

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3807/2-80

11/8-80
P1-80-377

Н.С.Ангелов, В.Г.Гришин, Р.А.Кватадзе

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
 ρ^0 - И ω -МЕЗОНОВ
В ПИОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P = 40$ ГэВ/с

Направлено в ЯФ

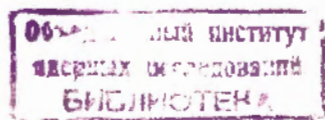
1980

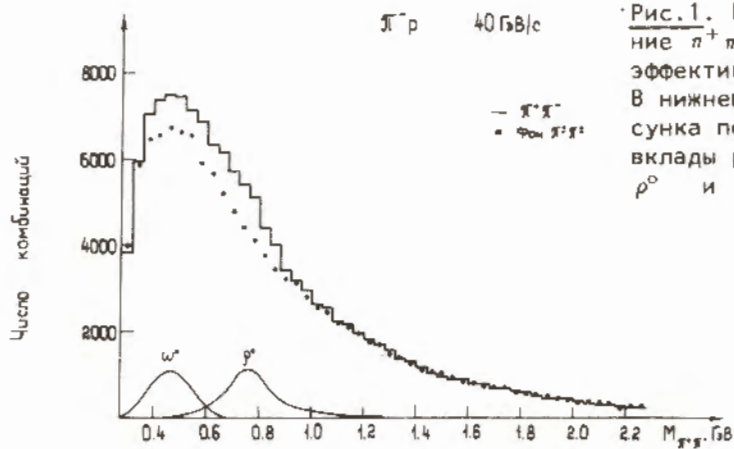
§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение образования резонансов в адронных взаимодействиях при высоких энергиях является интересным, это обусловлено несколькими причинами. Главная - это обильное рождение резонансов, продукты распада которых составляют примерно 50-80% от наблюдаемых в конечном состоянии частиц ^{1,3/}. Поэтому резонансы, являясь "родительскими" частицами, лучше отражают динамику процесса, чем частицы, на которые они распадаются. Часть результатов по исследованиям образования ρ^0 -, ω - и f -мезонов в π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с опубликованы в работах ^{1,4,5/}. В данной работе проводится более полный анализ образования этих резонансов на большем статистическом материале, а также представлены данные для π^-p -взаимодействий.

Экспериментальный материал получен при обработке снимков с двухметровой пропановой (C_3H_8) пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе Института физики высоких энергий. Пропановое наполнение камеры позволяет одновременно изучать как π^-p -, так и π^-p -взаимодействия /на квазисвободных нейтронах ядра углерода/. Методические вопросы, связанные с обработкой фильмовой информации, отбором и идентификацией типа взаимодействия, изложены в работах ^{6-8/}. Вторичные заряженные частицы, за исключением протонов в интервале импульсов $0,15 \text{ ГэВ/с} \leq P_{\text{лаб}} \leq 0,7 \text{ ГэВ/с}$, считались пионами. Протоны в этом интервале импульсов идентифицировались по ионизации. Примесь неидентифицированных протонов среди вторичных положительных частиц составляет $\approx 15\%$, а примесь K^{\pm} -мезонов и Σ^{\pm} -гиперонов не превышает $1/4-5\%$ ^{7,8/}. Для получения правильных значений топологических сечений и средних множественностей π^{\pm} -мезонов для каждого события вводились веса, учитывающие примесь протонов и эффективность регистрации событий ^{9/}.

Для анализа было отобрано около 15000 π^-p -взаимодействий с числом вторичных заряженных частиц (n_{ch}) больше 2 и ~ 5000 π^-p -взаимодействий с $n_{\text{ch}} > 3$. Взаимодействия с $n_{\text{ch}} = 2$ и 3 не рассматривались из-за "примеси" в них упругих и когерентных процессов.





π^-p 40 ГэВ/с

Рис.1. Распределение $\pi^+\pi^-$ -пар по эффективной массе. В нижней части рисунка показаны вклады резонансов ρ^0 и ω .

§ 2. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС

Как уже отмечалось, при высоких энергиях рождается много резонансов, но выделить их на фоне случайных комбинаций трудно, что обусловлено сильным ростом числа фоновых комбинаций с увеличением p_{ch} . Обычно отношение "сигнала" от резонансов к фону не превышает 10-20%. В таких условиях очень важное значение имеет правильное проведение фоновой кривой, особенно в области массы резонанса. В связи с этим для определений сечения образования $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -мезона необходимо учесть возможное изменение фоновой кривой, связанное с рождением резонансов, у которых среди продуктов распада имеются $\pi^+\pi^-$ -пары.

