

сообщения
 объединенного
 института
 ядерных
 исследований
 дубна

P1-90-303

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, В.Врба,
 И.М.Граменицкий, Р.Ледницки, П.Муринь¹,
 В.И.Рудь², Т.П.Топурия³, Л.Шандор¹

ОБРАЗОВАНИЕ ρ^0 -, ω -, f - И ϕ -МЕЗОНОВ
 В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ² ПРИ 22,4 ГэВ/с

¹ Институт экспериментальной физики САН, Кошице

² Научно-исследовательский институт ядерной физики
 Московского государственного университета

³ Институт физики высоких энергий Тбилисского госу-
 дарственного университета

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям процессов множественного образования частиц, в том числе резонансов, прежде всего обусловлен тем обстоятельством, что понимание этих процессов весьма существенно для выявления закономерностей кварковых взаимодействий на больших расстояниях. Особый интерес к $\bar{p}p$ -взаимодействиям связан с уникальной возможностью изучения процессов аннигиляции барионного заряда.

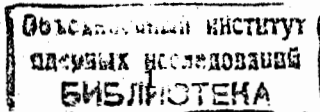
Согласно современным представлениям механизм множественного образования частиц тесно связан с удержанием кварков. Хотя решение проблемы удержания еще далеко от своего завершения, был создан целый ряд кварк-партоновых моделей, успешно описывающих многие закономерности сильных взаимодействий. Уже простейшие кварк-партоновые модели, основанные на $SU(6)$ -спиновой комбинаторике, предсказали обильное образование резонансов, подтвержденное экспериментально (см., например, работу ^{1/}). Поскольку резонансы дают более непосредственную и богатую информацию о механизме взаимодействия, нежели "стабильные" частицы, изучение образования резонансов представляет большой интерес.

В данной работе представлены результаты инклюзивного анализа образования мезонных резонансов $\rho^0(770)$, $\omega(780)$, $f_2(1270)$ и $\phi(1020)$ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. Предварительные данные по образованию ρ^0 и ω -мезонов были опубликованы ранее ^{2,3/}.

Анализ проводился на статистике 61191 событий (1,6 соб. мкб) и неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий, полученных с помощью 2-метровой жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ "Людмила", облученной ВЧ-сепарированным пучком антипротонов на ускорителе У-70 ИФВЭ. Детали, касающиеся эксперимента, можно найти в ^{4/}.

Приведенные данные сравниваются с результатами анализа $\bar{p}p$ -взаимодействий при близкой энергии 24 ГэВ/с (206617 неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий (6,8 событий/мкб), полученных при облучении двухметровой жидководородной камеры в ЦЕРНе пучком протонов ^{5/}).

В разделе 2 дается описание процедуры подгонки, используемой для определения сечений образования резонансов. Полные, топологические и дифференциальные характеристики образования изучаемых резонансов приведены в разделе 3. С привлечением $\bar{p}p$ -данных при 24 ГэВ/с определены характеристики образования резонансов в аннигиляцион-



ном канале $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с. В разделе 4 некоторые характеристики образования ρ^0 , ω - и f_2 -мезонов сравниваются с другими данными и обсуждаются в рамках кварк-партонных моделей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

Информация об образовании ρ^0 , ω - и f_2 -мезонов извлекалась из спектров эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -пар. При этом пионами считались все заряженные частицы, за исключением протонов с $P_{\text{лаб}} < 1,2$ ГэВ/с (идентифицированных по ионизации) и отрицательных частиц с фейнмановской переменной $x_F > 0,66$, среди которых подавляющая часть является антипротонами. Заряженные К-мезоны в нашем эксперименте не идентифицировались. Их доля, по результатам работы ^{6/}, по образованию нейтральных странных частиц в нашем эксперименте составляет ~ 5% сечения образования заряженных пионов. Небольшая ширина сигнала от ϕ -мезона ($\Gamma \sim 6,2$ МэВ с учетом разрешения по эффективной массе) позволяет получить оценку сечения его рождения несмотря на значительный комбинаторный фон от π^+ -мезонов, которым была присвоена масса заряженного К-мезона.

Следует отметить, что присвоение частицам неправильной массы приводит к сдвигу их продольного импульса в с.ц.и. Сдвиг оказывается положительным в случае, если тяжелым частицам (каонам, протонам и антипротонам) присваивается пионная масса, и отрицательным в случае, если пионам (которые дают основной вклад в распределения по эффективной массе K^+K^- -пар) присваивается каонная масса. Следовательно, фоновые условия хуже в той полусфере в с.ц.и., в которую попадает большинство неправильно идентифицированных частиц. Оказывается, что число " $\pi^+\pi^-$ "-комбинаций в передней полусфере в 1,2 раза больше, чем в задней, а число " K^+K^- "-комбинаций в 2,4 раза больше в задней полусфере по сравнению с передней. Поэтому для определения сечений образования ρ^0 , ω -, f_2 -мезонов использовались только $\pi^+\pi^-$ -пары из задней полусферы, а для определения $\sigma(\phi)$ — только K^+K^- -пары из задней полусферы. Полученные таким образом сечения в силу CP-симметрии нашей реакции составляют 50% от соответствующих инклюзивных сечений и в дальнейшем удваивались.

