}_{-0,04}) \times 10^{-27} \text{ см}^2/16/$. Поскольку $(\frac{k}{q_2}) = 2$, то из формулы (1) следует, что для энергии 340 Мэв $\sigma_s = 0,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ (или 0,25 случая).

Покажем теперь, что вклад диаграммы 6 в жесткую часть спектра так же мал. Диаграмма 6 отличается от 1 вершиной, учитывающей перерасеяние мезона на нуклоне. Так как этот процесс в основном идет через образование резонанса $3/2 \ 3/2$, то σ_6 приближенно равно σ_7 . Оценку последнего можно получить, связывая σ_7 с σ_8 , которое было найдено равным $1/18/ (0,1^{+0,02}_{-0,04}) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Эту связь можно установить, заметив, что единственное отличие диаграммы 7 от 8 состоит в замене π -мезонной линии фотонной. Такое отличие можно приближенно учесть, положив отношение квадратов констант в соответствующих вершинах равным $1/137$. Вычисление распределений по полным энергиям в с.п.и. (πN) по диаграммам 7 и 8 эквивалентно расчету соответствующих дифференциальных сечений по формулам изобарной модели $1/18/$:

$$\frac{d\sigma_7}{dm} = C^2 \gamma F(m_\gamma, m) \sigma(m)$$

$$\frac{d\sigma_8}{dm} = C^2_\pi F(m_\pi, m) \sigma(m),$$

где m - полная энергия в с.п.и. изобары, $\sigma(m)$ - сечение упругого рассеяния в состоянии $J = T = 3/2$, F - простая функция начальной энергии и масс образовавшихся частиц, $\frac{C^2_\gamma}{C^2_\pi} = \frac{1}{137}$.

Из соотношения для полных сечений:

$$\frac{\sigma_7}{\sigma_8} = \frac{1}{137} \frac{\int_{1080}^{1340} F(m_\gamma, m) \sigma(m) dm}{\int_{1080}^{1200} F(m_\pi, m) \sigma(m) dm} = 3,5 \cdot 10^{-2}$$

находим, что $\sigma_7 = 3,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ (или 1,8 случая). Рассчитав спектр γ -квантов по формулам изобарной модели и определив вклад в этот спектр событий с $ky > 160 \frac{\text{Мэв}}{c}$, находим, что $\Delta\sigma_7 = 0,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ (или 0,4 случая).

В отличие от всех выше рассмотренных дифференциальных сечений $\frac{d\sigma}{dk}$ имеет максимум в области энергичных фотонов. Таким образом, в рамках рассмотренной модели в жесткую часть спектра γ -квантов ($ky > 160 \text{ Мэв/с}$) дают вклад только две диаграммы 1 и 3, интерференция между которыми строго равна нулю $1/13/$.

На рис. (8) представлен спектр фотонов в системе центра инерции начальных частиц с.п.и. Сплошная кривая описывает вклад диаграммы 3. В области $ky < 80 \frac{\text{Мэв}}{c}$ число идентифицированных случаев резко падает, что, очевидно, связано с низкой эффективностью обнаружения мягких фотонов.

Как уже отмечалось, разность между экспериментальной гистограммой и теоретической кривой ($\frac{d\sigma}{dk}$) в интервале импульсов от 160 до 240 Мэв должна быть связана с вкладом диаграммы 1. Полное число случаев с $ky > 160 \text{ Мэв/с}$ равно 25, что соответствует сечению $\Delta\sigma_{\text{экс}} = (5 \pm 1) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$. В этом же интервале сечение, обусловленное диаграммой 3, составляло $\Delta\sigma_3 = 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$.

Учет фона реакции 2 производится следующим образом. 101 событие процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^0$ обшчитывалось в предположении, что нейтральная частица является фотоном. По обшчитанным в таком варианте событиям строилось распределение по импульсам нейтральных частиц.