В нашем случае следует учесть возможность образования ω - и η -мезонов. Однако, по оценкам, сечение рождения η -мезона в пион-нуклонных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с мало. Кроме того, "отражение" распадов $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в спектре эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ будет находиться в области $M(\pi^+\pi^-) \lesssim 400$ МэВ, что далеко от области ρ^0 -мезона. Поэтому мы будем рассматривать только "отражение" распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в спектре эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$.

На рис.1 показано распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -пар, образованных в π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. Анализ этого распределения проводился путем его сравнения с фоновым распределением $\phi(M)$, с релятивистскими функциями Брейта-Вигнера $BW(M)$, описывающими резонансы, и с функцией "отра-

жения" ω -мезона $F_\omega(M)$. Экспериментальный спектр аппроксимировался в следующем виде * :

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

где α, β и γ - относительные вклады резонансов ρ^0 , f и ω соответственно.

Для фона мы использовали аналитическую кривую:

$$\phi(M) = k \cdot (M_1/M_2)^a \cdot \text{EXP}(-bM_1 + cM_1^2), \quad /2/$$

где $M_1 = M(\pi^+\pi^-) - 2M_\pi$, $M_2 = 1$ ГэВ, k - нормировочный коэффициент и a, b, c - подбираемые параметры. Вторым способом получения фоновой кривой было распределение эффективных масс одноименно заряженных пионов:

$$\phi(M) = \frac{1}{2} \frac{dN}{dM(\pi^+\pi^+)} + \frac{1}{2} \frac{dN}{dM(\pi^-\pi^-)}. \quad /3/$$

Как показал анализ, сечения образования резонансов, полученные с помощью функций /2/ и /3/, в пределах ошибок совпадают. Функции Брейта-Вигнера брались в следующем виде /10,11/ :

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

$$\Gamma = \Gamma_0 (q/q_0)^{\ell+1} (M_0/M). \quad /5/$$

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 π -мезона в системе покоя резонанса, q_0 есть q при $M = M_0$.

* Следует отметить, что, кроме функций /1/, мы также использовали выражение $\frac{dN}{dM} = (1 - \alpha - \beta - \gamma) \phi(M) + \alpha \cdot BW_{\rho^0}(M) + \beta \cdot BW_f(M) + \gamma \cdot F_\omega(M)$. Сечения образования резонансов ρ^0, ω и f , полученные с помощью такой функции, согласуются с результатами при аппроксимации /1/.

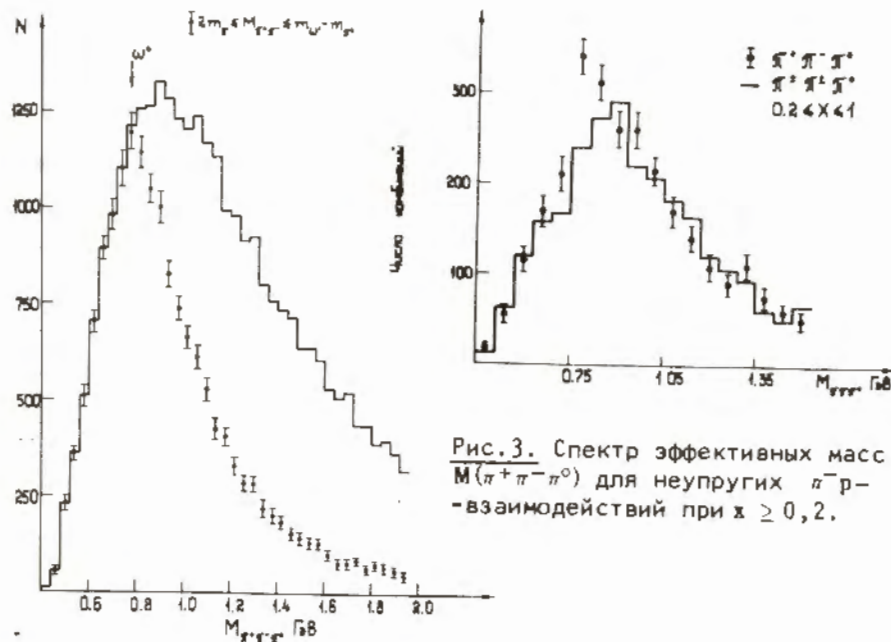


Рис. 2. Спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$: \square - распределение $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$, когда эффективная масса $(\pi^+\pi^-)$ - пары попадает в область 0,28-0,64 ГэВ.

