

С 346.48

2/15-66

К-659

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2604



Д.К. Копылова, М. Спыркез

К СРЕДНЕМУ ЧИСЛУ π^0 -МЕЗОНОВ
В НЕУПРУГИХ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

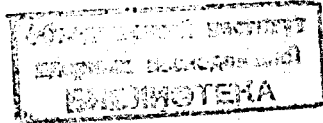
2604

Д.К. Копылова, М. Спыркез^{x/}

К СРЕДНЕМУ ЧИСЛУ π^0 -МЕЗОНОВ
В НЕУПРУГИХ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

411a/1 мр.

^{x/} Сотрудник Института атомной физики Румынской академии наук (г. Бухарест).



В в е д е н и е

В нашей предыдущей работе^{/1/}, выполненной на 24-литровой пропановой пузырьковой камере, облученной π^- -мезонами с импульсом (7-8) Гэв/c, при определении среднего числа π^0 -мезонов по зарегистрированным в камере γ -квантам были получены указания на недостаток π^0 -мезонов. В частности, среднее число π^0 -мезонов в двухлучевых неупругих π^-p -взаимодействиях оказалось равным $0,6 \pm 0,2$, в то время как оно должно быть по крайней мере не меньше единицы. Косвенные указания такого рода имеются и в других работах (см. ^{/2,3/}).

В настоящей работе была предпринята попытка определить среднее число π^0 -мезонов на взаимодействие в пропановой пузырьковой камере при импульсе π^- -мезонов ($3,95 \pm 0,06$) Гэв/c. Для этого были использованы неупругие 2-лучевые π^-p -взаимодействия, сопровождающиеся испусканием медленного протона. Среднее число π^0 -мезонов, найденных по конверсионным электронно-позитронным парам, оказалось равным ($1,6 \pm 0,3$). Это число согласуется с результатами расчетов по модели с одномезонным обменом ($\pi_{\pi^0} = 1,8$)^{/4/}. Найдено также среднее число π^0 -мезонов в событиях, в которых рождается p^- -мезон. Число π^0 -мезонов в этих взаимодействиях $0,7 \pm 0,2$, т.е. в пределах ошибок также не отличается от ожидаемого.

Э к с п е р и м е н т

В работе были использованы результаты просмотра 16200 кадров, на которых по обычным критериям, описанным, например, в^{/5/}, отбирались 2-лучевые события с одним черным вторичным следом. После измерений и расчетов было выделено 866 случаев, имеющих вторичный протон с импульсом (180-500) Мэв/c. Большинство этих протонов останавливалось в камере, и их импульс определялся по пробегу. Для каждого события была рассчитана недостающая масса M_x , и для дальнейшего анализа были использованы только те взаимодействия, которые имели $M_x > 0$ (см. работу^{/6/}). Из событий, имеющих $M_x > 0$, были отброшены случаи упругого взаимодействия первичного π^- -мезона с протоном. Выделение этих случаев, производилось по угловым характеристикам

(компланарность, соотношение угол-угол), кроме этого, требовалось, чтобы для них $M_x^2 > 0,15 (\text{Гэв}/c^2)^2$.

Окончательно было отобрано 314 неупругих π^-p взаимодействий, соответствующих реакциям $\pi^-p \rightarrow p\pi^-k\pi^0$ ($k \geq 1$). Распределение этих случаев по M_x^2 приведено на рис. 1.

Для выделения событий с рождением ρ^- -мезона было построено распределение найденных случаев по величине ω^2 , которая равна квадрату полной энергии всех испущенных π^- -мезонов в их системе покоя, выраженной в единицах массы π^- -мезона. ω^2 вычислялась по формуле
$$\frac{(E_0 - E_p)^2 - (P_0 - P_p)^2}{\mu^2}$$
,