Оказалось, что в интервале импульсов $ky > 160 \text{ Мэв/с}$ лежит 30 событий, распределение которых по квадратам масс M_0^2 совпадало с распределением по этой же переменной всех событий реакции 2. Естественно предположить, что из общей примеси реакции 2 в 1, составляющей 5 случаев, в жесткую часть спектра попадает только $5 \cdot \frac{30}{101} = 1,5$ случая. Вычитая из $\Delta\sigma_{\text{экс}}$ значение $\Delta\sigma_3$ и фон процесса 2, находим, что $\Delta\sigma_{1\text{экс}} = (1,7 \pm 1) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$. Сечения, полученное интегрированием $\frac{d\sigma_1}{dk}$ в интервале импульсов $\geq 160 \frac{\text{Мэв}}{c}$, равно $1/13/$:

$$\Delta\sigma_1 = 3,16 \cdot C^2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2. \quad (\text{II})$$

Формула (II) получена из выражения, в которое входит f , амплитуда реакции $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$, являющаяся решением соответствующего дисперсионного уравнения. Точное решение этого уравнения $1/17/$ содержит две независимые константы C и Λ . В работе $1/17/$ было сформулировано требование, позволявшее связать эти константы соотношением $\Lambda = aC$.

Значение a зависит от вида фазы δ_1 $\pi\pi$ -рассеяния в p -состоянии. Если взять δ_1 в брейт-вигнеровской форме, то $a = 1,21^{1/12/}$, а для δ_1 из работы $1/17/$ $a = 0,96$. Решение дисперсионного уравнения в низкоэнергетическом приближении позволяет найти a без введения дополнительного условия. Найденное в таком приближении a практически не зависит от вида δ_1 и равно 0,32. Как показали вычисления $1/12/$, при энергиях, доступных в настоящем эксперименте, f , a , следовательно, и $\Delta\sigma_{1\text{теор}}$ фактически не зависят от a для значений $a \sim 1$, т.е. в конечном итоге, от тех предположений и приближений, которые используются при вычислении величины a .

Приравнявая $\Delta\sigma_{1\text{теор}}$ к $\Delta\sigma_{1\text{экс}}$, находим:

$$C^2 = 0,5 \pm 0,3.$$

Полученное значение C можно сопоставить с постоянной, характеризующей упругое $\pi\pi$ -рассеяние в p -состоянии, сечение которого в приближении длины рассеяния записывается в виде:

$$\sigma_{\pi\pi} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{\lambda_p}{4\pi} \right)^2 \frac{q^2}{\omega_q^2},$$

где λ_p - постоянная $\pi\pi$ -взаимодействия, равная в последнем анализе Шнитцера $|\lambda_p| = 1,26$, q - импульс π -мезона в с.п.н., ω_q - полная энергия в с.п.н. Сечения $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$ при малых энергиях равно:

$$\sigma_{\pi\gamma} = 1/3 \pi \left(\frac{C}{4\pi} \right)^2 k q^3,$$

где k - импульс фотона в с.п.н. Пренебрегая разницей в кинематике ($k \approx q$) при $\omega_q \approx 1$ имеем:

$$\eta = \frac{\sigma_{\pi\gamma}}{\sigma_{\pi\pi}} = \frac{C^2}{32 \lambda_p^2} = 0,05.$$

Если еще учесть, что эта цифра удвоена за счет состояний с разной поляризацией фотона, то полученная величина не противоречит обычному отношению между сечениями сильных и электромагнитных процессов. Это же отношение при энергиях, соответствующей массе ρ -мезона, равно отношению вероятностей распадов ρ -мезона на $\pi\gamma$ и на два π -мезона. В отличие от малых энергий амплитуда фоторождения при высоких энергиях сильно зависит от величины α . Поэтому при найденном в настоящей работе значении C^2 для значения радиационной ширины ρ -мезона $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$ имеем:

$$\Gamma_{\rho\pi\gamma} (\alpha = 0,32) = (8 \pm 5) \text{ Мэв}$$

$$\Gamma_{\rho\pi\gamma} (\alpha = 0,96) = (0,08 \pm 0,04) \text{ Мэв} \quad (\text{III})$$

$$\Gamma_{\rho\pi\gamma} (\alpha = 1,21) = (2 \pm 1) \text{ Мэв.}$$

В самое последнее время было показано^{/20/}, что в рамках SU(6) симметрии можно связать вероятность радиационного распада ρ -мезона с радиационной шириной ω -мезона. Найденное таким образом значение $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$ равно:

$$\Gamma_{\rho\pi\gamma} = (0,12 \pm 0,01)$$

Сопоставляя с этим результатом значения $\Gamma_{\rho\pi\gamma}$, полученные из настоящего эксперимента, можно сделать вывод о том, что $\alpha \approx 1$, т.е. $C \approx \Lambda$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Б.М.Поятекорво за интерес к работе, С.М.Билельского, В.А.Мешерякова и Ф.Г.Ткебучава за полезные обсуждения, П.А.Полубоярову за составление программ. Мы признательны также группе лаборантов за большой труд по просмотру и обработке пленки.

