ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1970

Б1-1-5388

М.С.ХВАСТУНОВ.

Исследования реакций перезарядки псевдоскалярных мезонов $\pi^- p \to \left\{ \begin{matrix} \pi^0 n \\ \eta n \end{matrix} \right.$ при малых передаваемых импульсах.
(Обзор экспериментальных работ и некоторые замечания).

30 сентября 70 Кац

ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакций $\pi^- + p \to \left\{ \begin{matrix} \pi^0 + n \\ \eta + n \end{matrix} \right.$ представляют интерес с точки зрения возможности проверки основных постулатов релятивистской локальной квантовой теории поля, принципа изотопической инвариантности сильных взаимодействий и предсказаний "редджистики".

Амплитуда $A_\pi^{(ex)}$ реакции рассеяния с перезарядкой

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \tag{I}$$

связана с амплитудами A_+ и A_- упругого $(\pi^\pm p)$- рассеяния известным соотношением

$$A_\pi^{(ex)} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(A_- - A_+) . \tag{2}$$

Эт. соотношение справедливо в рамках изотопической инвариантности. Пользуясь оптической теоремой можно выразить мнимую часть амплитуды $A_\pi^{(ex)}(0)$ рассеяния под нулем через полные сечения $(\pi^\pm p)$ - взаимодействий:

$$\mathcal{I}m\left(A_\pi^{(ex)}(0)\right) = -\frac{k}{4\pi\sqrt{2}}\left[\sigma_{tot}(\pi^- p) - \sigma_{tot}(\pi^+ p)\right], \tag{3}$$

где k - волновое число π^--мезона.

Вещественная часть амплитуды $A_\pi^{(ex)}(0)$ выражается через вещественные части амплитуд $A_-(0)$ и $A_+(0)$, которые могут быть вычислены по известным дисперсионным соотношениям для упругого $(\pi^\pm p)$ -рассеяния вперед.

с.р. 3026

Таким образом, дифференциальное сечение реакции рассеяния с перезарядкой $\pi^- p \to \pi^0 n$ вперед однозначно определяется дифференциальными сечениями упругого $(\pi^\pm p)$ - рассеяния вперед и полными сечениями $(\pi^\pm p)$ - взаимодействий. Измеряя сечения $\sigma_{tot}(\pi^\pm p)$ и дифференциальные сечения $\left(\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right)_{t=0}$ (t - квадрат переданного 4-импульса), можно делать однозначные предсказания относительно дифференциального сечения рассеяния с перезарядкой $(d\sigma_{ex}/dt)^{теор.}_{t=0}$. Сравнивая вычисленные таким способом $(d\sigma_{ex}/dt)^{теор}_{t=0}$ с экспериментальными значениями $(d\sigma_{ex}/dt)^{экси}_{t=0}$, можно проверять соотношения изотопической инвариантности и дисперсионные соотношения, т.е. аналитические свойства амплитуд, являющиеся отражением микропричинности и унитарности в локальной теории поля.

Основываясь на принципах локальной теории поля и на предположении, что амплитуды процессов рассеяния при фиксированном t не осциллируют, когда квадрат энергии $s \to \pm\infty$, а имеют какой-либо определенный рост (не экспоненциальный), авторы работы [I] получили следующее асимптотическое соотношение:

$$\left(\frac{d\sigma_{el}(\pi^\pm p)}{dt}\right)_{t=0} - \frac{1}{2}\left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)_{t=0} \sim \frac{1}{16\pi}\,\sigma^2_{tot}(\pi^\pm p). \qquad (4)$$

При выводе соотношения (4) использовалась также изотопическая инвариантность сильных взаимодействий и предполагалось, что амплитуда рассеяния с перезарядкой $A_\pi^{(ex)}$ при больших s вещественна.

Амплитуда рассеяния с перезарядкой под нулем выражается через вещественные части амплитуд A_-, A_+ упругого $(\pi^\pm p)$ - рассеяния под нулем $D_- = Re(A_-(0))$ и $D_+ = Re(A_+(0))$ и полные сечения $(\pi^\pm p)$ - взаимодействий следующим образом (см. формулы (2) и (3):

$$A_{ex}(0) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left\{(D_- - D_+) + i\frac{k}{4\pi}\left[\sigma_{tot}(\pi^- p) - \sigma_{tot}(\pi^+ p)\right]\right\}. \quad (2_I)$$

Амплитуды A_- и A_+ упругого $(\pi^{\pm} p)$ - рассеяния выражаются чер "чистые" изотопические амплитуды $A_{3/2}$ и $A_{1/2}$ для полного изо топического спина 3/2 и I/2 соответственно (см. например, [23]):

$$A_- = \frac{1}{3}\left(A_{3/2} + 2A_{1/2}\right), \quad A_+ = A_{3/2}. \quad (5)$$

Из формул (5) видно, что резонанс в (πp) - системе с изотопическим спином T = I/2 при соответствующей энергии приведет к увеличению полного сечения ($\pi^- p$) - взаимодействия, а сечение $\sigma_{tot}(\pi^+ p)$ не изменится и резонанс с изотопическим спином T=3/2 увеличивает $\sigma_{tot}(\pi^+ p)$ больше, чем $\sigma_{tot}(\pi^- p)$. Поскольку $\sigma_{tot}(\pi^- p) \gtrsim \sigma_{tot}(\pi^+ p)$, то резонанс с T=I/2 приведет к увеличению дифференциального сечения $\left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)_{t=0}$, а резонанс с T=3/2 - к ~~увеличению~~ уменьшению этого сечения. Поскольку при этом вещественные части D_- и D_+ амплитуд A_- и A_+ не равны нулю, то положение максимумов и минимумов в распределении $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ может не совпадать с положением соответствующих максимумов в полных сечениях $\sigma_{tot}(\pi^{\pm} p)$.

При высоких энергиях ($\gtrsim$ 2 Гэв) резонансы в (πp) -системе производят сравнительно небольшие увеличения сечений $\sigma_{tot}(\pi^{\pm} p)$. Поэтому для поиска резонансов необходимы весьма точные измерения этих сечений, В дифференциальное сечение рассеяния с перезарядкой под нулем входит разность двух близких сечений (см. (2_I)) $\sigma_{tot}(\pi^- p) \simeq \sigma_{tot}(\pi^+ p)$. Поэтому величина $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ более чувствительна к наличию резонансов в (πp) - системе, чем полные сечения $\sigma_{tot}(\pi^{\pm} p)$.

Если имеются точные измерения сечений $\sigma_{tot}(\pi^\pm p)$ и $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$, то можно вычислить модуль разности вещественных частей $|D_- - D_+|$ и сравнить его с результатами расчёта с использованием дисперсионных соотношений.

Исследования реакций $\pi^- p \to \left\{ \begin{array}{l} \pi^\circ n \\ \eta n \end{array} \right.$ дают уникальную возможность проверки предсказаний теории Редже. Согласно этой теории асимптотика амплитуд указанных процессов определяется особенностью ρ -мезонного типа (для реакции $\pi^- p \to \pi^\circ n$)и особенностью A_2 - мезонного типа (для реакции $\pi^- p \to \eta n$) (см., например, [2] и [3]). Предсказывается линейная зависимость (при $t = const$):

$$\lg(d\sigma/dt) = A(t) - \chi(t)\cdot \lg s,$$

где $\chi(t) = 2[1-\alpha_a(t)]$, $A(t)$ - неизвестная функция от t, a - ρ или A_2. Траектория Редже - график функции $Re(\alpha_a(t)) = f(t)$,может быть не прямой, а кривой и должна иметь небольшие изломы на порогах $t = 4m_\pi^2, 9m_\pi^2$ и т.д. рождения любого числа π -мезонов. Если, однако, кривизна траектории мала и изломы ее невелики, то при продолжении в область $t > 0$ график функции $Re(\alpha_a(t))$ может проходить недалеко от точки $Re(\alpha_a(0)) = 1(2)$ при $t = m_\rho^2\,(m_{A_2}^2)$.