Для определения сечений образования ρ^0 , f_2 - и ϕ -мезонов спектры эффективных масс подгонялись выражением

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{\sigma_i}{I_i} BW(M) \cdot BG(M) + \frac{\sigma_{BG}}{I_{BG}} BG(M); \quad i = \rho^0, f_2, \phi, \quad (1)$$

в котором учтен вклад резонансов и комбинаторного фона. Здесь σ_i и I_i — соответствующие сечения и нормировочные интегралы, $BW(M)$ — релятивистская функция Брейта-Вигнера:

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

с шириной $\Gamma(M) = \frac{M_0}{M} \Gamma_0 \cdot [q(M)/q(M_0)]^{2J+1}$, где q — импульс распада, а M_0 , Γ_0 и J — масса, ширина и спин резонанса. Фон параметризовался выражением

$$BG(M) = q^\alpha \cdot \exp(-\beta M), \quad (3)$$

которое учитывает пороговое подавление рождения пары фазовым объемом ($\alpha \approx 1$) и экспоненциальное убывание при больших массах (связанное с ограниченными поперечными импульсами пионов). Предполагалось, что $BW(M) = BG(M)$, хотя это равенство может выполняться только приблизительно. Оно нарушается, например, из-за того, что в фон $BG(M)$ дают вклад пары частиц, одна из которых является продуктом распада резонанса. Заметим, что множитель (M/q) в формуле (2) исключает двойной учет фазового объема распадных частиц в резонансном вкладе ^{7/}. Для оценки сечения образования ω -мезона спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-$ -пар подгонялся в интервале (0,32-0,1) ГэВ/с² выражением (1) с добавочным членом

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{\sigma_\omega}{I_\omega} R_\omega(M), \quad R_\omega(M) = q^3 p^3, \quad (4)$$

учитывающим отражение распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Эта формула верна в приближении нулевой ширины ω -мезона и представляет собой произведение квадрата амплитуды распада на фазовый объем $\pi^+\pi^-\pi^0$, усредненное по углу между импульсом \vec{p}^{π^0} -мезона и импульсом $\vec{q}^{\pi^+(\pi^-)}$ -мезона в системе покоя $\pi^+\pi^-$ -пары.

Экспериментальные разрешения Γ_R по эффективной массе ρ^0 -, f_2 - и ϕ -мезонов были определены по методике работы ^{8/} и составляют 11, 20 и 2,4 МэВ/с соответственно. При определении сечения рождения ϕ -мезона разрешение Γ_R учитывалось заменой табличной ширины Γ_0 на наблюдаемую ширину $\Gamma_0 + \Gamma_R$. Сечения образования ρ^0 и f_2 -мезонов были определены без учета Γ_R . Это приводит к их занижению на 7% и 11% соответственно, что укладывается в рамки соответствующих статистических ошибок.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЗОНАНСОВ В $\bar{p}p$ - И pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ БЛИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

3.1. Полные инклюзивные сечения образования ρ^0 -, ω -, f_2 - и ϕ -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с

На рис. 1 представлено распределение по эффективной массе $\pi^+\pi^-$ -пар из задней полусферы $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$. Штриховой и сплошной линиями показаны результаты подгонки этого спектра в областях 0,32-0,9 и 0,6-0,9 ГэВ/с² соответственно. Заметим, что сигнала от $f_2(1270)$ -резонанса в полном спектре практически не видно. В то же время заметный сигнал от этого резонанса наблюдается в событиях с множественностью заряженных частиц $n_{CH} \leq 6$ (рис. 1). Эти события в дальнейшем использовались для получения оценки инклюзивного сечения образования f_2 -мезона. Оценка сечения образования f_2 -мезона в событиях с $n_{CH} \geq 8$ не выходит за рамки точности определения от $\sigma(f_2)$.

На рис. 2 представлена зависимость $d\sigma/dM(K^+K^-)_F$ для K^+K^- -пар из передней полусферы. Указание на сигнал от ϕ -мезона наблюдается только в событиях с множественностью $n_{CH} \geq 8$. Зависимость образования ϕ -мезона от p_{lab} в адронных взаимодействиях показана на рис. 3. Результаты подгонки $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$ и $d\sigma/dM(K^+K^-)_F$ приведены в табл. 1.

Инклюзивное сечение образования ρ^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с было ранее определено в работе ^{1/2/}, посвященной изучению выстроенности спина ρ^0 -мезонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях. Условия подгонки были одинаковые, но анализировались все $\pi^+\pi^-$ -пары, включая пары из задней полусферы. Полученное зна-

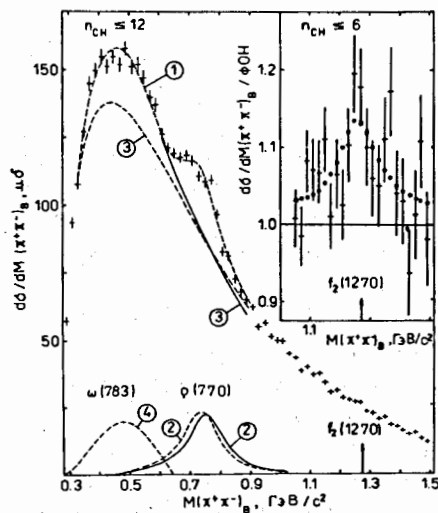


Рис. 1. Распределение по эффективной массе $\pi^+\pi^-$ -пар из задней полусферы в с.д.и. для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с. Результаты подгонки показаны сплошной линией в области (0,6-0,9) ГэВ/с², а штриховой — в области (0,32-0,9) ГэВ/с². Цифрами 1-4 обозначены, в соответствии с нумерацией формул, вклады отдельных членов подгоночной функции.

Рис. 2. Распределение по эффективной массе K^+K^- -пар из передней полусферы в с.д.и. для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с. Кривые показывают результаты подгонки спектра, цифрами обозначены вклады соответствующих функций.