Л и т е р а т у р а

1. М.Ф.Ломанов, А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебаков, А.Ф.Гришин. ЖЭТФ, 35, 887 (1958).
2. J. Deahl et al. Phys. Rev., 124, 1987 (1961).
3. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник и др. ЖЭТФ т. 42, 912 (1962).
4. V.E.Barnes, I.Derado et al. Phys. Rev., 134, VB638 (1964).
5. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник и др. Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
6. J.Debaiseux, F.Crard et al. Preprint Brussels, 1964.
7. F.E.Low. Phys. Rev., 110, 974 (1958).
8. R.E.Cutkosky. Phys. Rev., 109, 209 (1958).
9. R.E.Cutkosky. Phys. Rev., 113, 727 (1959).
10. P. Carruthes. Phys. Rev., 134, B638 (1964).
11. Л.Л.Неменов. Препринт ОИЯИ Р-1111, Дубна 1962 г.
12. В.А.Мешеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ 45, 1188 (1963).
13. В.А.Мешеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, П.Строкач, Ф.Г.Ткебучава. Препринт ОИЯИ Р-1896, Дубна 1964.
14. Т.Д.Блохинцева, Л.Т.Василенко и др. ПТЭ, № 5, 1962.
15. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник и др. ЖЭТФ, 44, 116 (1963).
16. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник, В.А.Жухов, Л.В.Кравцов, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Юань Жун-фан. Ядерная физика 1
17. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 40, 597 (1961).
18. G.I.Goebel, H.I.Schnitzer. Phys. Rev., 123, 1021 (1961).
19. R.M. Stenheimer, S.J. Lindenbaum. Phys. Rev., 109, 1723 (1960).
20. В.А.Мешеряков, Л.Д.Соловьев, Ф.Г.Ткебучава. Препринт ОИЯИ Р-2171, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1965 г.

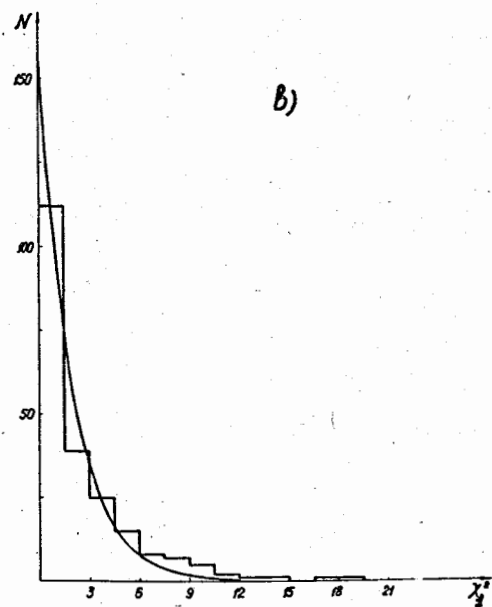
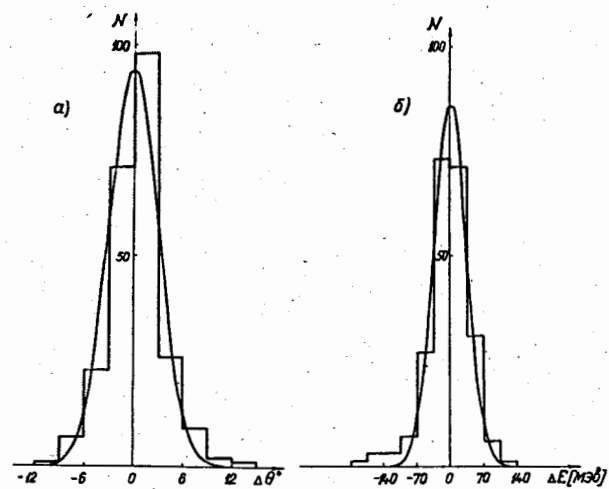


Рис. 1. Распределение событий реакций (1), (2), (3) с $\theta_{12} < 10^\circ$ по величинам (а) $-\Delta\theta$, (б) $-\Delta E$ и (в) $-\chi^2_1$.

