



†

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5822 / 2-80

8/12-80
P1-80-537

Н.С.Ангелов, О.Балеа, В.Болдеа, В.Г.Гришин,
Ш.В.Иногамов, Р.А.Кватадзе, С.Л.Лутпуллаев,
К.Олимов, Т.Понта, Л.Симич, С.Хакман,
А.А.Юлдашев, Б.С.Юлдашев

ИССЛЕДОВАНИЕ
РОЖДЕНИЯ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ПИОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P=40$ ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1980

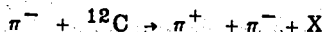
§1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы было обнаружено, что при высоких энергиях в множественных процессах большую долю среди вторичных частиц составляют резонансы ^{1-3/}. Поэтому для изучения динамики сильных взаимодействий необходимо получить экспериментальную информацию в первую очередь о характеристиках рождения резонансов. Такие данные по рождению легких резонансов ρ , ω , $K^*(892)$, f , Δ в адронных взаимодействиях имеются при отдельных энергиях, в то время как образование резонансов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях $E_{\text{лаб.}} > 10$ ГэВ/ практически не изучалось.

В настоящей работе представлены данные по рождению ρ^0 , ω - и f -мезонов в π^- ¹²C-взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. Они сравниваются с аналогичными результатами для π^- p-взаимодействий, полученными при той же энергии и в одинаковых экспериментальных условиях ^{4-6/}.

§2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальный материал получен при обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. Для анализа было отобрано около 11 тыс. π^- ¹²C-взаимодействий с числом вторичных заряженных частиц $n_{\pm} \geq 4$, в которых все вторичные заряженные частицы были измерены. Сечение образования таких событий составляет 150 ± 2 мб. Методические вопросы, связанные с обработкой пленочной информации, отбором и идентификацией типа взаимодействия, изложены в работах ^{7,8/}. Отметим, что протоны идентифицировались по ионизации в интервале импульсов $0,15 \text{ ГэВ/с} \leq P_{\text{лаб.}} \leq 0,7 \text{ ГэВ/с}$. Остальные вторичные заряженные частицы считались π^{\pm} -мезонами*. Поэтому при анализе реакций типа



/1/

* Примесь K^{\pm} -мезонов не превышает $4-5\%$ ^{7-8/}.

следует учесть, что имеется "примесь" протонов с $P_{\text{лаб.}} > 0,7$ ГэВ/с среди π^+ -мезонов. Среднее число таких протонов можно учесть на основании данных по коэффициенту перезарядки $\alpha(p \rightarrow \pi) = 0,37 \pm 0,05^{19/}$ и среднему числу неупругих взаимодействий пионов с нуклонами ядра углерода ($\langle \nu \rangle = 1,5$). Отсюда получается, что $\langle n_p \rangle (P_{\text{лаб.}} > 0,7 \text{ ГэВ/с})_{\pi^- 12\text{C}} = 0,5^*$. При анализе спектра эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ в реакции /1/ исключение протонов с $P_{\text{лаб.}} > 0,7$ ГэВ/с проводилось двумя способами. В первом предполагалось, что их импульсный спектр таков же, как и для π^+ -мезонов. В этом случае для каждого π^+ -мезона с $P_{\text{лаб.}} > 0,7$ ГэВ/с в событии вводился "вес", учитывающий "примесь" протонов. Во втором варианте предполагалось, что протоны распределены в интервале импульсов 0,7-5 ГэВ/с и вводился "вес" только для π^+ -мезонов в этом интервале импульсов. Оба варианта учета "примеси" протонов в событиях типа /1/ дали практически одинаковые результаты по сечениям образования резонансов. Различие между ними составляет $\leq 6\%$, при ошибках в определении сечений $\sigma(\rho^0, \omega) \approx 10\%$. В то же время следует подчеркнуть, что в адрон-ядерных взаимодействиях необходимо учитывать "примесь" протонов с $P_{\text{лаб.}} > 0,7$ ГэВ/с в реакциях типа /1/, что приводит к уменьшению $\sigma(\rho^0, \omega)$ на /15-20/% по сравнению с обычным анализом без их учета.