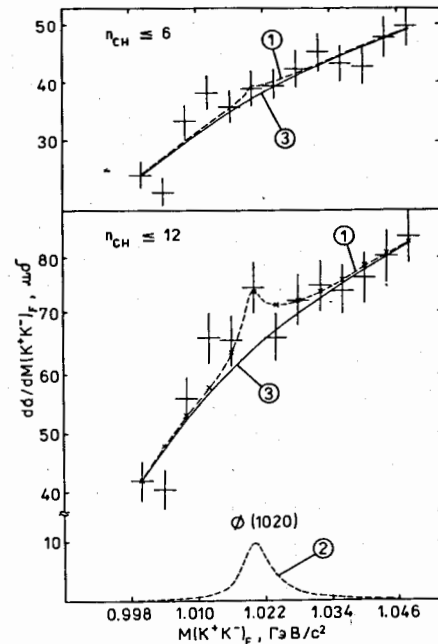


Рис. 3. p_{lab} — зависимость сечения образования $\phi(1020)$ -мезона в адронных взаимодействиях.

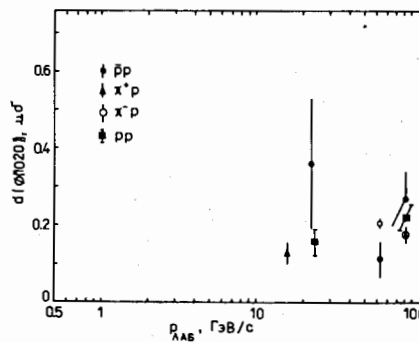


Рис. 4. Зависимость сечения образования ρ^0 -мезона от квадрата поперечного импульса $\pi^+\pi^-$ -пары для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с; ● — только пары из задней полусферы в с.д.и.; ○ — только пары из передней полусферы в с.д.и.

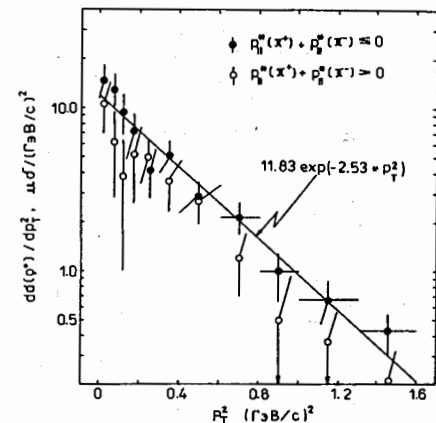


Таблица 1. Результаты подгонки инклюзивных распределений $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$ и $d\sigma/dM(K^+K^-)_F$ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с

Ре- зо- нанс	M рез., ГэВ/с ²	Г рез. ГэВ	σ рез. мб	Интервал фита, ГэВ/с ²	χ^2/ND	Остальные свободные параметры подгонки			
						$\sigma(\rho^0)$ мб	M (ρ^0) ГэВ/с ²	β с ² /ГэВ	α
ρ	0,770	0,154	8,92±0,82	0,6÷0,9	19/12			4,18±0,07	
ω			9,19±1,11	0,32÷0,9	54/24	9,28±0,8	0,749±0,004	3,79±0,4	
f	1,270	0,178	1,04*±0,30	0,6÷1,5	59/40	4,98*±0,42		2,41±0,19	0,24±0,15
ϕ	1,020	0,0062	0,36±0,17	0,998÷1,05	12/10			2,74±1,24	

* $n_{CH} \leq 6$.

чение сечения образования ρ^0 -мезонов ($7,32 \pm 0,61$) мб в пределах двух стандартных отклонений согласуется со значением, определенным в настоящей работе ($8,92 \pm 0,8$) мб.

Наблюдаемое нами различие ($1,46 \pm 0,59$) мб между сечениями образования ρ^0 -мезонов в задней и передней полусферах, по-видимому, связано с упрощенной аппроксимацией фона; уменьшение значения $\sigma(\rho^0)$ получается в тех распределениях $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_F$, в которых заметно увеличивается число фоновых комбинаций (по сравнению с аналогичными распределениями $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$). Этот эффект проявляется прежде всего при анализе дифференциальных характеристик образования ρ^0 -мезонов, в основном в распределениях $d\sigma(\rho^0)/du$ и $d\sigma(\rho^0)/dp_T^2$ (рис.4). Мы проверили, что это различие не обусловлено ухудшением разрешения при переходе в переднюю полусферу (Γ_R увеличивается всего лишь на 10%). Также оказалось, что наблюдаемые потери треков с большим углом вылета в камере (эффект на уровне 5% от числа всех измеряемых треков заряженных частиц) не влияют на полученные значения сечений образования ρ^0 -, ω - и f_2 -мезонов.

3.2. Топологические сечения и дифференциальные характеристики ρ^0 -, ω - и f_2 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ

Топологические сечения образования резонансов определялись подгонкой распределений эффективных масс $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$ отдельно для событий с разной множественностью заряженных частиц n_{CH} . События с $n_{CH} = 10$ и 12 были объединены из-за низкой статистики. Для всех множественностей величина χ^2/ND оказалась меньше той (см. табл. 1), которая была получена при анализе всех событий вместе, причем оказалось, что с увеличением n_{CH} достоверность подгонки улучшается.

В табл. 2 приведены как полные, так и топологические сечения образования ρ^0 -, ω - и f_2 -мезонов. В этой же таблице приведены значения величин, производных от сечения образования ρ^0 -мезона:

- средние множественности ρ^0 -мезона $\langle n(\rho^0) \rangle = \sigma_{n_{CH}}(\rho^0) / \sigma_{n_{CH}}$,
- доли π^- -мезонов от распада ρ^0 -мезона

$$r_{\pi^-}(\rho^0) = \sigma_{n_{CH}}(\rho^0) / \sigma_{n_{CH}}(\pi^-).$$

Топологические сечения $\bar{p}p$ -взаимодействий $\sigma_{n_{CH}}$ и сечения образования π^- -мезонов в данной топологии $\sigma_{n_{CH}}(\pi^-)$ взяты из работ ^{9,10/} соответственно.