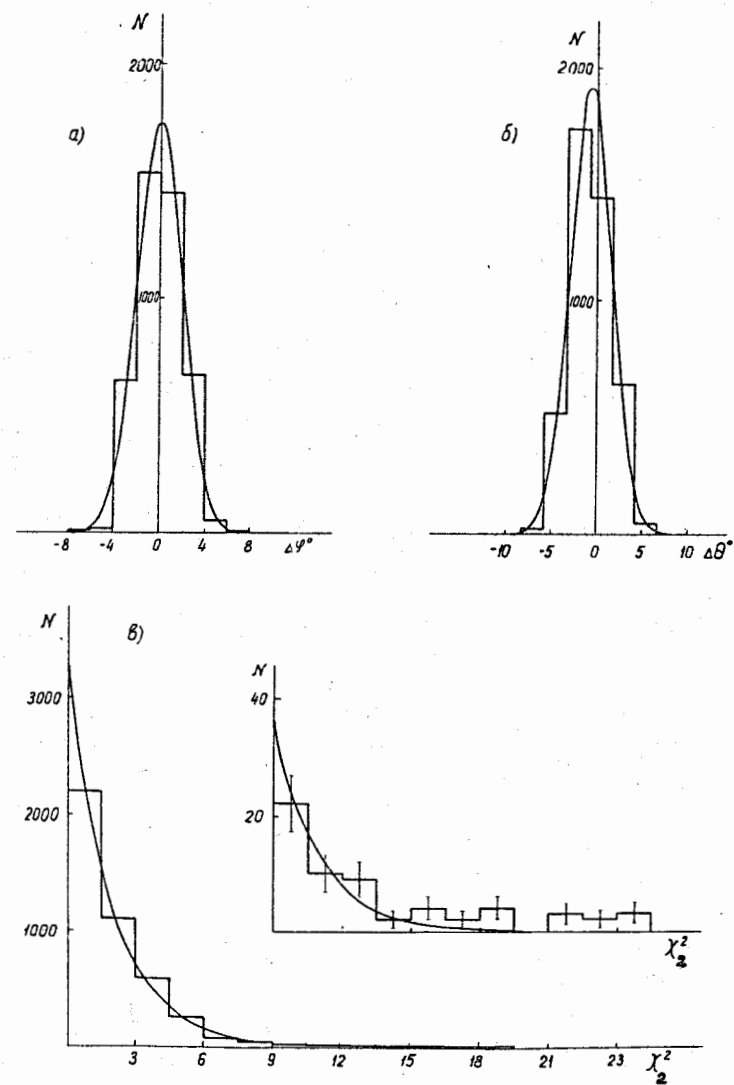


Рис. 2. Распределение событий реакций (1), (2), (3) с $10^\circ < \theta < 70^\circ$ по величинам $\Delta\phi$ - (а), $\Delta\theta$ - (б) и χ^2_2 - (в).