§3. СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ РЕЗОНАНСОВ

Для получения данных о характеристиках образования резонансов в реакциях /1/ анализировался спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$. Как было показано в работах /4-6/, здесь следует учесть возможность образования ω - и η -мезонов ($\omega(\eta) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$). Однако по оценкам сечение рождения η -мезона в пион-углеродных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с мало. Кроме того, вероятность распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ составляет примерно 25%. Поэтому далее мы будем рассматривать только "отражение" распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в спектре эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$.

Экспериментальное распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ анализировалось с помощью функции:

$$\frac{dN}{dM(\pi^+\pi^-)} = \phi(M) \cdot [1 + \alpha \cdot BW_{\rho^0}(M) + \beta \cdot BW_f(M) + \gamma \cdot F_{\omega}(M)], \quad /2/$$

в которой α , β , γ - относительные вклады резонансов ρ^0 , f , ω . BW - релятивистские функции Брейта-Вигнера, $F_{\omega}(M)$ -

* При этом учитывалось, что $\langle n_p \rangle$ с $P_{\text{лаб.}} \leq 0,7$ ГэВ/с составляет 0,2 в $\pi^- p$ -взаимодействиях $\approx 0,1$ в $\pi^- p$ -соударениях при $P = 40$ ГэВ/с.

распределение $M(\pi^+\pi^-)$ от распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\phi(M)$ - фоновое распределение. В качестве фоновой кривой использовалось распределение эффективных масс одноименно заряженных пионов:

$$\phi(M) = \frac{dN}{dM(\pi^+\pi^+)} + \frac{dN}{dM(\pi^-\pi^-)} \quad /3/$$

Функции Брейта-Вигнера брались в виде /10,11/:

$$BW(M) = \frac{M^2}{q} \cdot \frac{M_0 \Gamma}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}, \quad /4/$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2\ell+1} \left(\frac{M_0}{M}\right), \quad /5/$$

где $M_0 = 770$ МэВ, $\Gamma_0 = 150$ МэВ, $\ell = 1$ для ρ^0 -мезона, $M_0 = 1270$ МэВ, $\Gamma_0 = 180$ МэВ, $\ell = 2$ для f -мезона, q - импульс распадного пиона в системе покоя резонанса / q_0 есть q при $M = M_0$ /. Функция "отражения" $F_{\omega}(M)$ вычислялась с учетом матричного элемента распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ /4,5/.

Мы также учитывали искажение функций, описывающих резонансы (ρ^0, ω, f) из-за экспериментальных ошибок в измерении эффективных масс. Оказалось, что распределение ошибок удовлетворительно аппроксимируется кривой Гаусса. Поэтому учет экспериментальных погрешностей $\sigma(m)$ в измерении $M(\pi^+\pi^-)$ был сделан в виде:

$$BW(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int BW(m) \frac{1}{\sigma(m)} \exp\left[-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right] dm, \quad /6/$$

где

$$\sigma(m) = 0,071 \cdot m - 0,019 \text{ ГэВ}. \quad /7/$$

Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ в интервале 0,3-2,3 ГэВ аппроксимировалось функцией /2/ с помощью метода наименьших квадратов /см. рис.1/. В результате инклюзивные сечения образования резонансов в $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях оказались равны: $\sigma(\rho^0) = 70,5 \pm 7,5$ мб, $\sigma(\omega) = 75,0 \pm 9,0$ мб и $\sigma(f) = 7,5 \pm 7,5$ мб*. В табл.1 приведены средние множественности ρ^0 - и ω -резонансов в зависимости от n_{\pm} . Там же даны топологические сечения образования заряженных частиц в $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с.

* Везде сечения и средние множественности ω - и f -мезонов даны с учетом их распадов по всем возможным каналам.