Предполагая, что $\sigma(\rho^+) = \sigma(\rho^-) = \sigma(\rho^0)$ (такое же равенство выполняется в нашей реакции для π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов), получаем, что в

Таблица 2. Характеристики образования резонансов в событиях с определенной множественностью n_{CH}

n_{CH}	$\sigma(\rho^0)$, мб	$\langle n(\rho^0) \rangle$	$\Gamma_{\rho^0}(\pi^-)$	$\sigma(\omega)$, мб	$\sigma(f)$, мб
2	$0,28 \pm 0,08$	$0,029 \pm 0,008$	$0,064 \pm 0,018$	$0,33 \pm 0,11$	$0,12 \pm 0,05$
4	$1,84 \pm 0,28$	$0,132 \pm 0,020$	$0,096 \pm 0,015$	$1,56 \pm 0,36$	$0,45 \pm 0,17$
6	$3,02 \pm 0,44$	$0,325 \pm 0,047$	$0,130 \pm 0,019$	$3,52 \pm 0,58$	$0,52 \pm 0,21$
8	$2,20 \pm 0,44$	$0,549 \pm 0,110$	$0,146 \pm 0,029$	$2,45 \pm 0,58$	$0 \pm 0,21$
10	$1,40 \pm 0,36$	$1,16 \pm 0,30$	$0,210 \pm 0,054$	$2,11 \pm 0,51$	$0 \pm 0,14$
10+12	$1,76 \pm 0,46$	$1,19 \pm 0,31$	$0,217 \pm 0,057$	$2,02 \pm 0,65$	$0 \pm 0,16$
все —					
суммарные	$9,10 \pm 0,82$	$0,233 \pm 0,021$	$0,130 \pm 0,012$	$9,09 \pm 1,11$	$1,09 \pm 0,38$
все — фит	$8,92 \pm 0,82$	$0,228 \pm 0,021$	$0,127 \pm 0,012$	$9,19 \pm 1,11$	$1,04 \pm 0,30$

$\langle n(\rho^0) \rangle$ — средняя множественность ρ^0 -мезонов,

$\Gamma_{\pi^-}(\rho^0)$ — доля π^- -мезонов от распада ρ^0 -мезона.

Таблица 3. Оценки средних множественностей ρ^0 -, ρ^+ -, ρ^- -, ω -, f_2 -мезонов и долей π^- -мезонов от их распадов

$n_{\text{СН}}$	$\langle n(\rho + \omega + f_2) \rangle$	$r_{\pi^-}(\bar{\rho}, \rho^0, \omega, f_2)$
2	$0,133 \pm 0,028$	$0,218 \pm 0,044$
4	$0,540 \pm 0,066$	$0,285 \pm 0,034$
6	$1,41 \pm 0,16$	$0,414 \pm 0,045$
8	$2,26 \pm 0,36$	$0,437 \pm 0,069$
10	$5,22 \pm 1,00$	$0,70 \pm 0,13$
. 10+12	$4,95 \pm 1,04$	$0,66 \pm 0,14$
все — суммарные	$0,980 \pm 0,070$	$0,400 \pm 0,028$
все — фит	$0,948 \pm 0,070$	$0,386 \pm 0,028$

наших взаимодействиях около 40% всех π^- -мезонов появляется от распада ρ^- -, ρ^0 -, ω -, f_2 -мезонов. При этом в событиях с $n_{\text{СН}} \geq 6$ в среднем рождается как минимум один ρ^- -, ω - или f_2 -мезон. Величины

$$\langle n(\rho + \omega + f_2) \rangle = [3\sigma(\rho^0) + \sigma(\omega) + \sigma(f_2)] / \sigma_{n_{\text{СН}}}$$

$$r_{\pi^-}(\rho^-, \rho^0, \omega, f_2) = [2\sigma(\rho^0) + \sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) + \sigma(f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-)] / \sigma_{n_{\text{СН}}}(\pi^-)$$

приведены в табл. 3.

Зависимость $d\sigma(\rho^0)/dp_T^2$ была определена подгонкой спектров эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ -пар из задней полусферы в отдельных интервалах p_T^2 . Условия фита такие же, как при определении инклюзивного сечения образования ρ^0 -мезонов. Подгонка распределения экспоненциальной зависимостью $d\sigma(\rho^0)/dp_T^2 = a \exp(-\beta p_T^2)$ дает $\beta = 2,5 \pm 0,2$ (ГэВ/с) $^{-2}$; $\chi^2/ND = 6,2/9$. Соответствующее среднее значение квадрата поперечного импульса ρ^0 -мезонов равно

$$\langle p_T^2(\rho^0) \rangle = 1/\beta = 0,396 \pm 0,032 \text{ (ГэВ/с)}^2$$

Аналогичным образом для f_2 -мезона получено

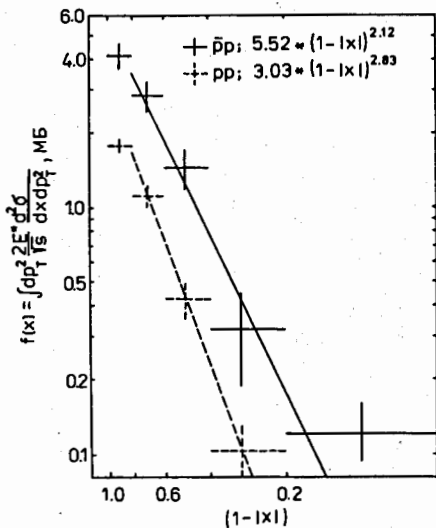
$$\langle p_T^2(f_2) \rangle = 0,85 \pm 0,30 \text{ (ГэВ/с)}^2$$