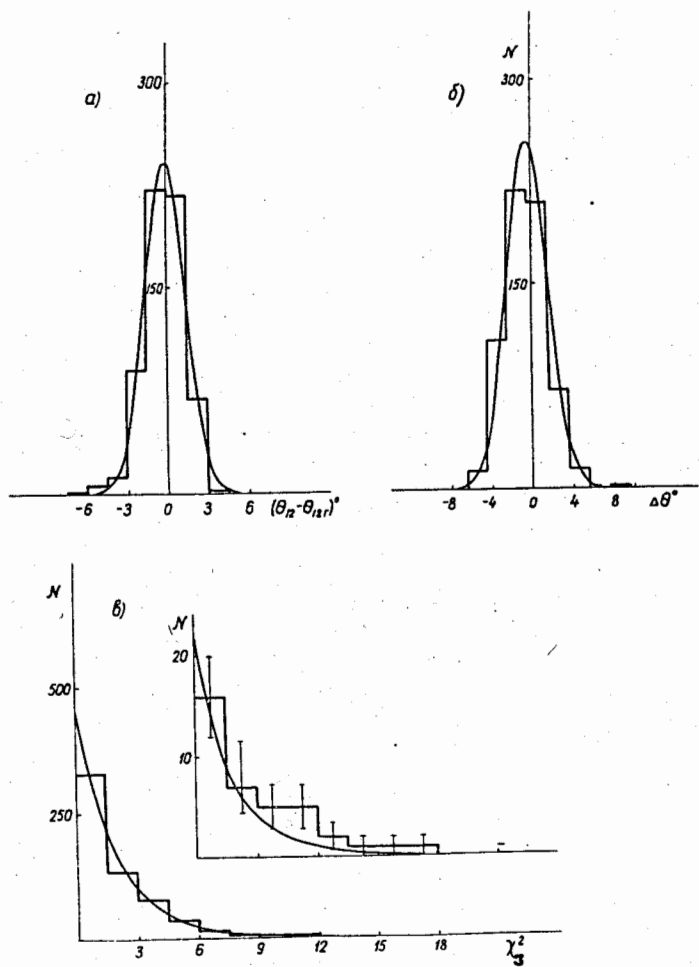


Рис. 3. Распределение событий реакций (1), (2), (3) с $\theta_{12} \approx 70^\circ$ по величинам $(\theta_{12} - \theta_{12T})$ (а), $\Delta\theta$ - (б) и χ^2_3 (в).

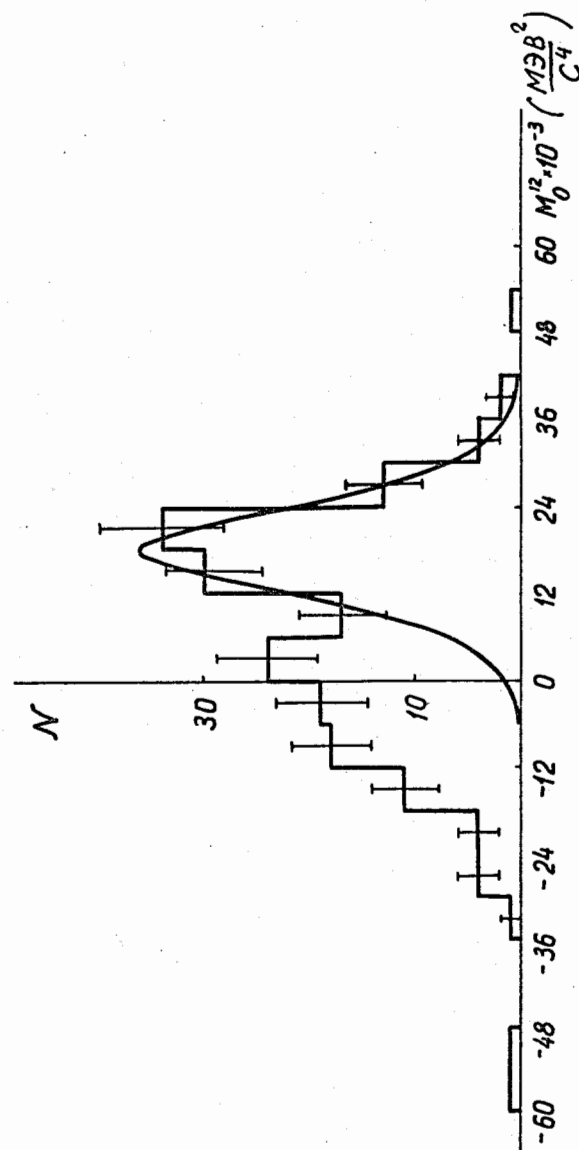


Рис. 4. Распределение событий реакции (1), (2) по квадрату массы нейтральной частицы. Плавная линия представляет собой функцию разрешения для событий реакции (2).