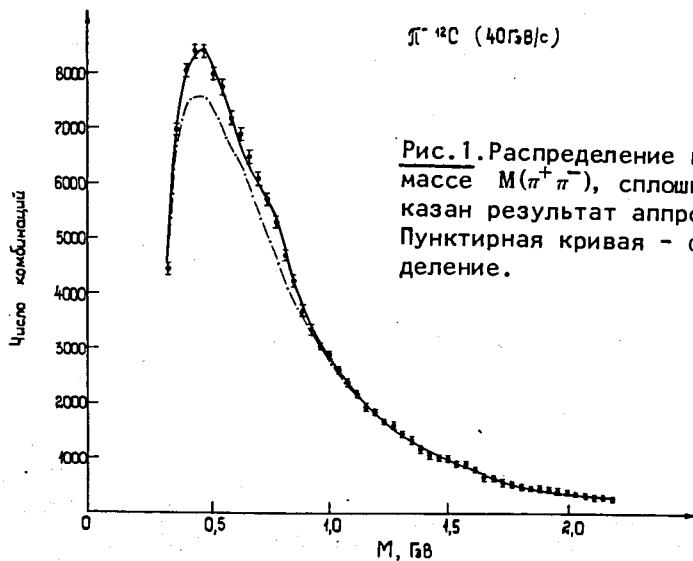


Рис. 1. Распределение по эффективной массе $M(\pi^+\pi^-)$, сплошной кривой показан результат аппроксимации. Пунктирная кривая - фоновое распределение.

Таблица 1

Средние множественности ρ^0 - и ω -резонансов / π^-12C - 40 ГэВ/с/

n_{\pm}	$\langle n(\rho^0) \rangle$	$\langle n(\omega) \rangle$	$\sigma(n_{\pm})$ мб
4	$0,12 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,03$	$18,44 \pm 1,07$
5	$0,18 \pm 0,06$	$0,15 \pm 0,07$	$20,59 \pm 1,07$
6	$0,23 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,05$	$20,59 \pm 1,07$
7	$0,35 \pm 0,09$	$0,35 \pm 0,11$	$18,97 \pm 1,07$
8	$0,52 \pm 0,10$	$0,51 \pm 0,11$	$16,47 \pm 0,90$
9	$0,43 \pm 0,15$	$0,56 \pm 0,17$	$12,71 \pm 0,90$
10	$0,96 \pm 0,17$	$0,79 \pm 0,21$	$11,46 \pm 0,72$
≥ 11	$0,88 \pm 0,19$	$1,07 \pm 0,24$	$30,77 \pm 1,29$
≥ 4	$0,47 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,06$	150 ± 2

Таблица 2

Доля π^- -мезонов от распадов резонансов в π^-12C -и π^-p -взаимодействиях при $P=40$ ГэВ/с

Тип взаимодействия	$\frac{\langle n(R) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle}$
$\pi^-12C \text{ --- } R+I$	$\frac{\langle n(\rho^0) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,15 \pm 0,02$
	$\frac{\langle n(\omega) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,16 \pm 0,02$
	$\frac{\langle n(f) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,02 \pm 0,02$
$\pi^-p \text{ --- } R+I$	$\frac{\langle n(\rho^0) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,14 \pm 0,01$
	$\frac{\langle n(\omega) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,13 \pm 0,01$
	$\frac{\langle n(f) \rangle}{\langle n(\pi^-) \rangle} = 0,02 \pm 0,01$

Видно, что среднее число резонансов растет с ростом n_{\pm} . В среднем же, в каждом взаимодействии рождается один резонанс ρ^0 или ω . Далее, мы исследовали отношение числа π^- -мезонов, образованных от распадов этих резонансов, к их полному числу. В табл. 2 представлены величины этих отношений для π^-12C и π^-p -взаимодействий. Видно, что примерно 30% π^- -мезонов образуются от распадов ρ^0 -, ω - и f -мезонов.