Зависимость $d\sigma(\rho^0)/dp_T^2$ изображена на рис. 4 черными точками. Видно некоторое отклонение от экспоненциального поведения в области малых p_T^2 . Оно наблюдается также в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с^{11/} и объясняется предположением о существовании непряморожденных

Таблица 4. Дифференциальные сечения образования ρ^0 -мезонов

Интервал $p_T^2 (\pi^+ \pi^-)$	$d\sigma(\rho^0)/dp_T^2$	Интервал $y^*(\pi^+ \pi^-)$	$d\sigma(\rho^0)/dy^*$	Интервал $x^*(\pi^+ \pi^-)$	$d\sigma(\rho^0)/dx^*$	$f(x)$
(ГэВ/с) ²	мб/(ГэВ/с) ²		мб		мб	
0,00 ÷ 0,05	29,6 ± 7,2	-2,0 ÷ -1,6	0,38 ± 0,12	-1,0 ÷ -0,8	0,10 ± 0,05	0,12 ± 0,04
0,05 ÷ 0,10	26,4 ± 6,4	-1,6 ÷ -1,2	1,18 ± 0,22	-0,8 ÷ -0,6	0,45 ± 0,20	0,32 ± 0,13
0,10 ÷ 0,15	19,2 ± 5,6	-1,2 ÷ -0,8	2,8 ± 0,4	-0,6 ÷ -0,4	2,45 ± 0,45	1,42 ± 0,24
0,15 ÷ 0,20	14,4 ± 4,8	-0,8 ÷ -0,4	3,4 ± 0,57	-0,4 ÷ -0,2	6,7 ± 1,0	2,84 ± 0,39
0,20 ÷ 0,30	8,4 ± 3,0	-0,4 ÷ -0,0	3,83 ± 0,67	-0,2 ÷ 0,0	13,2 ± 1,7	4,16 ± 0,49
0,30 ÷ 0,40	10,2 ± 2,4					
0,40 ÷ 0,60	5,8 ± 1,3					
0,60 ÷ 0,80	4,3 ± 1,0					
0,80 ÷ 1,0	2,0 ± 0,7					
1,0 ÷ 1,3	1,2 ± 0,4					
1,3 ÷ 1,6	0,86 ± 0,26					

Рис. 5. Инвариантное сечение $f(x) = \int dp_T^2 (2E^*/\sqrt{s}) d^2\sigma/dx dp_T^2$ для pp -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с и pp -взаимодействий при 24 ГэВ/с. Прямые — результаты подгонки зависимостью $(1 - |x|)^n$.



ρ^0 -мезонов, например от распада тензорного A_2 -мезона ($A_2 \rightarrow \rho^0 \pi$). Отметим, что в некоторых работах (см., например, /12/) отражением A_2 в распределениях по эффективной массе $\pi^+ \pi^-$ -пар объясняется существование резонансно-подобного состояния в области $M(\pi^+ \pi^-) \sim 1$ ГэВ/с. Этот эффект может быть причиной "замазывания" сигнала от f_2 -мезона в событиях с $n_{CH} \geq 8$, где образование ρ^0 -мезонов весьма существенно.

Дифференциальные сечения образования ρ^0 -мезонов в зависимости от быстроты y и фейнмановской x_F были получены таким же образом, как и $d\sigma(\rho^0)/dp_T^2$. Они приведены в табл. 4. Инвариантное дифференциальное сечение

$$f(x) = \int dp_T^2 (2E^*/\sqrt{s}) d\sigma/dx dp_T^2$$

приведено на рис. 5. При аппроксимации $f(x)$ в области $x < -0,2$ выражением $f(x) \sim (1 - |x|)^n$ была получена следующая оценка показателя степени: $n = 2,12 \pm 0,25$.

Средняя доля энергии $\langle 2E^*/\sqrt{s} \rangle$, приходящаяся на ρ^0 -мезон, оказалась равной $0,387 \pm 0,030$.

В настоящей работе мы не проводили статистического изучения выстроенности спина ρ^0 -мезонов, так как исчерпывающий анализ этого эффекта в нашей реакции, а также в pp - и pp -взаимодействиях при других энергиях, был сделан в работе /2/. Заметим только, что анализ угловых распределений π^+ -мезонов из распада $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ с учетом только $\pi^+ \pi^-$ -пар из задней полусферы в с.д.и. в поперечной системе ($z \parallel [\vec{p}_{BEAM} \times \vec{p}_\rho]$) приводит к следующему значению ρ_{00} -элемента спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона: $\rho_{00} = 0,50 \pm 0,07$ ($z^2/ND = 6/6$), что совпадает с результатами работы /2/.

3.3. Сравнение с данными по образованию ρ^0 , ω -, f_2 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с

Сечения образования резонансов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях были определены на основе одинаковой, описанной выше методики, что является существенным для сравнения сечений образования анализируемых резонансов и определения характеристик образования резонансов в аннигиляционных процессах $\bar{p}p$ -взаимодействий разностным методом.

Полное инклюзивное сечение образования ρ^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при близкой нам энергии составляет $3,70 \pm 0,24$ мб, что находится в хорошем согласии с величиной, определенной ранее в работе ^{13/}: ($3,49 \pm 0,42$ мб).