полученное распределение приведено на рис. 2. События с $\omega^2 = 22-36$ соответствуют взаимодействиям с рождением ρ^- -мезона, на рис. 1 они заштрихованы. Приведенная на рис. 2 плавная кривая рассчитана по программе ФОРС^{/7/} (фон резонансных состояний). В этой программе распределение по эффективным массам вычислялось по ковариантной модели множественного рождения. При этом брались только события с рождением медленного протона и учитывалось угловое распределение протонов, взятое из эксперимента. Для нормировки фоновой кривой брались все π^-p события. Вычитая фон в области ρ^- -мезона и пренебрегая интерференцией, можно оценить сечение рождения ρ^- -мезонов в отобранных нами взаимодействиях. Отметим, что в нашем случае эта оценка является нижней границей, т.к. не рассматриваются случаи рождения ρ^- -мезона, которые из-за ошибок в измерениях импульсов попали в область с $M_x^2 < 0$.

Полученная оценка $\sigma_p \geq 0,10$ мб. Если учесть число случаев с $\omega^2 = 22-36$, имеющих $M_x^2 < 0$, то для сечения можно получить верхнюю границу, которая в нашем случае оказалась равной $0,24 \text{ мб}^{\text{X/}}$. Таким образом, сечение образования ρ^- -мезона находится в пределах $(0,1 < \sigma < 0,24)$ мб и хорошо согласуется с результатами, полученными другими авторами. Например, в работе, сделанной на водородной пузырьковой камере с импульсом π^- -мезонов $4 \text{ Гэв}/c^{\text{/8/}}$, сечение рождения ρ^- -мезона в области передач четырехмерного импульса протону, соответствующих нашим, получилось равным $0,22$ мб.

Расчет фона по программе ФОРС показал, что только в 10% случаев, имеющих $\omega^2 = 22-36$, образуются $2\pi^0$ -мезона, а в остальных $1\pi^0$ -мезон. Таким образом, зная распределение событий с $\omega^2 = 22-36$ по M_x^2 (заштрихованная часть рис. 1), можно найти экспериментальную ошибку в M_x^2 для случаев с рождением одного π^0 -мезона. Среднеквадратичная ошибка получилась равной $0,16 (\text{Гэв}/c^2)^2$, т.е. значительно

^{X/} Оценка сечения производилась в предположении, что отобранные нами события соответствуют взаимодействиям со свободным протоном. Это предположение кажется нам оправданным с достаточной точностью (см. по этому поводу работу^{/5/}).

большой квадрата массы π^- -мезона. Из приведенных результатов следует, что, используя только недостающие массы, в наших условиях нельзя полностью выделить канал реакций с рождением одного π^0 -мезона.

В отобранных 314 неупругих π^-p событиях было зарегистрировано по конверсионным парам 77 γ -квантов, которые можно было считать испущенными из точек взаимодействия. Эффективность просмотра событий с γ -квантами - 98%. Для каждого γ -кванта был рассчитан статистический вес, учитывающий зависимость эффективности регистрации γ -кванта от геометрических условий и его энергии. Расчеты проводились двумя способами. В первом способе веса вычислялись по формуле^{/1/}

$$W_i = (1 - \exp[-\mu(E_\gamma)])^{-1},$$

и для полного числа γ -квантов получено значение $\sum W_i = 922 \pm 141$ ^{X/}. Во втором способе расчеты проводились методом, аналогичным использованному в работе^{/9/}. Была составлена программа для электронно-счетной машины, позволяющая методом Монте-Карло разыграть положение звезд и γ -квантов в камере. Подробное описание программы приводится в приложении. После проведенных расчетов число γ -квантов получилось равным 1090 ± 158 ; Как видно, оба способа вычисления геометрических поправок дали совпадающие результаты, и поэтому было взято среднее из двух способов расчета. Среднее число π^0 -мезонов оказалось равным $\bar{n}_{\pi^0} = 1,6 \pm 0,3$, что совпадает с результатами расчетов, выполненных по модели с одномезонным обменом ($\bar{n}_{\pi^0} = 1,8$). В случаях с рождением ρ^- -мезона (90 событий) было найдено 15 γ -квантов. С учетом геометрических поправок это соответствует среднему числу π^0 -мезонов на взаимодействие, которое равно $0,7 \pm 0,2$. Видно, что это число существенно не отличается от ожидаемого ($\bar{n}_{\pi^0} = 1,0$).