Рис. 3. Спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для неупругих π^-p -взаимодействий при $x \geq 0,2$.

Функцию отражения ω -мезона $F_\omega(M)$ можно представить в виде /1/

$$F_\omega(M) \sim M \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} |\vec{\Omega}|^2 dM_{\pi\pi}^2, \quad /6/$$

где $\vec{\Omega} \sim [\vec{p}_i, \vec{p}_k]$ - матричный элемент распада $\omega \rightarrow 3\pi$ и

$$x_{\max} = \frac{1}{2} [M_\omega^2 + 3M_\pi^2 - M^2 + \sqrt{1 - 4M_\pi^2/M^2} \sqrt{(M_\omega^2 + M_\pi^2 - M^2)^2 - 4M_\omega^2 M_\pi^2}],$$

/7/

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

$$BW(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} 2M_\pi} \int BW(m) \frac{1}{\sigma(m)} \cdot \text{EXP} \left[-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)} \right] dm, \quad /8/$$

где

$$\sigma(m) = 0,071 \cdot m - 0,019 \text{ ГэВ}, \quad /9/$$

Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ в интервале 0,3-2,3 ГэВ аппроксимировалось функцией /1/ с помощью метода наименьших квадратов. В результате инклюзивные сечения образования резонансов в π^-p -взаимодействиях оказались равны: $\sigma(\rho^0) = 8,1 \pm 0,7$ мб, $\sigma(\omega) = 7,3 \pm 0,8$ мб и $\sigma(f) = 1,3 \pm 0,5$ мб*.

Для проверки правильности нашего анализа спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$ был описан в интервале масс 0,6-2,3 ГэВ без учета "отражения" ω -мезона, так как при $M(\pi^+\pi^-) > 0,6$ ГэВ вклад "отражений" ω невелик. Сечение образования ρ^0 -мезона, полученное таким образом, совпадает с приведенным выше результатом.

Кроме того, была сделана попытка обнаружения рождения ω -мезона прямым способом, то есть на основе спектров эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Для этой цели вычислялись эффективные массы двух γ -квантов $M(\gamma\gamma)$ и считалось, что два γ -кванта являются продуктами распада π^0 -мезона, если их эффективная масса отличается от массы π^0 -мезона не более, чем на одну ошибку. Спектр $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для неупругих π^-p -взаимодействий приведен на рис. 2. Здесь же представлено распределение $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$, когда эффективная масса $(\pi^+\pi^-)$ -пары попадает в область: $2 \cdot M_\pi \leq M(\pi^+\pi^-) \leq M_\omega - M_{\pi^0}$. Сечение образования ω -мезона, оцененное на основе этих распределений, оказалось равным 6 ± 2 мб, что не противоречит результатам, полученным при анализе спектра $M(\pi^+\pi^-)$. На рис. 3 для примера показано распределение эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ при $x \geq 0,2$ / x - переменная Фейнмана/ и фоновое распределение $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Видно, что "сигнал" от ω -мезона в этом случае проявляется более

*Здесь и далее сечения ω - и f -мезонов даны с учетом их распадов по другим каналам.

четко. Таким образом, при высоких энергиях анализ спектров эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ необходимо проводить с учетом "отражения" ω -мезона, при этом сечения образования ρ^0 - и ω -мезонов оказываются примерно одинаковыми, что согласуется с предсказаниями аддитивной кварковой модели [12].

Аналогичный анализ для π^-p -взаимодействия при $P = 40$ ГэВ/с дает следующие результаты:

$$\sigma(\rho^0) = 6,5 \pm 1,0 \text{ мб}, \quad \sigma(\omega) = 6,1 \pm 1,2 \text{ мб} \quad \text{и} \quad \sigma(t) = 0,9 \pm 0,5 \text{ мб}.$$

§ 3. СЕЧЕНИЯ И СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ρ^0 - И ω -РЕЗОНАНСОВ

В этом разделе мы приведем сечения и средние множественности ρ^0 - и ω -мезонов, образованных в π^-p - и π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с. В табл.1 представлены сечения и средние числа этих резонансов на одно неупругое π^-p -взаимодействие в полуинклюзивных реакциях. Видно, что среднее число ρ^0 и ω растет с увеличением множественности вторичных заряженных частиц.