Дифференциальные сечения процессов $\pi^- p \to \left\{ \begin{array}{l} \pi^\circ n \\ \eta n \end{array} \right.$ выражаются через амплитуды A_a и B_a без изменения и с изменением спиральности нуклона следующим образом [3] :

$$\frac{d\sigma}{dt}(s,t) = \frac{1}{\pi s}\frac{m^2}{k^2}\left\{\left(1-\frac{t}{4m^2}\right)|A_a|^2 + \frac{t}{4m^2}\left(s - \frac{s+p_\pi^2}{1-t/4m^2}\right)|B_a|^2\right\}, \quad (6)$$

где m - масса нуклона, k - импульс частицы в системе центра масс реакции $\pi^- p \to \pi^\circ(\eta) n$, p_{π^-} - импульс π^- -мезона в лабораторной системе и амплитуды A_a и B_a :

$$A_a(s,t) = -\frac{\pi}{2}\left[2\alpha_a(t)+1\right]\beta_a(t)\,\frac{\exp(-i\pi\alpha_a(t))-1}{\sin(\pi\alpha_a(t))}\left[\frac{s}{2p(t)p'(t)}\right]^{\alpha_a(t)}, \qquad (7)$$

$$B_a(s,t) = \frac{\exp(-i\pi\alpha_a(t))-1}{\sin(\pi\alpha_a(t))}\left[\frac{s}{2p(t)p'(t)}\right]^{\alpha_a(t)-1}, \qquad (8)$$

p, p' - импульсы частиц в системе центра масс перекрестной реакции $\pi^- + \pi^0(\eta) \to \bar{p} + n$ соответственно в начальном и конечном состояниях. Из выражений (6) и (7) видно, что значение дифференциального сечения при $t=0$ однозначно определяет модуль амплитуды A_a и значение вычета $\beta_a(0)$.

Поскольку вклад амплитуды B_a в $s \simeq 2p_\pi m$ раз меньше вклада амплитуды A_a (см. выражения (7) и (8), то экспериментальные данные по $d\sigma/dt$ в области малых $|t|$ позволяют правильно определить также вычет $\beta_a(t)$ (см. (6) и (7).

Отношение вещественной части амплитуды к мнимой для рассеяния с перезарядкой $\pi^- p \to \pi^0 n$ под нулем можно определить по формуле [2] :

$$\xi_{ex}^{(1)}(0) = Re\left(A_{ex}(0)\right)/Im\left(A_{ex}(0)\right) = \pm\sqrt{\frac{32\pi}{(\Delta\sigma)^2}\left(d\sigma_{ex}/dt\right)_{t=0} - 1}, \qquad (9)$$

где $\Delta\sigma = \sigma_{tot}(\pi^- p) - \sigma_{tot}(\pi^+ p)$.

Соотношение (9) получено на основе изотопической инвариантности (соотношение (2)) и оптической теоремы. С другой стороны величина $\xi_{ex}(0)$ может быть определена по формуле [2] :

$$\xi_{ex}^{(2)}(0) = Re\left(A_{ex}(0)\right)/Im\left(A_{ex}(0)\right) = tg\left(\frac{\pi}{2}\alpha_\rho(0)\right), \qquad (10)$$

получающейся из дисперсионных соотношений, если полагать, что в области больших энергий амплитуда $A_{ex}(E)_{t=0}$ изменяется по степенному закону $E^{\alpha_\rho(0)-1}$ (E - энергия π^--мезона в лабораторной системе). Из выражения (10) видно, что целесообразно вычислять значение $\alpha_\rho(0)$ по формуле:

$$\alpha_p(0) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}\left(\xi_{ex}^{(2)}(0)\right). \qquad (10_I)$$

Ошибка параметра $\alpha_p(0)$, вычисленного по формуле (10_I) при $\xi_{ex}^{(2)}(0) \simeq 1$ примерно в три раза меньше ошибки параметра $\xi_{ex}^{(2)}(0)$:

$$\Delta\alpha_p(0) = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta\xi_{ex}^{(2)}(0)}{1+\left(\xi_{ex}^{(2)}(0)\right)^2}. \qquad (10_2)$$

Вместо параметра $\xi_{ex}^{(2)}(0)$ можно использовать величину $\xi_{ex}^{(1)}(0)$ (см. формулу (9)).

Таким образом, в предположении, что амплитуда рассеяния с перезарядкой $A_{ex}(E)_{t=0}$ при больших энергиях изменяется по степенному закону $E^{\alpha_p(0)-1}$, параметр $\alpha_p(0)$ может быть определен по результатам измерений полных сечений $\sigma_{tot}(\pi^- p)$ и $\sigma_{tot}(\pi^+ p)$ и дифференциального сечения рассеяния с перезарядкой под нулем $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ при какой-либо одной энергии.

§ I. Рассеяние с перезарядкой.

Процесс рассеяния с перезарядкой $\pi^- p \to \pi^0 n$ исследовался во многих работах [5÷ 10,14].
Наиболее полные и точные данные были получены в Брукхейвене и в ЦЕРНе [8÷10,14]. Поэтому в дальнейшем будут анализироваться в основном эти работы. Экспериментальные установки, использованные в работах [8÷ 10,14], мало отличаются друг от друга, поэтому достаточно описать одну из них (см. рис. I).

Импульс подающих π^--мезонов мог варьироваться от 2,4 до 18 Гэв/с. При этом длина жидководородной мишени, расположенной на пучке П-мезонов изменялась от 5 до 30 см.

Антипротоны и К -мезоны, присутствующие в пучке, подавлялись с помощью дифференциального черенковского счетчика. Разброс в импульсе пучковых частиц составлял от 0,8 до 2,0%. Мишень окружалась с боков сэндвичами из сцинтилляторов и свинцовых пластин ($\sim$ 4 радиационной длины) для исключения реакций с рождением заряженных частиц и фотонов, вылетающих под большими углами к пучку. С помощью таких сэндвичей перекрывался практически весь телесный угол из мишени за исключением малого угла $d\Omega$ назад (для пропуска пучковых частиц) и угла $12^0 \times 12^0$ вперед для того, чтобы пропустить распадные фотоны от π°-мезонов, рождающихся в реакции (1). Для исключения реакций с заряженными частицами, вылетающими под углом $\theta \lesssim \sqrt{2} \cdot 6^\circ$ к пучку, на оси пучка был поставлен тонкий сцинтилляционный счетчик антисовпадений. Регистрирующим прибором служила многозазорная искровая камера с веществом, расположенная на оси пучка. Искровая камера состояла из 14 латунных пластин с суммарной толщиной 5 радиационных длин (в работе [10]) или из 26 свинцовых пластин с суммарной толщиной 12 радиационных длин (в работе [8]). Размеры искровых камер были 50x50 см^2. Установка срабатывала в тех случаях, когда мониторные счетчики отмечали факт прохождения π^--мезонов, попадающих в мишень, и не было сигналов от счетчиков антисовпадений. Распадные фотоны от π°-мезона конвертировали в пластинах искровой камеры.

При просмотре снимков с искровых камер отбирались случаи с двумя ливнями от фотонов. Угол разлета фотонов $\theta_{\gamma\gamma}$ определялся по результатам измерений координат вершин ливня в искровой камере в предположении, что каждое событие происходит в центре мишени. При этом основной источник ошибки в $\theta_{\gamma\gamma}$ был обусловлен протяженностью мишени, Результирующая ошибка в $\theta_{\gamma\gamma}$ составляла от $\pm$ 1,6 до $\pm$2,5% в разных экспериментах (разных импульсах П-мезонов).

Эффективность регистрации отдельного фотона была близка к 100%. Поэтому примесь фоновых событий от процессов с большим числом фотонов была ~~незначительной~~. Фон, от реакции $\pi^- p \to N\pi^0$, $\hookrightarrow n\pi^0$, когда низкоэнергетичные фотоны от распада П^0-мезонов изобары не регистрировались антисовпадательной системой, по оценкам авторов не превышал 10% от исходного числа событий.

За направление вектора импульса П^0-мезона $\vec{p}_{\pi^0}$ в работах [9, 10] принималось направление биссектрисы угла между фотонами. В работе [8] направление вектора $\vec{p}_{\pi^0}$ для части событий ($\gtrsim$ 50%) определялось с учётом отношений энергий распадных фотонов и для остальных событий использовались оба решения для $\vec{p}_{\pi^0}$, взятые с весами, соответствующими дифференциальным сечениям. Отношение энергий распадных фотонов оценивалось по числам частиц в ливнях. Авторы работ [9,10] не приводят значение Δt - точности определения t - квадрата переданного 4- импульса. Величины Δt, приведенные в работе [8], равны: при $|t| \lesssim 0,06$ (Гэв/с)^2 $\Delta t = \pm 0,005$ (Гэв/с)^2 и при больших значениях $|t|$ $\Delta t/t \simeq 0,1$.