Таким образом, мы не наблюдали статистически обеспеченных отклонений среднего числа π^0 -мезонов, зарегистрированных в камере по конверсионным парам, от ожидаемого.

Авторы выражают свою признательность В.Б. Любимову, М.И. Подгоречкому за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, а также благодарят группу лаборантов за участие в расчетах и измерениях.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приводится метод вычисления геометрической эффективности событий с γ -квантами с учетом условий опыта, а также некоторых данных о динамике процесса возникновения электронно-позитронных пар. Вычисление геометрической эффективности основано на моделировании рассматриваемых процессов.

^{X/} Ошибки везде вычислялись по формуле $\pm \sqrt{\sum W_i^2}$, приведенной в работе^{/10/}.

Для каждого события (рис. 3) известны импульсы всех частиц, включая γ -квант, и углы между векторами импульсов каждой частицы и направлением пучка. При помощи случайных чисел разыгрываем координаты центра события в эффективной области камеры, азимутальные углы, точку образования электронно-позитронной пары, поворот плоскости e^+e^- вокруг направления γ -кванта, импульсы электрона и позитрона.

Например, событие разыгрываем в камере 100 раз. n раз событие удовлетворяет необходимым критериям, а в остальных случаях - нет. $\frac{n}{100}$ назовем эффективностью регистрации события, а $\frac{100}{n}$ - его весом.

Рассмотрим схему расчета более подробно.

1) Координаты центра звезды.

$$X_0 = A' + a_1 (A'' - A'),$$

$$Y_0 = B' + a_2 (B'' - B'),$$

$$Z_0 = C' + a_3 (C'' - C').$$

$A', A'', B', B'', C', C''$ - координаты, определяющие эффективные размеры камеры, a_i ($i = 1, 2, 3$) - случайные числа ($0 < a_i < 1$).

2) Азимутальный угол γ -кванта и его новые направляющие косинусы (l', m', n').

$$\bar{\phi}_\gamma = 2\pi a_4 + \phi_\gamma; \quad 0 < a_4 < 1.$$

$$-l'_\gamma = \sqrt{1 - m_\gamma^2} \cdot \cos \bar{\phi}_\gamma; \quad m'_\gamma = m_\gamma; \quad -n'_\gamma = \sqrt{1 - m_\gamma^2} \cdot \sin \bar{\phi}_\gamma.$$

3) Расстояние L_γ между точками образования пары и центром звезды.

$$L_\gamma = \frac{t_0}{\mu(P_\gamma)} \cdot \ln a_5.$$

L находим по формуле, приведенной в работе /9/. $\mu(P_\gamma)$ - полная вероятность образования пары на радиационной длине t_0 ($t_0 = 106$ см).

4) Координаты вершины пары

$$X_\gamma = L_\gamma \cdot l'_\gamma; \quad Y_\gamma = L_\gamma \cdot m'_\gamma; \quad Z_\gamma = L_\gamma \cdot n'_\gamma.$$

Если полученные координаты находятся в пределах эффективной области камеры, то расчет продолжается дальше, если же нет, то расчет повторяется заново с определения координат звезды.

5) Поворачиваем плоскость электрона и позитрона (которая, как правило, существует для медленных γ -квантов) вокруг направления γ -кванта.

$$e^+ (e^-).$$

Для упрощения примем начальное значение азимутального угла позитрона за 0, а угол ϕ электрона за π .

6) Импульс позитрона (электрона)

$$P_{e^+} = a_7 \cdot P_\gamma; \quad P_{e^-} = P_\gamma - P_{e^+}.$$

Из таблицы 2 находим длины следов e^+ и e^- , соответствующие импульсам, взятым с ошибкой 30%. Таблица составлена по данным, приведенным в работе /11/.