В инклюзивных реакциях $/n_{ch} \geq 4/$ средняя множественность этих резонансов примерно равна $0,4-0,5$, т.е. на каждое неупругое взаимодействие рождается в среднем один резонанс $/\rho^0$ или $\omega/$. Аналогичная картина наблюдается и для π^-p -взаимодействия /см.табл.2/, то есть образование резонансов ρ^0 и ω слабо зависит от типа мишени (p, n).

Таблица 1

Сечения и средние множественности ρ^0 - и ω -резонансов / $\pi^-p - 40$ ГэВ/с/

n_{ch}	$\langle n_{\rho^0} \rangle$	$\sigma_{\rho^0} / \text{мбн/}$	$\langle n_{\omega} \rangle$	$\sigma_{\omega} / \text{мбн/}$
4	$0,19 \pm 0,03$	$1,2 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,03$	$1,0 \pm 0,2$
6	$0,35 \pm 0,05$	$2,1 \pm 0,3$	$0,40 \pm 0,06$	$2,4 \pm 0,3$
8	$0,72 \pm 0,11$	$2,5 \pm 0,4$	$0,51 \pm 0,12$	$1,8 \pm 0,4$
≥ 10	$1,00 \pm 0,18$	$2,3 \pm 0,4$	$0,94 \pm 0,24$	$2,1 \pm 0,6$
≥ 4	$0,45 \pm 0,04$	$8,1 \pm 0,7$	$0,40 \pm 0,04$	$7,3 \pm 0,8$

Таблица 2

Сечения и средние множественности ρ^0 - и ω -резонансов / $\pi^-p - 40$ ГэВ/с/

n_{ch}	$\langle n_{\rho^0} \rangle$	$\sigma_{\rho^0} / \text{мб/}$	$\langle n_{\omega} \rangle$	$\sigma_{\omega} / \text{мб/}$
5	$0,23 \pm 0,09$	$1,3 \pm 0,5$	$0,11 \pm 0,07$	$0,7 \pm 0,4$
7	$0,54 \pm 0,16$	$2,1 \pm 0,6$	$0,43 \pm 0,18$	$1,7 \pm 0,7$
9	$1,16 \pm 0,27$	$1,7 \pm 0,4$	$1,43 \pm 0,38$	$2,1 \pm 0,6$
≥ 11	$1,40 \pm 0,50$	$1,4 \pm 0,5$	$1,56 \pm 0,66$	$1,6 \pm 0,7$
≥ 5	$0,54 \pm 0,08$	$6,5 \pm 1,0$	$0,50 \pm 0,10$	$6,1 \pm 1,2$

Таблица 3

Величины отношения R / $\pi^-p - 40$ ГэВ/с/

n_{ch}	R_{ρ^0}	R_{ω}
4	$0,09 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$
6	$0,12 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$
8	$0,18 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,03$
≥ 10	$0,19 \pm 0,03$	$0,18 \pm 0,04$
≥ 4	$0,14 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,01$

Таблица 4

Величины отношения R / $\pi^-p - 40$ ГэВ/с/

n_{ch}	R_{ρ^0}	R_{ω}
5	$0,08 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,02$
7	$0,14 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,04$
9	$0,23 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,08$
≥ 11	$0,22 \pm 0,08$	$0,24 \pm 0,10$
≥ 5	$0,14 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$

Далее, мы исследовали отношение числа π^- -мезонов, образованных от распадов ρ^0 - и ω -резонансов, к их полному числу - $R = \frac{N_R(\pi^-)}{N(\pi^-)}$. В табл.3 и 4 представлены величины этих отношений в инклюзивных и полуинклюзивных реакциях для π^-p - и π^-p -взаимодействий соответственно. Эти отношения слабо зависят от множественности вторичных заряженных частиц. Для инклюзивных реакций отношения числа π^- -мезонов, образованных