Разность полных инклюзивных сечений образования ρ^0 -мезонов

$$\sigma_{\bar{p}p}(\rho^0) - \sigma_{pp}(\rho^0) = (8,92 \pm 0,82) - (3,70 \pm 0,24) = (5,22 \pm 0,85) \text{ мб}$$

принимается как оценка сечения образования ρ^0 -мезонов в процессах с аннигиляцией барионного заряда начальных адронов, которое составляет ~22% от полного неупругого сечения $\bar{p}p$ -взаимодействий при $p_{\text{лаб}} = 22,4$ ГэВ/с ^{10/}. Отметим, что такой "разностный метод" определения характеристик $\bar{p}p$ -аннигиляции предполагает тождественность процессов $\bar{p}p$ -взаимодействий и неаннигиляционной компоненты $\bar{p}p$ -соударений. Вопрос о степени справедливости этого предположения неоднократно обсуждался в литературе (см., например, ^{14/}) и конкретно для рассматриваемых $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий — в работе ^{15/}.

Сечения образования ρ^0 -, ω - и f_2 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с и их оценки в аннигиляционных процессах, полученные "разностным методом" отдельно для событий с множественностью n_{CH} , показаны в табл. 5 и 6 соответственно. В последних двух строках приведены оценки полных инклюзивных сечений образования ρ^0 -, ω -, f_2 -мезонов, полученные в результате суммирования вкладов от отдельных топологий n_{CH} , а также подгонки полных спектров $d\sigma/dM(\pi^+\pi^-)_B$.

Используя оценку инклюзивного сечения образования π^- -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции $\sigma_{\text{ANN}}(\pi^-) = 25,2 \pm 0,6$ мб ^{16/} и предполагая $\sigma_{\text{ANN}}(\rho^0) = \sigma_{\text{ANN}}(\rho^-)$, получаем, что в $\bar{p}p$ -соударениях с аннигиляцией барионного заряда около (65-70)% π^- -мезонов образуется от распада ρ^- -, ω -, f_2 -мезонов.

На рис. 6 показаны распределения дифференциальных сечений образования ρ^0 -мезонов по быстрой в рассматриваемых $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях, а также их отношение $R(y)$. В пределах экспериментальных погрешностей функция $R(y)$ близка к постоянной величине, равной отношению полных инклюзивных сечений $\sigma_{\bar{p}p}(\rho^0)/\sigma_{pp}(\rho^0) = 2,42 \pm 0,27$.

Таблица 5. Инклюзивные и топологические характеристики образования резонансов в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с

n_{CH}	$p\bar{p}$ -взаимодействия, 24,0 ГэВ/с		
	$\sigma(\rho^0)$, мб	$\sigma(\omega)$, мб	$\sigma(f)$, мб
2			
4	$1,20 \pm 0,12$	$0,96 \pm 0,16$	$0,40 \pm 0,07$
6	$1,56 \pm 0,16$	$1,22 \pm 0,20$	$0,19 \pm 0,07$
8	$0,98 \pm 0,12$	$0,67 \pm 0,18$	$0,07 \pm 0,05$
10	$0,06 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,09$	$0,0 \pm 0,023$
10+12	$0,06 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,09$	$0,0 \pm 0,023$
Суммарные	$3,82 \pm 0,24$	$3,16 \pm 0,33$	$0,66 \pm 0,12$
Фит	$3,70 \pm 0,24$	$2,78 \pm 0,33$	$0,64 \pm 0,11$

Таблица 6. Оценки инклюзивных и топологических сечений ρ^0 -мезона в $p\bar{p}$ -аннигиляции при 22,4 ГэВ/с

n_{CH}	$p\bar{p}$ -аннигиляция, 22,4 ГэВ/с		
	$\sigma(\rho^0)$, мб	$\sigma(\omega)$, мб	$\sigma(f)$, мб
2	$0,28 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,11$	$0,12 \pm 0,05$
4	$0,64 \pm 0,30$	$0,60 \pm 0,39$	$0,05 \pm 0,18$
6	$1,46 \pm 0,47$	$2,29 \pm 0,61$	$0,33 \pm 0,23$
8	$1,22 \pm 0,46$	$1,78 \pm 0,61$	$0,0 \pm 0,21$
10	$1,34 \pm 0,37$	$1,78 \pm 0,52$	$0,0 \pm 0,14$
10+12	$1,70 \pm 0,47$	$1,69 \pm 0,65$	$0,0 \pm 0,16$
Суммарные	$5,28 \pm 0,85$	$6,74 \pm 1,16$	$0,43 \pm 0,39$
Фит	$5,22 \pm 0,85$	$6,41 \pm 1,16$	$0,45 \pm 0,33$

Следовательно, можно сделать вывод о том, что в центральной области не наблюдается резких различий в спектрах, характеризующих образование ρ^0 -мезонов в процессах с аннигиляцией и без аннигиляции барионного заряда. Такой же результат по образованию ρ^0 -мезонов в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с был получен в работе ^{11/}, где анализировалось отношение $R(y)$ дифференциальных сечений $d\sigma(\rho^0)/dy$ для про-

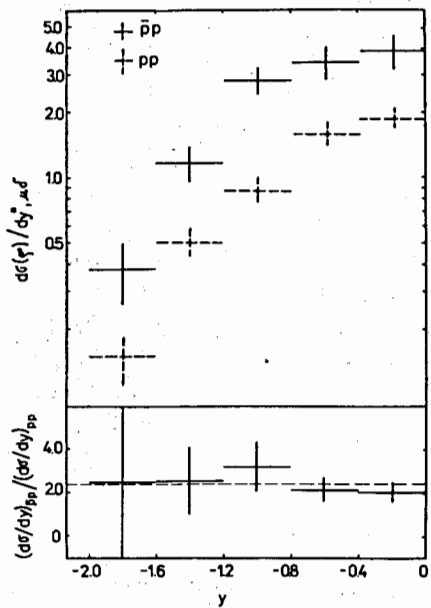


Рис. 6. Зависимость от быстроты в с.д.и. дифференциальных сечений образования ρ^0 -мезонов в $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с. Внизу показана зависимость $R(y)$ отношения этих распределений. Штриховой линией представлено отношение полных инклюзивных сечений $\sigma_{\bar{p}\bar{p}}(\rho^0)/\sigma_{p\bar{p}}(\rho^0)$.