На рис. 2 представлены дифференциальные сечения $d\sigma_{ex}/dt$ реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ для импульсов П$^-$-мезонов 6,8; 10; 12; 14 и 16 Гэв/с [9] и 5,9; 9,8; 13,3 и 18,2 Гэв/с [3]. Основной особенностью этих распределений является их одинаковый характер в области $0 \le |t| \le 0,5$ (Гэв/с)^2 при разных значениях p_{π^-}. В интервале t от

0 до – 0,I (Гэв/с)^2 сечение меняется слабо. Более детально ход сечения в области малых $|t|$ приведен на рис. 2 в верхнем углу. В области $|t| \simeq 0$ заметна некоторое уменьшение сечения. Максимум сечения наблюдается при $t \simeq -0,04$ (Гэв/с)^2. При $t \lesssim -0,I$ (Гэв/с)^2 имеется примерно экспоненциальный спад сечения $d\sigma_{ex}/dt$: $\sim exp\,(7,6\,t)$ [9] и $\sim exp\,(II,2\,t)$ [8], подобный экспоненциальному спаду сечения упругого $(\pi^{\pm}p)$ – рассеяния. Однако в области $|t| \lesssim 0,I$ преведение сечения $d\sigma_{el}(\pi^{\pm}p)/dt$ упругого $(\pi^{\pm}p)$ – рассеяния сильно отличается от хода $d\sigma_{ex}/dt$ для процесса $\pi^- p \to \pi^0 n$: экспоненциальный спад сечений $d\sigma_{el}(\pi^{\pm}p)/dt$ наступает сразу же при $t = 0$.

Как видно из рис. 2в, дифференциальные сечения $d\sigma_{ex}/dt$ при $t = const$ $\left(|t| \lesssim 0,3 \text{ (Гэв/с)}^2\right)$ с изменением p_{π^-} (по крайней мере в интервале от ~ 6 до $\sim$ I8 Гэв/с). изменяются как $1/p_{\pi^-}$. Полные сечения реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ $\sigma_{tot}^{(ex)}$, полученные путем интегрирования дифференциальных сечений $d\sigma_{ex}/dt$ по t от 0 до – 0,5 (Гэв/с)^2, с ростом p_{π^-} от ~ 6 до $\sim$ I8 Гэв/с) также изменяются примерно по закону $1/p_{\pi^-}$ (см. таблицу I).

Таблица I. Сечения реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ [8].

p_{π^-} (Гэв/с)	5,9	9,8	I3,3	I8,2
$\sigma_{tot}^{(ex)}$ (μb)	87±4	48±2,5	36±2	24±2,5
$\left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)_{t=0}$ (мб/(Гэв/с)^2	375±30	207±30	I88±20	I34±I5

Произведения $p_{\pi^-}\,\sigma_{tot}^{(ex)}$ и $p_{\pi^-}\left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)_{t=0}$ примерно постоянны: $10^{-2}\,p_{\pi^-}\,\sigma_{tot}^{(ex)}$ = 5,I4±0,23; 4,70±0,25; 4,82±0,26; 4,37±0,46 и $10^{-3}\,p_{\pi^-}\left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)_{t=0}$ =2,2I±0,I8;

2,03±0,29; 2,50±0,27; 2,44±0,23 при p_{π^-} = 5,9; 9,8; 13,3 и 18,2 Гэв/с соответственно (см. таблицу 1). Необходимо отметить, что в области меньших значений p_{π^-} ($p_{\pi^-} \lesssim 6$ Гэв/с) сечения убывают с ростом энергии более быстрыми темпами - примерно как $1/p^2_{\pi^-}$ [4,5].

Зная дифференциальные сечения перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ под нулем $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$,можно определить отношение вещественной части амплитуды к мнимой. Мнимая часть вычисляется по формуле (3) , а вещественная часть определяется из соотношения:

$$\left[Re\left(A_{ex}(0)\right)\right]^2 = \left(\frac{d\sigma_{ex}}{dt}\right)^2_{t=0} - \left[Jm\left(A_{ex}(0)\right)\right]^2 . \qquad (11)$$

В таблице 2 приведены значения мнимых частей амплитуды $A_{ex}(0)$ (вернее их квадраты) и отношения $\xi_{ex}(0) = Re(A_{ex}(0))/Jm(A_{ex}(0))$ при разных значениях импульса π^--мезона.

Таблица 2. Отношения вещественной части к мнимой для амплитуды рассеяния с перезарядкой под нулем $\pi^- p \to \pi^0 n$ [8].

p_{π^-} (Гэв/с)	5,9	9,8	13,3	18,2
$\left[Jm\left(A_{ex}(0)\right)\right]^2$ (мб(Гэв/с))^2	170±30	110±30	80±25	60±25
$\xi_{ex}(0)$	1,10±0,15	0,95±0,25	1,15±0,20	1,15±0,25

Как видно из таблицы 2, вещественная часть амплитуды перезарядки под нулем при всех энергиях от ~ 6 до ~18 Гэв. сравнима с мнимой частью: $\xi_{ex}(0) \simeq 1$.

Детальный анализ данных по перезарядке [8,9] на основе учёта вклада одной ρ-мезонной особенности был выполнен в работах [13,2]. Приведем результаты анализа [2] более точных данных [8]. На рис. 3 приведен ряд прямых $\lg(d\sigma_{ex}/dt) \sim A(t) - \varkappa(t) \lg E$ для $-t_i$ =0,05; 0,07; 0,12; 0,16; 0,21; 0,28; 0,36 (Гэв/с)^2. Энергия $E \simeq s/2m$ – энергия π^--мезона в лабораторной системе. Для каждой серии экспериментальных точек (для каждого указанного значения t_i) проводились две крайние прямые, с наибольшим и наименьшим наклоном. Как видно из приведенного рисунка, экспериментальные точки удовлетворительно следуют линейной зависимости $\lg(d\sigma_{ex}/dt) = A(t) - \varkappa(t) \lg E$, $t = const$, и тем самым подтверждается предсказание простой модели Редже о поведении дифференциального сечения перезарядки с ростом энергии. При переходе к бо́льшим значениям $|t|$ наклон кривых $\varkappa(t) = 2(\alpha(t) - 1)$ увеличивается (значения $\alpha(t)$ уменьшаются). Определяя наклон $\varkappa(t)$ для каждой прямой (для каждого из указанных значений t_i); можно определить соответствующие значения $\alpha(t_i)$. На рис. 4 приведены значения $\alpha(t)$, определенные таким способом (прямая $\alpha_\rho(t)$). Значения $\alpha_\rho(t)$ хорошо согласуются с линейной зависимостью

$$\alpha_\rho(t) = \alpha_\rho(0) + \alpha'_\rho(0) \cdot t, \qquad (12)$$

где $\alpha_\rho(0)$ =0,55±0,02 и $\alpha'_\rho(0)$ =0,74±0,08.

Параметр $\alpha_\rho(0)$ можно оценить по формуле (10$_1$):

$$\alpha_\rho(0) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(\xi_{ex}(0)).$$

Если в качестве $\xi_{ex}(0)$ взять величину $\overline{\xi_{ex}(0)} = 1,10 \pm 0,10$, полученную усреднением четырех значений $\xi_{ex}(0)$ из таблицы 2, то для $\alpha_\rho(0)$ получим значение: $\alpha_\rho(0)$ =0,53±0,03.

При продолжении в область $t>0$ траектория $\alpha_\rho(t)$ проходит через точку $(\alpha_\rho = 1\ , t = m^2_\rho)$ и тем самым подтверждается второе предсказание теории Редже.

При изучении зависимости от энергии дифференциального сечения перезарядки под нулем в интервале p_{π^-} от 2,4 до 3,8 Гэв/c [10,14] обнаружена нерегулярность (см. рис. 5 [15]). При $p_{\pi^-} \simeq 3$ Гэв/с заметен максимум и при $p_{\pi^-} \simeq$ 2,5 и 3,5 Гэв/с два минимума. Найденное распределение $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ идентифицировано авторами как проявление резонансов в (πp) - системе $N^*_{3/2}$ (2420), $N^*_{3/2}$(2850) и $N^*_{1/2}$ (2650).

Как уже говорилось во введении, дифференциальное сечение $(d\sigma_{ex}/dt)$ может быть вычислено с использованием данных по полным сечениям $\sigma_{tot}(\pi^\pm p)$ и с привлечением дисперсионных соотношений. На рис. 5 плавная кривая - результат такого расчёта. Видно, что экспериментальные данные согласуются с теоретической кривой вплоть до энергий ~ 4 Гэв"а, а при более высоких энергиях экспериментальные точки расположены выше плавной кривой - согласие с дисперсионными соотношениями нарушается. Возможно, что причина расхождения кроется в неучтенных систематических ошибках измерения дифференциальных сечений $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ и $(d\sigma_{el}(\pi^\pm p)/dt)_{t=0}$.