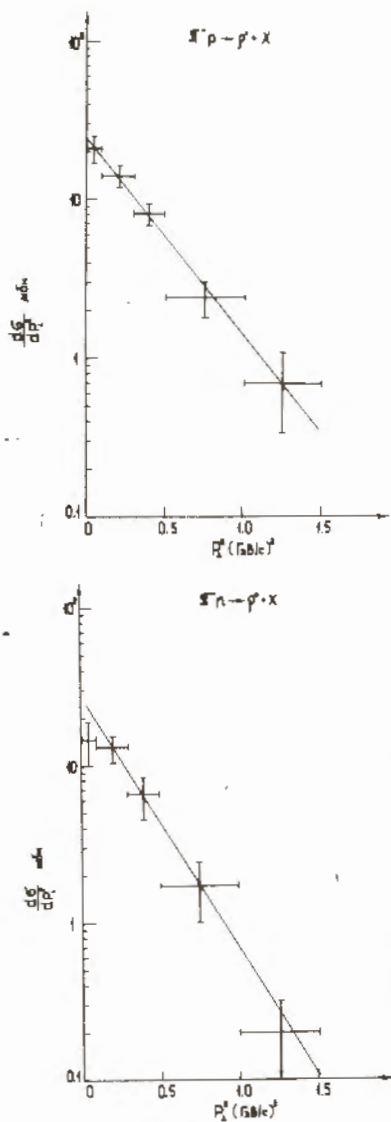


Рис. 4. Распределение ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 .

от распадов ρ^0 - и ω -резонансов, к их полному числу равны 0,14 и 0,13, т.е. $27 \pm 2\%$ π^- -мезонов образуются от распадов этих резонансов.

В работе /13/ было показано, что для π^+ - p -взаимодействия при $P = 16$ ГэВ/с и для pp -взаимодействия при $P = 24$ ГэВ/с сечения образования резонансов ρ^0 , ρ^+ и ρ^- в центральной области примерно одинаковы: $\sigma^c(\rho^0) \approx \sigma^c(\rho^+) \approx \sigma^c(\rho^-)$. Аналогичная картина наблюдается и для фрагментации нуклона. Для фрагментации π^+ -мезона сечения образования этих резонансов находятся в следующем отношении:

$$\sigma_{\pi^+}^f(\rho^+) : \sigma_{\pi^+}^f(\rho^0) : \sigma_{\pi^+}^f(\rho^-) \approx 2 : 1 : 0.$$

В нашем случае можно считать, что $\sigma_{\pi^-}^f(\rho^-) : \sigma_{\pi^-}^f(\rho^0) : \sigma_{\pi^-}^f(\rho^+) \approx 2 : 1 : 0$, тогда, используя эти отношения, получим, что около 50% π^- -мезонов образуются от распадов ρ^- , ω^- , f -резонансов.

Таким образом, сечения образования ρ^0 - и ω -резонансов в пион-нуклонных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с примерно одинаковы и слабо зависят от типа мишени (p , n). Средняя множественность этих резонансов равна 0,4-0,5. Примерно 50% π^- -мезонов образуются от распадов ρ^- , ω^- и f -резонансов.

§ 4. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ρ^0 -МЕЗОНА

Мы исследовали зависимость образования ρ^0 -мезонов от квадрата поперечного импульса P_{\perp}^2 , продольной быстроты Y^* и переменной Фейнмана x . Для этой цели спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ был разделен на несколько "наборов" по исследуемой переменной, и далее анализ проводился с помощью процедуры, описанной в § 2.

На рис. 4 показаны распределения ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 для π^-p - и π^-n -взаимодействий. Прямые линии - результаты аппроксимации формулой

$$\frac{d\sigma}{dP_{\perp}^2} = A \cdot \text{EXP}(-BP_{\perp}^2), \quad /10/$$

где A - нормировочный коэффициент, а B - параметр наклона. Значения этого параметра для π^-p - и π^-n -взаимодействий оказались равны: $B = 2,7 \pm 0,3$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ и $B = 3,0 \pm 0,4$ /ГэВ/с/ $^{-2}$. Эти величины согласуются со значениями, полученными при других энергиях /см., например, /14-15/.

На рис. 5 и 6 представлены распределения ρ^0 -мезонов по x и Y^* для π^-p - и π^-n -взаимодействий. Видно, что эти распределения слабо зависят от типа мишени. В области фрагментации нуклона ($Y^* < -1$) сечения образования ρ^0 -мезона малы / $\sigma_p^f \approx \sigma_n^f \approx 0,5$ мб/. Основной вклад в сечения дают центральная область ($|Y^*| \leq 1$) и область фрагментации пиона ($Y^* > 1$). При этом отношение сечений для этих областей примерно равно: $\frac{\sigma^c(\rho^0)}{\sigma_{\pi^-}^f(\rho^0)} \approx 2$, что согласуется с предсказаниями аддитивной кварковой модели /12/.