цессов $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \rho^0 + X$ и $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \rho^0 + p_B + X$; второй процесс соответствует событиям с идентифицированным, медленным в лабораторной системе протоном.

Во фрагментационной области $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействий наблюдается более жесткий по сравнению с $p\bar{p}$ -взаимо-

Таблица 7. Сравнение основных инклюзивных и дифференциальных характеристик образования резонансов в $\bar{p}\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях и в $\bar{p}\bar{p}$ -аннигиляции. Последние получены разностным методом

	$\bar{p}\bar{p}$ -взаимодей- ствия, 22,4 ГэВ/с	$p\bar{p}$ -взаимодей- ствия, 24 ГэВ/с	$\bar{p}\bar{p}$ -аннигиля- ция
$\sigma(\rho^0)$, мб	$8,92 \pm 0,82$	$3,70 \pm 0,24$	$5,22 \pm 0,85$
$\sigma(\omega)$, мб	$9,19 \pm 1,11$	$2,78 \pm 0,33$	$6,41 \pm 1,16$
$\sigma(f)$, мб	$1,04 \pm 0,30$	$0,64 \pm 0,11$	$0,45 \pm 0,33$
$\sigma(\omega)/\sigma(\rho^0)$	$1,09 \pm 0,12$	$0,75 \pm 0,09$	$1,23 \pm 0,23$
$\sigma(f)/\sigma(\rho^0)$	$0,117 \pm 0,035$	$0,17 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,06$
$\langle n(\rho^0) \rangle$	$0,228 \pm 0,021$	$0,122 \pm 0,008$	$0,61 \pm 0,10$
$\langle r_T^2(\rho^0) \rangle$, (ГэВ/с) ²	$0,396 \pm 0,032$	$0,32 \pm 0,02$	
$\langle \frac{\sqrt{s}}{2} E_{\rho^0}^* \rangle$	$0,39 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,03$	
n из $(1 - x)^n$	$2,12 \pm 0,25$	$2,83 \pm 0,33$	
$\Gamma_{\pi^-}(\rho^0)$	$0,127 \pm 0,012$	$0,109 \pm 0,007$	$0,207 \pm 0,034$
$\Gamma_{\pi^-}(\rho^0, \rho^-, \omega, f)$	$0,39 \pm 0,04$	$0,31 \pm 0,01$	$0,66 \pm 0,11$

действиями характер распределения ρ^0 -мезонов. Так, для показателя степени n в распределениях инвариантных дифференциальных сечений $f(x) \sim (1 - |x|)^n$, в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 24 ГэВ/с имеем $n = 2,83 \pm 0,33$; а в $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиях n приблизительно на единицу меньше: $n = 2,29 \pm 0,28^{/17/}$, $1,59 \pm 0,23$ (наш фит по данным из работы ^{/18/}), $2,12 \pm 0,25$ и $1,5 \pm 0,16^{/11/}$ при $P_{\text{лаб}} = 7,3; 12; 22,4$ и 32 ГэВ/с соответственно.

Сравнение характеристик образования резонансов в $\bar{p}\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях и в $\bar{p}\bar{p}$ -аннигиляции проведено в табл. 7.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЗОНАНСОВ

4.1. Сравнение сечений образования ρ^0 -, ω -, f_2 -мезонов

Зависимость инклюзивных сечений образования ρ^0 -, ω -, f_2 -мезонов в $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиях от лабораторного импульса пучка $P_{\text{лаб}}$ показана на рис. 7. Приведены также оценки $\sigma(\rho^0)$ и $\sigma(f_2)$, рассчитанные по модели слияния кварков ^{/19/}. Аналогично работе ^{/18/} мы предполагали одинаковый механизм образования ρ^0 - и f_2 -мезонов, несмотря на возможное динамическое подавление более высокого спинового состояния f_2 -мезона. При вычислениях учитывались измеренные значения $\langle r_T^2 \rangle$ для ρ^0 и f_2 -мезона.

Данные по выходу ρ^0 -мезонов демонстрируют четкий минимум в районе $P_{\text{лаб}} = 8-12$ ГэВ/с, выделяющий две области. При малых $P_{\text{лаб}}$ ρ^0 -мезон рождается преимущественно в процессах аннигиляции, сечение его образования $\sigma_A(\rho^0)$ падает с ростом $P_{\text{лаб}}$ по мере убывания полного аннигиляционного сечения $\sigma_A \sim P_{\text{лаб}}^{-0,6}$. В области высоких энергий наблюдается логарифмический рост $\sigma(\rho^0)$ как в $p\bar{p}$ -, так и в π^+p -взаимодействиях ^{/18/}, что согласуется с предсказанием модели слияния кварков ^{/18/}.