Перечислим основные особенности процесса $\pi^- p \to \pi^0 n$.

I. Полные сечения $\sigma^{(ex)}_{tot}$ и дифференциальные сечения $d\sigma_{ex}/dt$ при $t = const$ с увеличением энергии П-мезона в интервале p_{π^-} от 1,5 до ~6 Гэв/с уменьшаются в соответствии с законом $\sim 1/p_{\pi^-}^2$ и в области от 6 до 18 Гэв/с (по крайней мере) - по закону $1/p_{\pi^-}$.

2. Дифференциальное сечение $d\sigma_{ex}/dt$ в области $0 \leq |t| \lesssim$ 0,1 (Гэв/с)^2 мало меняется, а при больших значениях $|t|$ экспоненциально падает $\sim \exp(11,2t)$.

3. Вещественная часть амплитуды рассеяния с перезарядкой сравнима с мнимой:

$$Re(A_{ex}(0))/Jm(A_{ex}(0)) \simeq 1.$$

4. Экспериментальные данные по перезарядке при p_{π^-} =(6÷18) Гэв/с хорошо описываются простой моделью обмена одиночной ρ-траекторией.

5. В области высоких энергий амплитуда рассеяния с перезарядкой довольно чувствительна к различию в поведении полных сечений $(\pi^{\pm}p)$ - взаимодействия и к наличию резонансов в (πp)- системе.

6. При высоких энергиях ($\gtrsim$ 4 Гэв"а) дифференциальное сечение перезарядки под нулем не согласуется с расчётами по дисперсионным соотношениям.

§ 2. Рождение η -мезона в $(\pi^- p)$-взаимодействии.

Исследование процесса $\pi^- p \to \eta n$ представляет интерес с точки зрения возможности проверки теории Редже. Согласно этой теории, асимтотика амплитуды процесса $\pi p \to \eta n$ определяется одним полюсом - A_2- мезонным полюсом.

Рождение η- мезона в реакции $\pi^- p \to \eta n$ изучалось в работах [16, 14, 19] . Наиболее полные данные о реакции $\pi^- p \to \eta n$

при высоких энергиях были получены в работе [16] группой авторов, выполнивших ранее исследования [8] по перезарядке $\pi^- p \to \pi^0 n$. Аппаратура и методика восстановления углового распределения были те же, что и в работе [8], обсуждавшейся в предыдущем параграфе. Поэтому на них останавливаться не будем, а приведем основные результаты.

1. Полные сечения реакции $\pi^- p \to \eta n$ в интервале $p_{\pi^-} = (3 \div 18)$ Гэв/с изменяются по закону $1/p_{\pi^-}^{1,4}$ (см. таблицу 3).

Таблица 3. Полные сечения реакции $\pi^- p \to \eta n$ [16].

	p_{π^-} (Гэв/с)	2,91	3,72	5,9	9,8	13,3	18,2
σ_{tot} (мб)	$\eta \to \gamma\gamma$	64±8	43±5	21±2,3	9,7±1,2	6,4±0,7	4,0±0,8
	$\eta \to$ все	166±25	111±15	54±7	25,1±3,5	16,6±2,2	10,4±2,1

Произведения $\sigma_{tot} \cdot p_{\pi^-}^{1,4}$ равны (для $\eta \to \gamma\gamma$): $10^{-2}\, \sigma_{tot} \cdot p_{\pi^-}^{1,4} =$
$= 2,86 \pm 0,36$; $2,71 \pm 0,32$; $2,54 \pm 0,28$; $2,36 \pm 0,29$, $2,41 \pm 0,26$ и $2,33 \pm 0,47$ для $p_{\pi^-} = 2,91$; $3,72$; $5,9$; $9,8$; $13,3$ и $18,2$ Гэв/с.

2. Поведение дифференциальных сечений $d\sigma/dt$ с изменением t от 0 до ~ -1 (Гэв/с)^2 при всех энергиях из интервала (3÷18) Гэв/с одинаковое. В области $0 \le |t| \le 0,2$ (Гэв/с) сечение изменяется мало и при $|t| > 0,2$ наблюдается экспоненциальный спад сечения $\sim exp(4t)$.

Анализ данных [16] на основе учёта вклада одной A_2-мезонной особенности был выполнен в работе [2]. На рис. 6 [2] приведены результаты обработки: графики зависимости

$lg(d\sigma/dt)$ как функция $lg\,E$ для фиксированных значений $-t_i$ = 0,05; 0,15; 0,25; 0,40 и 0,60 (Гэв/с)^2 – рис. 6 и соответствующие значения $\alpha_R(t_i)$ (рис. 4 ,нижний график). ~~Систематическая~~ Статистическая точность в данном случае заметно ниже, чем в случае реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ и, наверно, поэтому прямые, проведенные через экспериментальные точки, имеют большой разброс в угле наклона. Экспериментальные точки удовлетворительно укладываются на прямые линии, отвечающие линейной зависимости $lg(d\sigma/dt)$ от $lg\,E$ и тем самым подтверждается одно из предсказаний теории Редже для данной реакции. Из наклона прямых на рис. 6 определялись значения $\alpha_R(t_i)$ для каждого из перечисленных выше значений t_i. На рис. 4 эти значений $\alpha_R(t_i)$ представлены как функции t. Прямая, проведенная через точки $\alpha_R(t_i)$ методом наименьших квадратов, имеет параметры:

$\alpha_R(t) = (0{,}38 \pm 0{,}06) + (0{,}61 \pm 0{,}18)\,t$, т.е. $\alpha_R(0) = 0{,}38 \pm 0{,}06$ и $\alpha'_R(0) = (0{,}61 \pm 0{,}18)$ (Гэв/с)^2.

Необходимо подчеркнуть, что при продолжении траектории $\alpha_R(t)$ с такими значениями параметров $\alpha_R(0)$ и $\alpha'_R(0)$ в область $t>0$ эта траектория проходит мимо точки (2, $m^2_{A_2}$): при $t_1^2 = m^2_{A_{2L}}$ = $1{,}269^2$ Гэв^2 = 1,61 Гэв^2 и $t^2_{m_{A_{2H}}} = 1{,}315^2$ Гэв^2 = 1,73 Гэв^2 [18] разности $2-\alpha_R(t_{1,2})$ равны:

$$2-\alpha_R(m^2_{A_{2L}}) = 0{,}64 \pm 0{,}30\ ,$$

$$2-\alpha_R(m^2_{A_{2H}}) = 0{,}56 \pm 0{,}31\ .$$

Вообще говоря, траектория Редже может и не быть прямой линией, а может быть некоторой кривой и должна иметь небольшие изломы на порогах рождения любого числа П-мезонов ($t = k m_\pi^2,\ k = 1,2,\ldots$). Однако в случае перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ ρ -траектория $\alpha_\rho(t) = (0,55 \pm 0,02) + (0,74 \pm 0,08)\, t$ в области $t < 0$ весьма похожа на прямую линию (см.рис. 4 ,верхняя прямая) и при продолжении в область $t > 0$ проходит через точку ($\alpha_\rho(m_\rho^2) = 1,\ m_\rho^2$):

$$1 - \alpha_\rho(m_\rho^2) = 0,01 \pm 0,05.$$

Поэтому, если для единообразия с ρ- траекторией потребовать, чтобы и A_2 - траектория была прямой линией в областях $t < 0$ и $t \geqslant 0$,то намечаются два вывода: I) при измерении дифференциальных сечений реакции $\pi^- p \to \eta n$ в [16] была допущена систематическая ошибка, которая привела к искажению наклона $\alpha'_R(0)$ A_2- траектории; 2) гипотеза об определяющей роли A_2- мезонной особенности в асимптотике амплитуды процесса $\pi^- p \to \eta n$ неверна. В любом случае весьма желательны более точные измерения дифференциальных сечений реакции $\pi^- p \to \eta n$ в широком интервале энергий.

Реакция $\pi^- p \to \eta n$ изучалась также в работе [19]. В этой работе точность по t была примерно в три раза лучше, чем в цитированной выше работе [16] . Это улучшение точности было достигнуто путем измерений энергий распадных фотонов с помощью ливневых черенковских спектрометров с точностью не хуже $\pm$ 10%.

Измерения проводились при $P_{\pi^-} = 4$ Гэв/с в интервале $0 \leq |t| \leq 0,25$ (Гэв/с)^2. Наблюдено существенно отличающееся от данных [16] поведение дифференциального сечения $d\sigma/dt = f(t)$ в области $|t| \lesssim$ 0,2 (Гэв/с)^2: экспоненциальный спад

$\sim exp\ (4,3t)$ вместо плато в [16]. Это различие объясняется, по-видимому, некоторым несовершенством процедуры восстановления углового распределения, принятой в работе [16]. (см. следующий параграф). К сожалению, работа [19] выполнена при одной энергии.