§4. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ρ^0 -МЕЗОНОВ В π^-12C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Для получения дифференциальных сечений образования ρ^0 -мезонов в процессах /1/ спектр $M(\pi^+\pi^-)$ был разделен на несколько интервалов по переменным $P_{\perp}^2(\pi^+\pi^-)$ и $Y(\pi^+\pi^-)$. Далее анализ проводился с помощью процедуры, описанной в §3. При этом учитывалось изменение распределений $M(\pi^+\pi^-)$ от распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

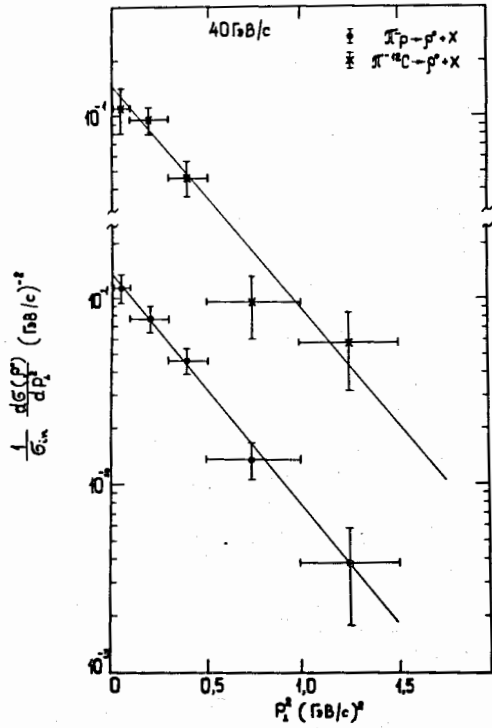


Рис.2. Распределение ρ^0 -мезонов, образованное в $\pi^- 12\text{C}$ - и $\pi^- p$ -взаимодействиях, по P_{\perp}^2 .

связать с тем, что в соударениях участвует в среднем больше одного протона. Уменьшение $\langle n(\rho^0) \rangle$ в области фрагментации пиона ($Y_{\text{лаб.}} > 3,2$) в ядерных соударениях удовлетворительно объясняется в рамках аддитивной кварковой модели /АКМ/ поглощением кварков при прохождении ядра ^{12}C . В табл.3 приведены значения $\langle n(\rho^0) \rangle$ для разных областей в $\pi^- p$ - и $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. Здесь же даны их отношения и предсказания АКМ.

* Для дифференциальных сечений $\sigma(\rho^0)$ эти изменения оказались несущественными.

в зависимости от P_{\perp}^2 и Y^* . На рис.2 приведены распределения ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 для $\pi^- p$ и $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействий, прямые линии - результаты аппроксимации данных формулой:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma(\rho^0)}{dP_{\perp}^2} = A \cdot \exp(-BP_{\perp}^2), \quad /8/$$

где B - параметр наклона, значение которого равно: $B = 2,7 \pm 0,3$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ и $B = 2,7 \pm 0,4$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ для $\pi^- p$ - и $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействий соответственно, то есть распределение ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 не зависит от типа мишени.

На рис.3 представлены распределения ρ^0 -мезонов по быстрой для $\pi^- p$ - и $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействий. В этом случае имеется разница в их поведении в зависимости от типа взаимодействия во фрагментационных областях ($Y_{\text{лаб.}} < 1,2$ и $Y_{\text{лаб.}} > 3,2$). Увеличение $\langle n(\rho^0) \rangle$ в области фрагментации мишени ($Y_{\text{лаб.}} < 1,2$) для $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействий естественно

Таблица 3

Значения $\langle n(\rho^0) \rangle$ в $\pi^- 12\text{C}$ -и $\pi^- p$ -взаимодействиях