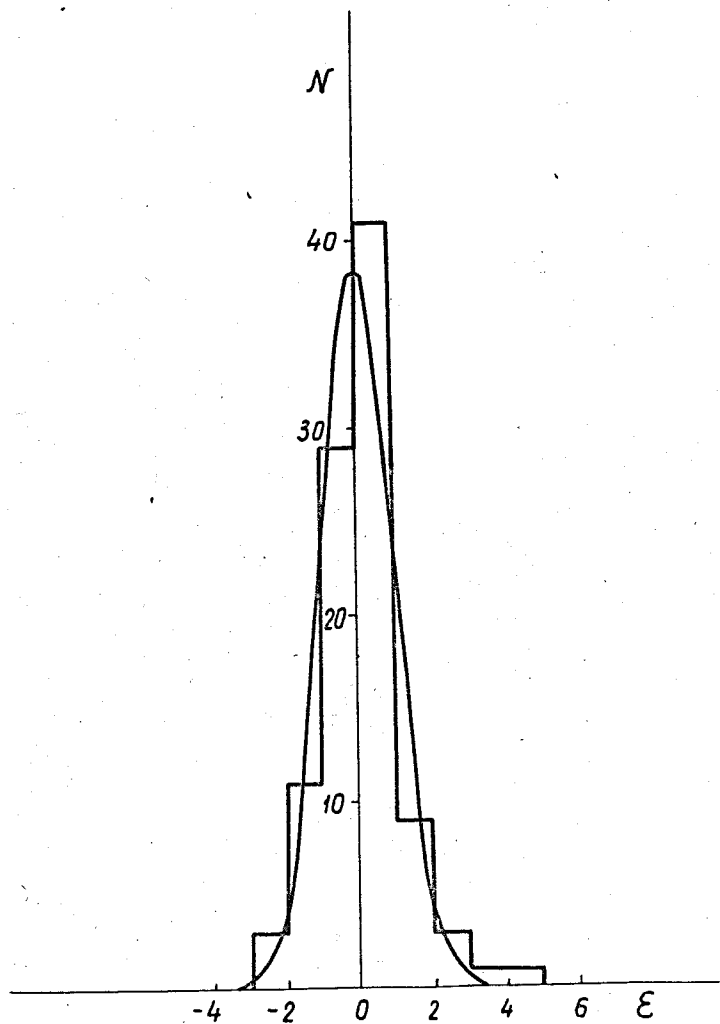


Рис. 5. Распределение событий реакций (2) по величине $\epsilon = \frac{M_0^2 - 135^2}{\Delta(M_0^2)}$.

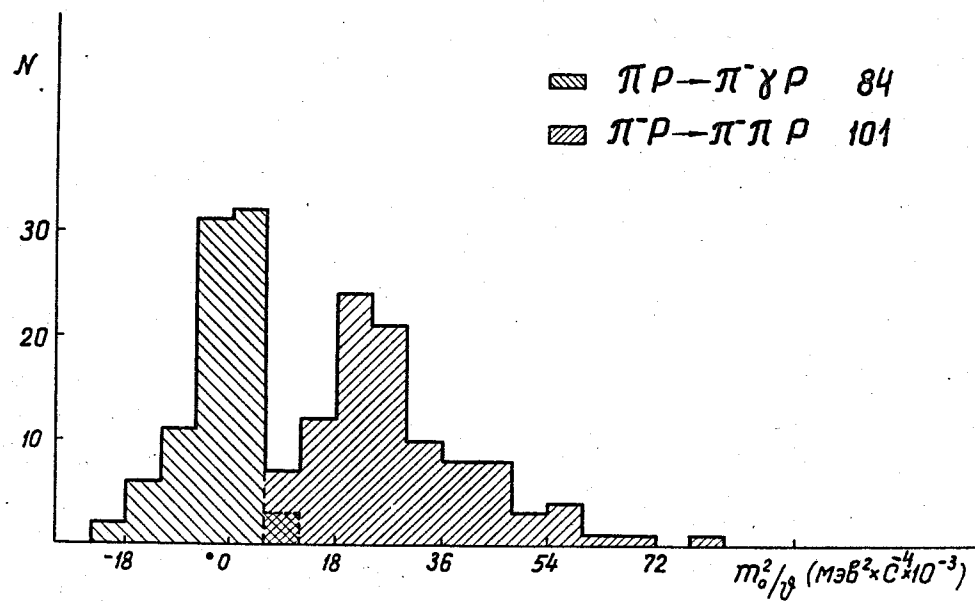


Рис. 6. Распределение событий реакций (1), (2) по величине $\frac{M_0^2}{v}$.