Таким образом, ситуация в случае процесса $\pi^- p \to \eta n$ менее ясна, чем для реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$:

1) нет такого четкого подтверждения всех предсказаний "редженстики", как в случае реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$;

2) с другой стороны, отвергнуть гипотезу об определяющей роли A_2 - особенности в $\pi^- p \to \eta n$ в настоящее время, по-видимому, нет оснований.

§ 3. Процедура восстановления углового распределения.

Наиболее полные данные по перезарядке были получены в двух лабораториях: в Брукхейвене [9,10] и в ЦЕРН"е [8,16]. Экспериментальные установки отличались в основном тем, что в Брукхейвене использовались искровые камеры с веществом суммарной толщины 5 радиационных длин, а в ЦЕРН"е - 12 радиационных длин. Несколько различались и процедуры восстановления направления вектора импульса П^0 - мезона.

В эксперименте, выполненном в Брукхейвене, для анализа отбирались события с углом разлета, близким к минимальному: $0,99 \lesssim \theta^*_{\gamma\gamma}/\theta^*_{min} \lesssim 1,15$ (~ 50% всех событий). Углы $\theta^*_{\gamma\gamma}$ и θ^*_{min} - в системе центра масс ($\pi^- p$). Такое обрезание по углу разлета повышало отношение эффект - фон и, как подчеркивали авторы [10], позволяло им использовать биссектрису угла разлета распадных фотонов в качестве направления вектора импульса π^0-мезона. Во второй работе [9] была предпринята попытка усовершенствовать процедуру восстановления углового распределения. Для перехода от t- распределения, полученного на основе биссектрис угла разлета, к истинному распределению методом Монте-Карло для каждого интервала по t вычислялись поправочные множители. Множители вычислялись для случая, когда распределение генерированных Π^0-мезонов задавалось изотропным. Однако таким способом вычисленные множители годятся только в том случае, когда дифференциальное сечение является линейной функцией t. Видимо по этой причине авторы вычисляли поправочные множители также для случая, когда задавалось угловое, распределение π^0-мезонов, близкое к экспериментально наблюдённому распределению (очевидно, биссектрисному): $d\sigma/dt = const$ для $0 \geq t \geq -0{,}1$ и $d\sigma/dt \sim exp\ (7{,}6\ t)$ для $t < -0{,}1$ (Гэв/с)^2. Для образа $0{,}965 \leq \theta^*_{\gamma\gamma}/\theta^*_{min} \leq 0{,}165$ были получены практически те же поправочные множители, что и в первом случае. Это совпадение является, по-видимому, следствием "хорошей" геометрии - 100%-й геометрической эффективности регистрации событий с $|t| \leq 0{,}3$ (Гэв/с)^2 и не может рассматриваться как подтверждение правильности принятой процедуры. Эта процедура внутренне противоречива, т.к. для ее использования необходимо знать истинное угловое распределение Π^0-мезонов, которое является предметом исследования и заранее неизвестно. Поэтому можно считать, что и во второй работе [9] - распределение восстановлено с использованием биссектрисы угла разлета. В третьей работе [14] брукхейвенской группы использовалась вполне последовательная процедура восстановления углового распределения. В качестве истинного распределения П^0-мезонов бралась то, которое производит распределение биссектрис угла разлета, совпадающее с экспериментальным распределением биссектрис. Если мы выберем некоторое угловое распределение π^0-мезонов, то, используя свойства двухфотонного распада П^0-мезона, можно предсказать (статистически) соответствующее распределение биссектрис угла разлета. Обозначим через A_{ij} вероятность того, что П^0- мезон из j-го t - интервала "породит" биссектрису в i-м t-интервале. Тогда распределения биссектрис будет описываться выражением

$$B(t_i) = \sum_j A_{ij} \varphi(t_j) \, , \quad .$$

где $\varphi(t_j)$ - неизвестное распределение П^0-мезонов. Таблицу коэффициентов A_{ij} можно вычислить методом Монте-Карло. Далее представим распределение П^0- мезонов $\varphi(t_j)$ в виде полинома

$$\varphi(t_j) = \sum_{n=0}^{n_{max}} a_n t_j^n$$

и тогда

$$B(t_i) = \sum_{n=0}^{n_{max}} a_n \sum_j A_{ij} t_j^n \, .$$

Подгоняя выражение $B(t_i)$ методом наименьших квадратов под экспериментальное распределение биссектрис, можно получить значения коэффициентов a_n и число n_{max}. Как видно из приведенных рассуждений, этот способ восстановления углового распределения является косвенным. Необходимо подчеркнуть, что распределения $d\sigma/dt$ "биссектрисное" [9] и полученное с помощью изложенного способа теми же авторами [14] примерно одинаковы: $d\sigma/dt \simeq const$ при $0 \le |t| \le 0{,}1$ (Гэв/с)^2 и при $|t| \gtrsim 0{,}1$ (Гэв/с)^2 сечение падает по экспоненте.

Более совершенная процедура восстановления углового распределения была у ЦЕРН"овской группы [8]. Искровые камеры, использованные этой группой, состояли из 26 зазоров, между которыми помещались свинцовые пластины с суммарной толщиной 12 радиационных длин. Поэтому можно было по числам треков в ливнях оценивать отношение энергии $\alpha = E_1/E_2$ распадных фотонов. Такие оценки надежно можно было произвести более чем для 50% случаев. Для остальных событий энергии распадных фотонов были настолько близки, что оценка их отношений по числам треков в ливнях была ненадежной. Для этой части событий, как предполагали авторы [8], оба решения (очевидно, решения

$$tg\theta_1 = \frac{\sin\theta_{\gamma\gamma}}{\cos\theta_{\gamma\gamma} + \alpha} \quad и \quad tg\theta_2 = \frac{\sin\theta_{\gamma\gamma}}{\cos\theta_{\gamma\gamma} + 1/\alpha}, \quad \theta_{1,2} = (\vec{P}_{\pi^0}, \hat{\ } \vec{P}_\gamma), \tag{13}$$

γ - один из распадных фотонов) практически идентичны. Использовались оба решения, взятые с соответствующими весами. Полученные результаты по $d\sigma/dt$ практически совпадали с аналогичными данными брукхейвенской группы.

Таким образом, в работах [8,9,10] использовались три разных способа восстановления углового распределения: 1) по биссектрисе угла разлета; 2) способ $B(t_i)$ (см. выше) и 3) с использованием оценок отношений энергий распадных фотонов.

§ 4. Некоторые замечания о процедуре восстановления углового распределения.

Покажем, что использование биссектрисы в качестве направления полета Π^0-мезона приводит к заметному искажению углового распределения в области малых $|t|$. Углы $\theta_i = (\hat{\vec{p}_{\gamma i}, \vec{p}_{\pi^0}})$, $i = 1,2$ и угол разлета $\theta = \theta_{\gamma\gamma}$ связаны известными соотношениями:

$$tg\theta_1 = \frac{\sin\theta}{\cos\theta + \alpha} \quad \text{и} \quad tg\theta_2 = \frac{\sin\theta}{\cos\theta + 1/\alpha} \qquad (14)$$

где $\alpha = E_1/E_2$.