7) Координаты конца следа $e^+ (e^-)$ в полярной системе координат (полярная ось направлена по \bar{P}_γ).

$$\xi_+ = k_+ \sin \theta_+ \cdot \cos \phi;$$

$$\zeta_+ = k_+ \sin \theta_+ \sin \phi;$$

$$\eta_+ = k_+ \cos \theta_+.$$

8) Координаты конца следа $e^+ (e^-)$ в декартовой системе координат (с центром в вершине пары), а затем в основной системе координат (системе, связанной с камерой).

$$X_+ = \frac{Y_\gamma}{L_\gamma} \cdot \frac{X_\gamma}{R_\gamma} \xi_+ + \frac{X_\gamma}{L_\gamma} \eta_+ - \frac{Z_\gamma}{R_\gamma} \zeta_+; \quad R_\gamma = \sqrt{X_\gamma^2 + Z_\gamma^2};$$

$$Y_+ = -\frac{R_\gamma}{L_\gamma} \xi_+ + \frac{Y_\gamma}{L_\gamma} \eta_+;$$

$$Z_+ = \frac{Y_\gamma}{L_\gamma} \cdot \frac{Z_\gamma}{R_\gamma} \xi_+ + \frac{Z_\gamma}{L_\gamma} \eta_+ + \frac{X_\gamma}{R_\gamma} \zeta_+;$$

$$\bar{X}_+ = X_0 + X_\gamma + X_+;$$

$$\bar{Y}_+ = Y_0 + Y_\gamma + Y_+;$$

$$\bar{Z}_+ = Z_0 + Z_\gamma + Z_+.$$

Координаты конца следа X_+, Y_+, Z_+ в основной системе координат должны находиться в пределах размеров камеры.

$A_1 < \bar{X}_+ < A_2$ Если это условие для e^+ и e^- выполняется,

$B_1 < \bar{Y}_+ < B_2$ то переходим к дальнейшему расчету, если

$C_1 < \bar{Z}_+ < C_2$ же нет - то начинаем расчет заново.

9) Азимутальный угол ϕ следа и новые l'_1, m'_1, n'_1 . Для всех следов звезды случайное число a_4 остается таким же, как и для следа γ -кванта.

10) Вычисляем три отрезка, длинами которых являются расстояния от центра звезды до стенок камеры.

$$\frac{A - X_0}{l'_1}, \quad \frac{B - Y_0}{m'_1}, \quad \frac{C - Z_0}{n'_1}; \quad \text{где}$$

если $l'_1 > 0$, то $A = A_2$; если $l'_1 < 0$, то $A = A_1$;

если $m'_1 > 0$, то $B = B_2$; если $m'_1 < 0$, то $B = B_1$;

если $n'_1 > 0$, то $C = C_2$; если $n'_1 < 0$, то $C = C_1$.

Таблица 3

k_{CM}	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$P_{MэВ}$	225	415	585	850	1170	1530	1940	2380	2920	3460	4050	4650	5400

k - проекция полной длины на плоскость $x-y$.

Л и т е р а т у р а

1. D.K. Kopylova, V.B. Ljubimov, M. Spirchez. Препринт ОИЯИ, Е-1557, Дубна, 1964.
2. D.T. King. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 560 (1963). Proc. 4-th International Conf. on Nucl. Photography, Geneva, 1964.
3. J. Cohen and E.M. Friedlander. C.R. 50, November, Румыния, 1964.
4. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Ван Жун, Э.К. Михул, Хуан Цэу-чжань, Ху Шикэ. ЖЭТФ, т. 42, вып. 1, 217 (1962).
5. Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, М.И. Подгорецкий, Х. Ризаев, З. Трка. ЖЭТФ, т. 44, 1481 (1963).
6. Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, М.И. Подгорецкий, З. Трка. Препринт ОИЯИ, 1186, Дубна, 1963.
7. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1965.
8. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-Munich Collaboration. Nuovo Cim., т. 31, 4, 729 (1964).
9. В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, Г.И. Копылов, В.Е. Комолова, В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Ю.А. Троян, Цзянь Шао-цзунь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. Препринт ОИЯИ, Р-1489, Дубна, 1964.
10. В.Ф. Вишнеvский, В.И. Мороз, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. Препринт ОИЯИ, Р-2215, Дубна, 1965.
11. Ю.А. Будагов, А.Г. Володько, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ, Р-1971, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1968 г.