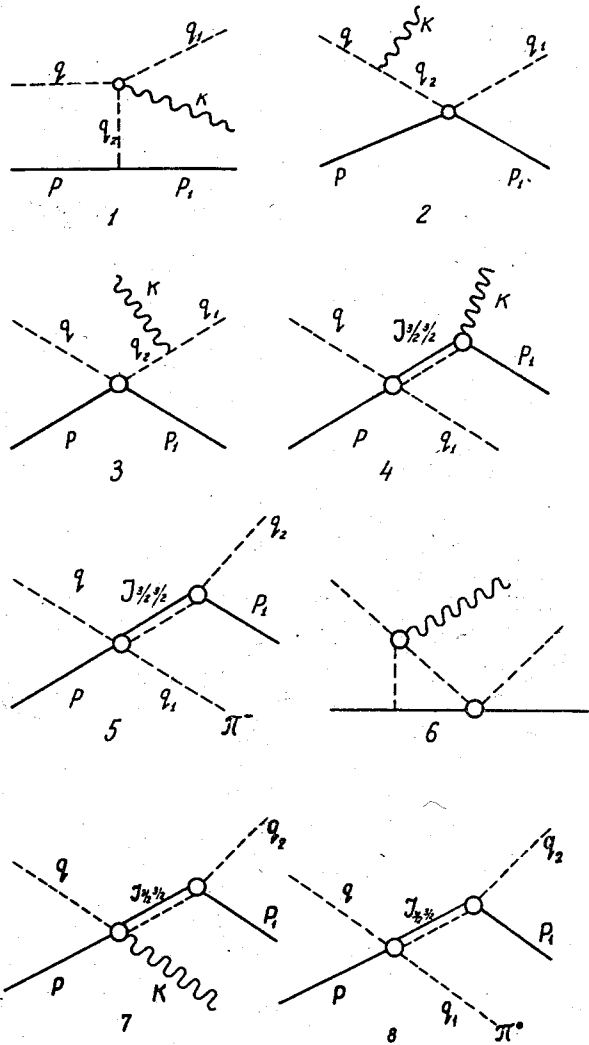


Рис. 7.

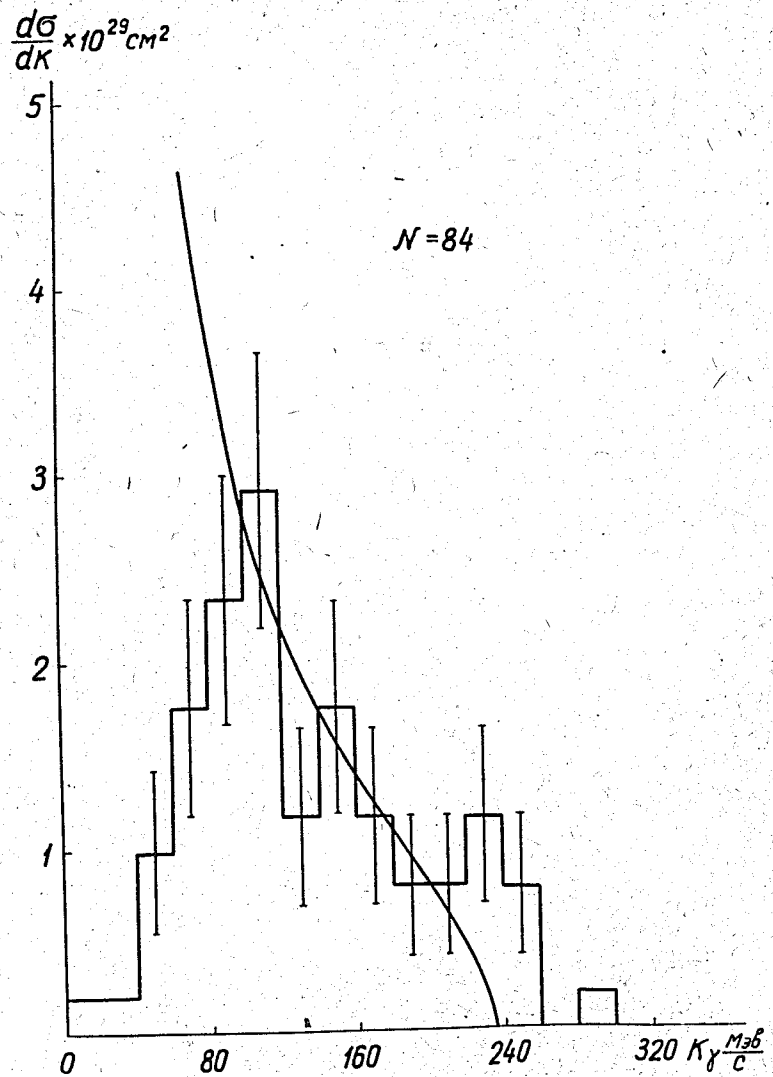


Рис. 8. Распределение γ -квантов от реакции (1) по их импульсам в с.ц.м. начальных частиц. Плавная кривая рассчитана по диаграмме (3).