При малых углах θ (высоких энергиях) формулы (14) можно упростить:

$$\theta_1 \simeq \frac{\theta}{1+\alpha} \quad \text{и} \quad \theta_2 = \frac{\theta}{1+1/\alpha}, \qquad (14_1)$$

Угол, определяющий направление биссектрисы угла разлета, равен полусумме углов θ_1 и θ_2 :

$$\theta_b = (\theta_1 + \theta_2)/2 .$$

Углы $\theta_{1(2)}$ и θ_b отсчитываются в плоскости $(\vec{p}_{\gamma 1}, \vec{p}_{\gamma 2})$ от вектора $\vec{p}_{\gamma 1(\gamma 2)}$ по направлению к вектору $\vec{p}_{\gamma 2(\gamma 1)}$ (см.рис. 7):

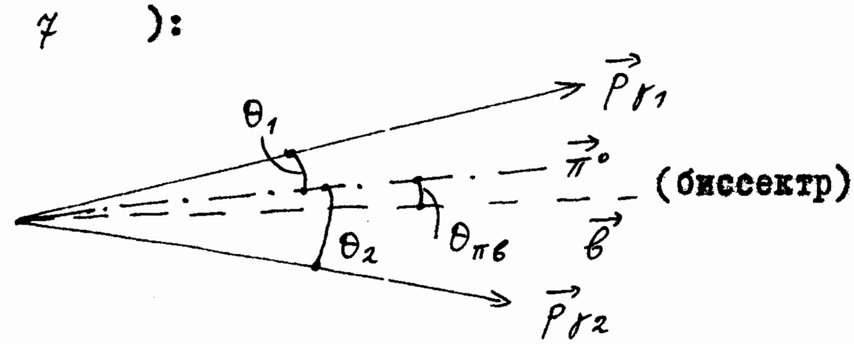

Рис. 7

Угол между биссектрисой $\mathscr{b}''$ и направлением полета П^0-мезона равен:

$$\theta_{\pi b} = \pm \left| \frac{\theta_1+\theta_2}{2} - \theta_1 \right| = \pm \left| \frac{\theta_1+\theta_2}{2} - \theta_2 \right| = \pm \frac{1}{2} \left| \theta_1 - \theta_2 \right| =$$

$$= \pm \frac{1}{2} \left(\frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right) \theta = \pm \frac{\beta}{2} \theta = \pm \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\theta_m}{2} .$$

(см. формулы (14_1) и [20]) . Угол θ_m - минимальный угол разлета. При изменении угла разлета от минимального значения θ_m до I,I5 θ_m (I,00 $\leq \theta_{\gamma\gamma}/\theta_m \leq$ I,I5) параметр β изменяется от 0 до $\beta_m \simeq$ 0,5 (см. [20]).Поскольку функция плотности вероятности для параметра β-константа (см. [20]), то при таком изменении угла разлета угол $\theta_{\pi b}$ практически равномерно заполняет интервал от 0 до $\frac{\beta_m}{\sqrt{1-\beta_m^2}} \frac{\theta_m}{2} = K_\beta \cdot \theta_m = 0{,}288\, \theta_m$.При углах $\theta_\pi \ll \theta_{\pi b}$ ($\theta_\pi = (\widehat{\vec{P}_{\pi^0}, \vec{P}_{\pi^-}})$ - угол вылета П^0-мезона) угол $\theta_\pi' = (\widehat{\vec{b}, \vec{P}_{\pi^-}})$ равномерно изменяется от 0 до $\theta_{\pi b}$ и при $\theta_\pi \simeq \theta_{\pi b}$ угол θ_π' изменяется от 0 до $2\theta_{\pi b}$ и при больших углах $\theta_\pi > \theta_{\pi b}$ угол θ_π' изменяется от $\theta_\pi - \theta_{\pi b}$ до $\theta_\pi + \theta_{\pi b}$.

Размытие углового распределения, обусловленное использованием биссектрисы, одинаково при всех энергиях; угол $\theta_{\pi b} = K_\beta \theta_m = 2\, m K_\beta / E_\pi$ и угол вылета П^0-мезона $\theta_\pi = \sqrt{|t|}/P_\pi$, их отношение равно:

$$\theta_{\pi b}/\theta_\pi \simeq 2m\, K_\beta / \sqrt{|t|} . \qquad (15)$$

Как видно из этого выражения, в области малых $|t|$ размытие особенно велико и при больших $|t|$ размытие уменьшается.Особенно сильно размытие зависит от массы распадающейся частицы m :

для $\eta \to \gamma\gamma$ оно в $m_\eta / m_{\pi^0} \simeq$ 4 раза больше, чем для π^0- мезона. В качестве примера приведем оценки размытия углового распределения в реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ при p_{π^-} = 10 Гэв/с. Минимальный угол $\theta_м$ равен: $\theta_м = 2m_{\pi^0}/E_{\pi^0}$ = 0,27/10=0,027 и угол $\theta_{\pi b}$ =0,0078 радиан. Рассмотрим несколько случаев: 1) $\theta_\pi \ll \theta_{\pi b}$; 2) $\theta_\pi \simeq \theta_{\pi b}$ и 3) $\theta_\pi > \theta_{\pi b}$. В таблице 4 приведены оценки размытия.

Таблица 4. Размытие углового распределения, обусловленное использованием биссектрисы угла разлета в качестве направления полета Π^0-мезона (реакция $\pi^- p \to \pi^0 n$)

	θ_π (рад)	θ'_π (рад)	$-t$ (Гэв/с)^2	$-t'$ (Гэв/с)^2
$\theta_\pi \ll \theta_{\pi b}$	0,0010	0÷0,0088	0,0001	0÷0,0076
$\theta_\pi = \theta_{\pi b}$	0,0078	0÷0,0156	0,0061	0÷0,0243
$\theta_\pi = 2\theta_{\pi b}$	0,0156	0,0078÷0,0234	0,0243	0,0061÷0,0550
$\theta_\pi = 3\theta_{\pi b}$	0,0234	0,0156÷0,0312	0,0550	0,0243÷0,0970
$\theta_\pi = 4\theta_{\pi b}$	0,0312	0,0234÷0,039	0,097	0,055÷0,152
$\theta_\pi = 5\theta_{\pi b}$	0,0390	0,0312÷0,0468	0,152	0,097÷0,218
$\theta_\pi = 6\theta_{\pi b}$	0,0468	0,039÷0,0546	0,219	0,152÷0,298
$\theta_\pi = 7\theta_{\pi b}$	0,0546	0,0468÷0,0625	0,297	0,218÷0,388

Как видно из таблицы 4, при углах вылета Π^0-мезона $\theta_\pi = (\vec{p}_{\pi^0} \wedge \vec{p}_{\pi^-})$ 0,0078 радиан угол $\theta'_\pi = (\vec{b} \wedge \vec{p}_{\pi^-})$ („в"-биссектриса угла разлета) размывается от 0 до 0,0156 радиан или (на языке передач t) при $-t = p_\pi^2 \theta_\pi^2$ = 0,0061 (Гэв/с)^2 величина $-t' = p_\pi^2 \theta_\pi'^2$ =(0÷0,0243)(Гэв/с)^2.

При малых $|t|$ (до $|t| \lesssim$ 0,10 (Гэв/с)^2 размытие велико и при больших значениях $|t|$ (примерно с $|t| \gtrsim$ 0,15 (Гэв/с)^2 относительная роль размытия падает.

Для обоснования использования биссектрисы угла разлета в качестве направления полета π^0 - мезона обычно (см.,например, [10, 9]), приводятся такие соображения. Для совокупности распадов с углом разлета близким к минимальному: $0,96 \le \theta_{\gamma\gamma}/\theta_m \le 1,15$, энергии распадных фотонов достаточно близки,так что оба решения (13) практически идентичны. Однако на самом деле это не так. При изменении угла разлета $\theta_{\gamma\gamma}$ от θ_m до $1,15\,\theta_m$ параметр $\alpha = E_1/E_2$, $E_1 \le E_2$ изменяется от 1 до $\alpha_m = (1-\beta_m)/(1+\beta_m) = 1/3$, ($\beta_m = 0,5$), т.е. энергии распадных фотонов могут сильно отличаться. Среднее значение параметра α_m вычисленное по формуле [20] :

$$\bar{\alpha}_m = \int_{\alpha_m}^{1} w(\alpha)\,\alpha\, d\alpha \Big/ \int_{\alpha_m}^{1} w(\alpha)\, d\alpha\,, \quad w(\alpha) = 1/(1+\alpha)^2,$$

равно: $\bar{\alpha}_m = 0,62$. Таким образом, в половине всех распадов ($0,95 \le \theta_{\gamma\gamma}/\theta_m \le 1,15$) энергии распадных фотонов отличается в среднем в $1/\bar{\alpha}_m \simeq 1,6$ раза. Так же сильно отличаются и углы $\theta_1 = (\widehat{\vec{P}_{\gamma 1}, \vec{P}_{\pi^0}})$ и $\theta_2 = (\widehat{\vec{P}_{\gamma 2}, \vec{P}_{\pi^0}})$: $\alpha = E_1/E_2 = \sin\theta_2/\sin\theta_1$.

В работе [8] параметр α оценивался по числам треков в ливнях. Более чем в 50% случаев это можно было сделать однозначно, В остальных событиях , как утверждают авторы, энергии фотонов были настолько близки, что оценка их отношений становилась ненадежной и это, по мнению авторов, та область, где оба решения (13) практически идентичны.

С последним заключением трудно согласиться. В цитируемой работе [8] ничего не говорится об обрезании по углу разлета $\theta_{\gamma\gamma}$; по-видимому, авторы этой работы использовали всю совокупность распадов, из которых, допустим в 60% случаев они могли надежно оценить параметр α . Для остальных 40% событий параметр α изменяется от I до $\alpha_m = (1-\beta_m)/(1+\beta_m)$ = 0,572 ; β_m = 0,4 и среднее значение этого параметра равно $\bar{\alpha}_m$ = 0,72, т.е. энергии в среднем отличаются в $1/\bar{\alpha}_m \simeq$ I,4 раза.