Выбираем наименьшее значение из трех и назовем его R . Дальнейший расчет идет в зависимости от того, останавливается частица в камере или нет.

а) Частица выходит из камеры: находим проекцию наименьшей длины R на плоскость $x-y$ $R = R\sqrt{1-a^2}$ и сравниваем ее с величиной k , взятой из таблицы 3. В таблице приводится длина трека, необходимая для измерения импульса частицы с ошибкой 30%. Если $R \geq k$, то переходим к расчету данных для следующей частицы звезды; если это неравенство не выполняется, то расчет повторяется заново с определения координат звезды.

б) Частица останавливается в камере: сравниваем R с D (D - длина следа частицы, остановившейся в камере). Если $R \geq D$, то переходим к расчету следующей частицы звезды, если $R < D$, то начинаем расчет заново. Для остальных заряженных частиц звезды повторяется все то же самое.

Если наблюдаются события с 2-мя и большим числом γ -квантов, то расчет проводится с каждым γ -квантом отдельно. Каждое событие считаем на электронно-счетной машине 100N раз и получаем его усредненный вес и среднеквадратичную ошибку. (В наших расчетах $N = 100$ и ошибка $\approx 3\%$).

Таблица 1

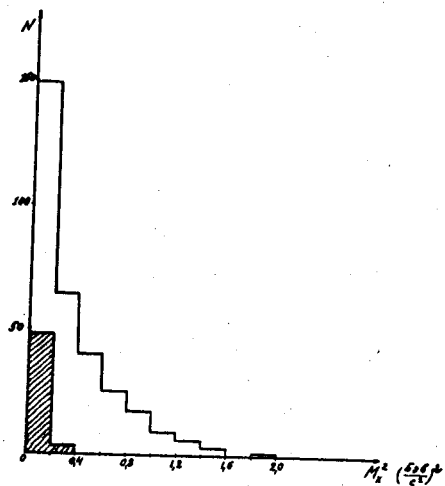
$P_{\gamma, MэВ}$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
μ	0,20	0,30	0,36	0,41	0,44	0,47	0,49	0,51	0,53	0,54

150	200	250	300	400	500	600	700	900	1500
0,59	0,62	0,64	0,65	0,67	0,69	0,70	0,71	0,72	0,74

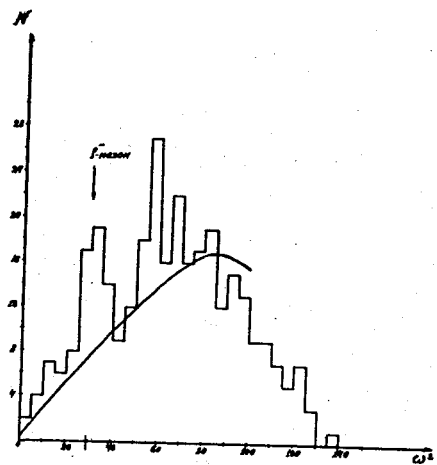
2500	5000	10000
0,75	0,76	0,77

Таблица 2

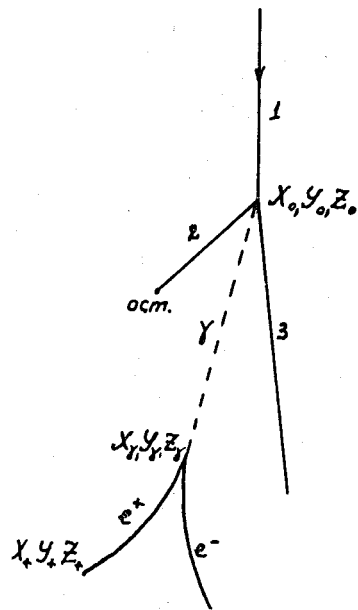
Длина следа $k_{e^+e^-}$ см	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$P_{e^+e^-}$ МэВ	150	330	550	800	1150	1420	1800	2200	2600	3000



Р и с . 1. Распределение $\pi^- p$ - взаимодействий по недостающим массам M_x^2 .



Р и с . 2. Распределение $\pi^- p$ - взаимодействий по ω^2 (см. текст).



Р и с . 3.