Таким образом, дифференциальные сечения образования ρ^0 -мезона слабо зависят от типа мишени (p , n). Распределение ρ^0 по квадрату поперечного импульса удовлетворительно

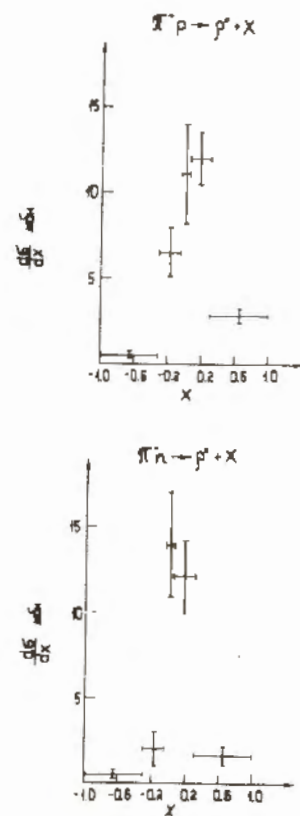


Рис. 5. Распределение ρ^0 -мезонов по x .

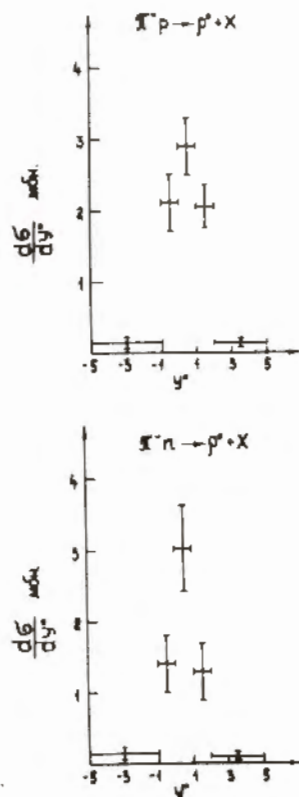


Рис.6. Распределение ρ^0 -мезонов по продольной быстрой в с.с.м.

аппроксимируется экспонентой. Величина параметра B согласуется со значениями, полученными для резонансов ω , $K^*(892)$ и f и "прямых" π^- -мезонов [16]. Этот факт, по-видимому, означает, что для рожденных частиц поперечный импульс слабо зависит от их массы при $M \leq 1$ ГэВ. Рождение ρ^0 -мезона в основном происходит в центральной области и в области фрагментации π^- -мезона.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании образования ρ^0 - и ω -мезонов в $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействиях с $P = 40$ ГэВ/с получены следующие результаты:

1. Сечения образования ρ^0 - и ω -мезонов примерно одинаковы как в $\pi^- p$ -, так и $\pi^- n$ -взаимодействиях, что согласуется с предсказаниями аддитивной кварковой модели; средняя

множественность этих резонансов равна 0,4-0,5, т.е. на одно неупругое взаимодействие рождается один резонанс. Примерно 50% π^- -мезонов образуются от распадов ρ^- , ω^- , f -резонансов.

2. Дифференциальные сечения образования ρ^0 -мезона слабо зависят от типа мишени (p, n). Распределение ρ^0 по квадрату поперечного импульса удовлетворительно аппроксимируется экспонентой с $B = 2,7 \pm 0,3$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ и $B = 3,0 \pm 0,4$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ для $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействий соответственно.

3. Основной вклад в сечение рождения ρ^0 -мезона дают центральная область и область фрагментации пиона.

Авторы признательны участникам сотрудничества за полезные обсуждения, а также мы благодарим Щеглову Л.М. за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.117.
2. Oentschmaun M. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.426.
3. Jancso G. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, p.1.
4. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-9810, Дубна, 1976.
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-10616, Дубна, 1977.
6. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
7. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
8. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1971, т.18, с.1251.
9. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.591.
10. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1644.
11. Risut J., Roor M. Nucl.Phys., 1968, B6, p.325.
12. Anisovich V.V., Shechter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.
13. Bockman K. et al. Nucl.Phys., 1978, B140, p.235.
14. Eong D. et al. Phys.Lett., 1975, B60, p.124.
15. Bartke J. et al. Nucl.Phys., 1976, B107, p.93.
16. Kirh H. et al. Nucl.Phys., 1977, B128, p.397.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1980 года.