Таким образом, из трех способов восстановления углового распределения, обсуждавшихся в предыдущем параграфе, только один способ ($B(t_i) = \sum_{n=0}^{n_{max}} a_n \sum_j A_{ij} t_j^n$) выглядит наиболее корректным. Однако поскольку все три способа дают примерно одинаковое поведение и дифференциального сечения, в том числе и биссектрисный способ, искажающий распределение в области малых $|t|$,то это дает повод усомниться в корректности способа $B(t_i)$ в области малых $|t|$.

§ 5. Дифференциальное сечение перезарядки под нулем.

В работе [2I] получены дисперсионные соотношения для пион-нуклонного рассеяния вперед с учетом электромагнитных поправок. На основе этих дисперсионных соотношений и оптической теоремы вычислены значения дифференциальных сечений $(d\sigma_{ex}^c/dt)_{t=0}$ перезарядки $\pi^- p \to \pi^\circ n$ под нулем. Вычислены также значения сечений перезарядки $(d\sigma_{ex}^B/dt)_{t=0}$ с использованием амплитуды Бете [22] πN - рассеяния.

В таблице 5 приведены результаты этих расчетов и экспериментальные данные [9].

Таблица 5. Дифференциальные сечения реакции при $t = 0$.

p_π - (Гэв/с)	$d\sigma^c_{ex}/dt$ [мб/(Гэв/с)^2] I	$d\sigma^B_{ex}/dt$ 2	$(d\sigma_{ex}/dt)$ эксп. 3	$(d\sigma_{ex}/dt)$ эксп. 4
8	510^{+250}_{-184}	174^{+118}_{-61}	246 ± 37	~ 620
10	491^{+219}_{-165}	130^{+123}_{-27}	222 ± 29	~ 500
12	377^{+175}_{-133}	103^{+62}_{-22}	186 ± 24	~ 410
14	392^{+267}_{-164}	109^{+97}_{-32}	182 ± 24	~ 360
16	288^{+160}_{-114}	74^{+43}_{-4}	134 ± 29	~ 310
18	285^{+203}_{-137}	68^{+62}_{-6}	88 ± 34	~ 280

Как видно из этой таблицы, согласие теоретических значений $(d\sigma^c_{ex}/dt)_{t=0}$ (I-я колонка) с экспериментом (3-я колонка) плохое, несколько лучше согласуются с экспериментом сечения $(d\sigma^B_{ex}/dt)_{t=0}$ (2-я колонка). В 4-й колонке приведены сечения при $t=0$, полученные в предположении, что сечение перезарядки падает по экспоненте во всей области $0 \leq |t| \leq 0{,}4$ (Гэв/с)^2, а наблюдаемое ~~уплощение~~ уплощение в районе $0 \leq |t| \leq 0{,}1$ (Гэв/с)^2 обусловлено методическими погрешностями эксперимента (использованием биссектрисы угла разлета в качестве направления полета Π^0-мезона). Сечения, приведенные в 4-й колонке, хорошо согласуются с предсказаниями [21] $(d\sigma^c_{ex}/dt)_{t=0}$ и плохо - с $(d\sigma^B_{ex}/dt)_{t=0}$. Необходимо, однако, заметить, что использование биссектрисы для восстановления углового распределения может привести не только к занижению сечений при малых $|t|$ (когда "истинное" распределение описывается экспонентой $d\sigma_{ex}/dt \sim exp(k \cdot t)$, начиная с $t = 0$), но и к завышению сечений в районе малых $|t|$ (когда "истинные" значения сечений $d\sigma_{ex}/dt$ в районе малых $|t|$ при $t \to 0$ уменьшаются). В этом втором случае более или менее надежной экстраполяции $d\sigma_{ex}/dt$ в $t = 0$ провести не удается. Ясно, что эти экстраполированные значения $d\sigma_{ex}/dt$ лучше согласовывались бы со значениями $(d\sigma^{B}_{ex}/dt)_{t=0}$.

Таким образом, нельзя отдать предпочтение ни данным $(d\sigma^{c}_{ex}/dt)_{t=0}$, ни данным $(d\sigma^{B}_{ex}/dt)_{t=0}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По всей вероятности имеющиеся экспериментальные данные по дифференциальным сечениям $d\sigma_{ex}/dt$ перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ в области малых $|t|$ ($|t| \lesssim 0{,}1$ (Гэв/с)^2) не надежны. Поскольку знание сечений $(d\sigma_{ex}/dt)_{t=0}$ весьма важно для проверки основных принципов теории, изотопической инвариантности и предсказаний "реджистики", то весьма желательны измерения этих сечений в широком интервале энергий и передаваемых импульсов с помощью более совершенных методик (см, например, [19]). Весьма желательны также аналогичные измерения для реакции $\pi^- p \to \eta n$.

М. Квасдуков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И.Т.Тодоров, О.А.Хрусталев ЖЭТФ,46,1079 (1964).
2. К.А.Тер-Мартиросян. Лекция в школе по физике высоких энергий. Ереван.1966г.
3. L. Omnès. Ann. Rev. Nucl. Sci. 16,(1966) УФН,96,127 (1968)
4. P. Falk-Vairant, G. Valladas. Rev. of Mod. Phys. 33, 362 (1961).
5. В.В. Бармин, А.Г. Долголенко, Ю.С. Крестников, А.Г. Мешковский, В.А. Шебанов. Proc. Sienna Int. Conf on elementary particles, v. 1, p. 213 (1963); ЖЭТФ 46, 142 (1964).
6. М.А.Азимов, В.С.Пантуев, Л.В.Сильвестров, М.Н. Хачатурян, И.В.Чувило.ЯФ 1,145 (1965)
7. М.А.Азимов,И.М.Граменицкий, В.С.Пантуев, Л.С.Охрименко, Л.В.Сильвестров, Б.Словинский, З.Стругальский, М.Н.Хачатурян, И.В.Чувило. Труды XII-й международной конференции по физике высоких энергий, Дубна (1964).
8. P. Borgeaud, P. Falk-Vairant, O. Guisan, J. Kirz, P. Sonderegger, A. Stirling, M. Amblard, C. Caverzasio, J. P. Guillaud, M. Yvert. Proc. of the Int. Conf. on High Energy Phys, Dubna (1964). A. Stirling, P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J. Guillaud, C. Caverzasio, B. Amblard. Phys. Rev. Lett., 14, 763 (1965).

9. J. Mannelli, A. Bigi, R. Carrara, M. Wahlig, L. Sodickson.
Phys. Rev. Lett., 14, 408 (1965).

10. M. Wahlig, J. Mannelli, L. Sodickson, O. Fackler, C. Ward, T. Kan, E. Shibata. Phys. Rev. Lett., 13, 103 (1964)

11. P. Borgeaud, C. Bruneton, Y. Ducros, P. Falk-Vairant, O. Guisan, J. Movchet, P. Sonderegger, A. Stirling, M. Yvert, A. Tan Ha, S. D. Warshaw. Phys. Lett., 10, 134 (1964).

12. W. Galbraith, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, B. A. Leontic, R. H. Phillips, A. L. Read, R. Rubinstein.
Proc. of the Int. Conf. on High Energy Phys., Dubna (1964); Phys. Rev., 138, B913 (1965).

13. R. K. Logan.
Phys. Rev. Lett., 14, 414 (1965).

14. M. A. Wahlig, J. Mannelli.
Phys. Rev., 168, 1515 (1968).

15. В.А.Шебанов. Лекция в школе по физике высоких энергий.
Ереван, 1966

16. O. Guisan, J. Kirz, P. Sonderegger, A. Stirling, P. Borgeaud, C. Bruneton, P. Falk-Vairant, B. Amblard, C. Caverzasio, J. Guilland, M. Yvert. Phys. Lett., 18, 200 (1965).

17. F. Bulos et. al.
Phys. Rev. Lett., 13, 486 (1964)

18. Particle Data Group, UCRL-8030, Aug. 1968.

19. Я.Гладки, А.М.Балдин,М.Н.Хачатурян, М.С.Хвастунов, Л.Н.Шмарков. Препринт ОИЯИ EI-484I (1969)
Phys. Lett., **31B**, 475 (1970)

20. М.С.Хвастунов. Сообщение ОИЯИ I-4475 (1969).

21. Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев. ЯФ, **8**, 540 (1968).