Тип взаимодействия	Область фрагментации мишени ($Y_{\text{лаб.}} < 1,2$)	Центральная область ($1,2 \leq Y_{\text{лаб.}} \leq 3,2$)	Область фрагментации П-мезона ($Y_{\text{лаб.}} > 3,2$)
$\pi^- 12\text{C} \rightarrow \rho^0 + X$	$0,08 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,01$
$\pi^- p \rightarrow \rho^0 + X$	$0,03 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,02$
$R = \frac{\langle n(\rho^0) \rangle_{\pi-12\text{C}}}{\langle n(\rho^0) \rangle_{\pi-p}}$	$2,7 \pm 1,1$	$1,1 \pm 0,19$	$0,57 \pm 0,11$
Модель	-	1,2	0,8

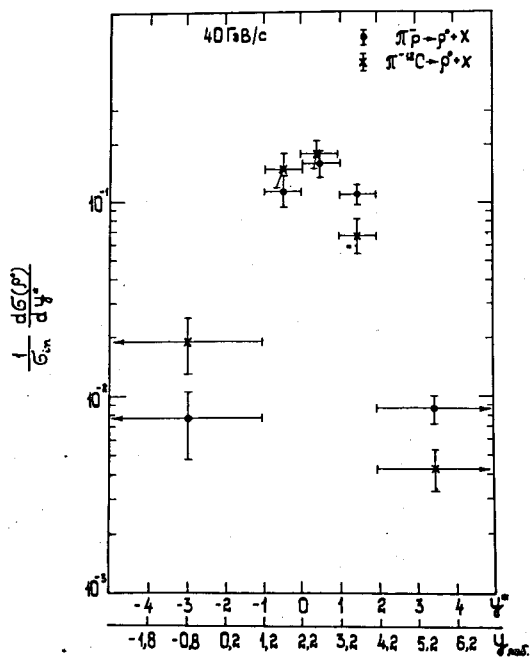


Рис.3. Распределение ρ^0 -мезонов, образованное в $\pi^-12\text{C}$ - и π^-p -взаимодействиях, по продольной быстрой.

мишени. С другой стороны, распределение ρ^0 -мезонов по быстрой показывает различие их образования в этих взаимодействиях, которое удовлетворительно описывается в рамках АКМ.

Авторы признательны В.М.Шехтеру за многочисленные и плодотворные обсуждения этих вопросов и участникам Сотрудничества за помощь в обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bockmann K. Proc. of the I Int. Symp. on Hadron Struct. and Multiparticle Product., Warszawa, 1977, p.21.
2. Kittel W. Proc. of the VIII Int. Symp. on Multipart. Dynam., France, 1977, p.A-81.
3. Гришин В.Г. УФН, 1979, т.127, с.51.
4. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.117.

§5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом обнаружено, что в $\pi^-12\text{C}$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с интенсивно образуются ρ^0 - и ω -мезоны с примерно одинаковыми сечениями ($\sigma(\rho^0) = 70,5 \pm 7,5$ мб и $\sigma(\omega) = 75,0 \pm 9,0$ мб). Около 30% π^- -мезонов образуются в результате распадов этих резонансов. Эти результаты показывают, что пионы в основном являются вторичными продуктами реакции и слабо отражают динамику множественных процессов. В связи с этим экспериментальное изучение образования других резонансов в инклюзивных процессах при высоких энергиях необходимо для понимания структуры сильных взаимодействий.

При сравнении дифференциальных сечений образования ρ^0 -мезонов в π^-p - и $\pi^-12\text{C}$ -взаимодействиях было обнаружено, что их распределение по P_{\perp}^2 не зависит от типа

5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-9810, Дубна, 1976.
6. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-80-377, Дубна, 1980.
7. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
8. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.1251.
9. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.1548.
10. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1964, v.34, p.1644.
11. Pisut J., Roos M. Nucl.Phys., 1968, B6, p.325.
12. Анисович В.В., Шабельский Ю.М., Шехтер В.М. ЯФ, 1978, т.28, с.1063.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1980 года.