22. H. A. Bethe. Ann. of Phys., **3**, 190 (1958)

23. Г.Челлен. Физика элементарных частиц, 1966г.

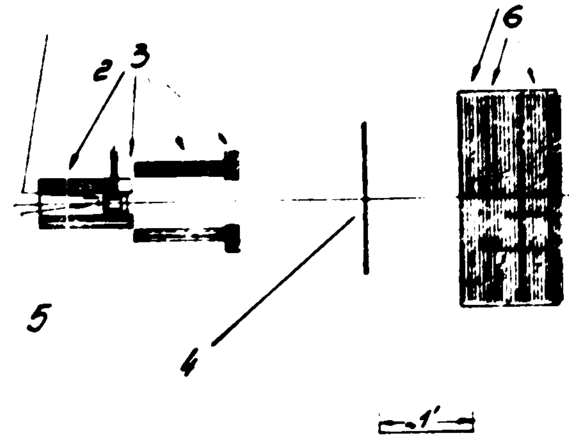

Рис. 1

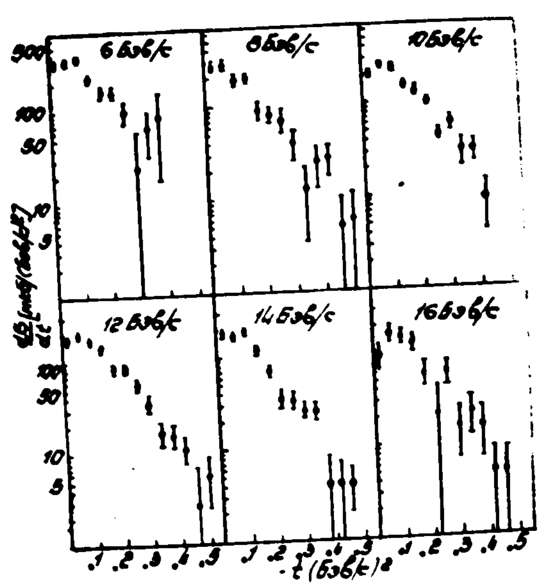

Рис. 2а. [9]

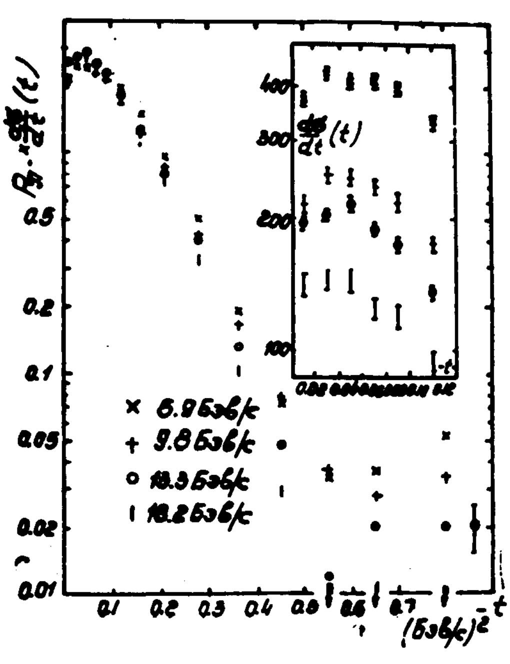

Рис. 2в. [8]

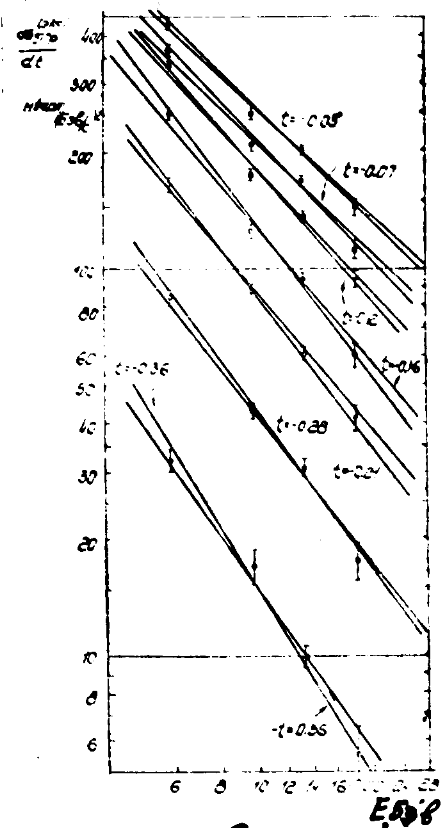

Рис. 3

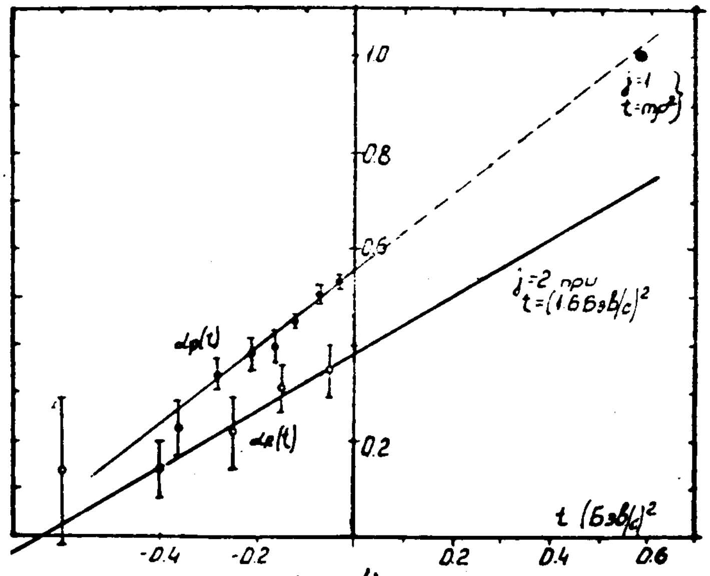

рис 4

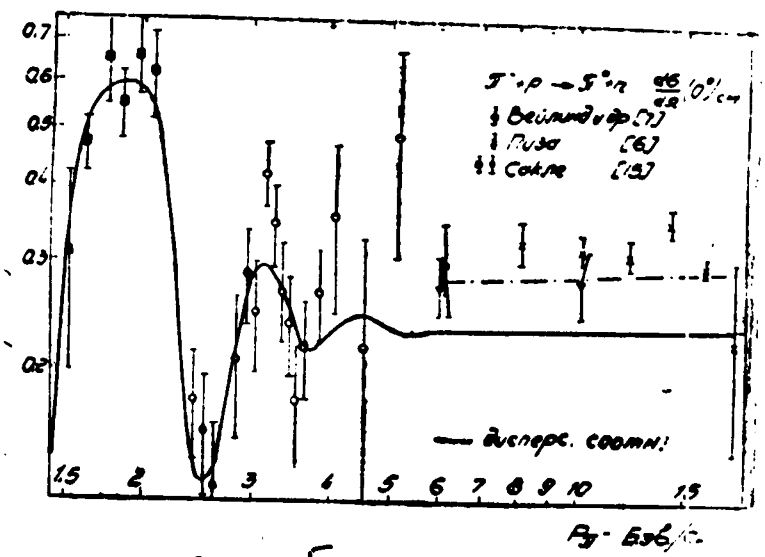

рис 5

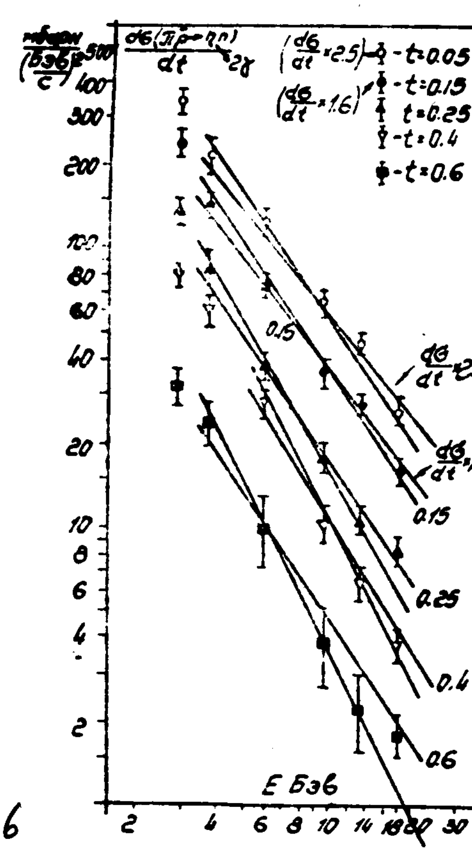

рис. 6