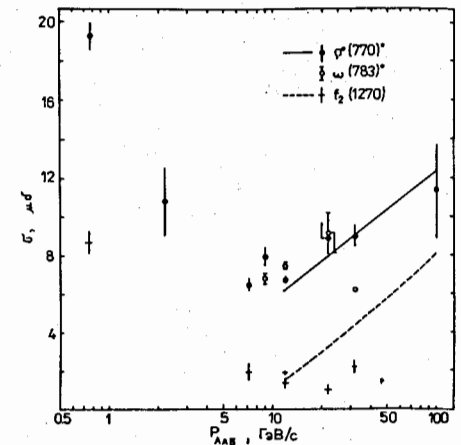
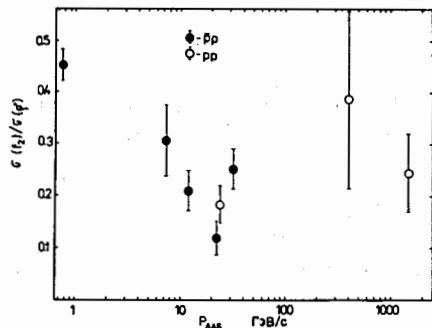


Рис. 7. $P_{\text{лаб}}$ -зависимость сечений образования ρ^0 -, ω -, f_2 -мезонов в $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействиях.

Рис. 8. $P_{\text{лаб}}$ -зависимость отношения $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0)$ в $\bar{p}p$ - и pp -столкновениях.



Сечения образования ρ^0 - и ω -мезонов оказались близкими. В рамках простых кварковых моделей ^{/20/} равенство $\sigma(\rho^0) = \sigma(\omega)$ обусловлено одинаковым кварковым содержанием и небольшой разницей в массах ($\sim 1,2\%$) ρ^0 - и ω -мезонов. Отношение $\sigma(\omega)/\sigma(\rho^0)$ для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 9,1; 12; 22,4 ГэВ/с равно $0,85 \pm 0,04$, $1,11 \pm 0,06$, $1,09 \pm 0,12$ соответственно.

Энергетическая зависимость сечения образования f_2 -мезона похожа на зависимость $\sigma(\rho^0)$ от $P_{\text{лаб}}$, но с минимумом, немного сдвинутым в сторону больших энергий. Можно предположить, что этот сдвиг обусловлен пороговыми эффектами. Модель слияния кварков завышает сечение $\sigma(f_2)$, что может быть связано с пренебрежением подавления высших спиновых состояний основного мезонного мультиплетта.

На рис. 8 показана зависимость отношения $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0)$ от $P_{\text{лаб}}$. В области нашей энергии для $\bar{p}p$ -взаимодействий наблюдается минимум этого отношения. Интересно, что значения $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0)$ при 12 и 32 ГэВ/с близки, в то время как зависимость этого отношения разная. При 12 ГэВ/с с ростом $n_{\text{СН}}$ наблюдается тенденция к его увеличению, при 32 ГэВ/с картина обратная (как и при 22,4 ГэВ/с), о чем свидетельствует табл. 8. Изменение характера зависимости отношения $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0)$ от $n_{\text{СН}}$ с ростом энергии связано, скорее всего, с уменьшением вклада аннигиляционного канала.

В районе импульсов $P_{\text{лаб}} > 30$ ГэВ/с значение этого отношения получается близким к значению, предсказанному в рамках аддитивной кварковой модели ^{/21/}, $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0) = 0,22$.

Таблица 8. Отношение $\sigma(f_2)/\sigma(\rho^0)$ для $\bar{p}p$ -взаимодействий при разных энергиях

$n_{\text{СН}}$	12 ГэВ/с	22,4 ГэВ/с	32 ГэВ/с
2	$0,27 \pm 0,21$	$0,43 \pm 0,22$	$0,48 \pm 0,16$
4	$0,08 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,10$	$0,48 \pm 0,08$
6	$0,19 \pm 0,07$	$0,17 \pm 0,07$	$0,29 \pm 0,07$
8	$0,23 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,08$

4.2. Аннигиляционные и неаннигиляционные характеристики образования ρ^0 -мезона

На рис. 9 показана $P_{\text{лаб}}$ -зависимость сечения образования ρ^0 -мезона в аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях. Кривые изображают результаты подгонки аннигиляционных $\sigma_A(\rho^0)$ и неаннигиляционных $\sigma_{\text{НА}}(\rho^0)$ (включая $\sigma_{\text{pp}}(\rho^0)$) сечений образования ρ^0 :

$$\sigma_A(\rho^0) \sim (16,60 \pm 0,46) P_{\text{лаб}}^{-(0,48 \pm 0,15)}; \quad \chi^2/\text{ND} = 17,6,$$

$$\sigma_{\text{НА, pp}}(\rho^0) \sim (0,485 \pm 0,310) \ln^2 [(0,314 \pm 0,030) \cdot s]; \quad \chi^2/\text{ND} = 13/11.$$

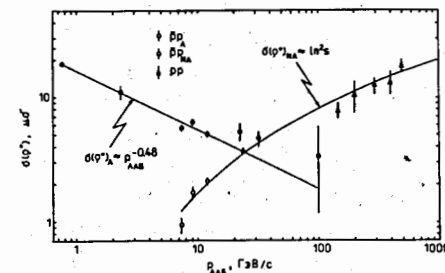
Энергетическая зависимость отношения

$$\sigma_A(\rho^0)/\sigma_A \sim P_{\text{лаб}}^{-0,48} / P_{\text{лаб}}^{-0,61} \sim P_{\text{лаб}}^{0,13}$$

свидетельствует о том, что средняя множественность ρ^0 -мезонов в аннигиляционных событиях медленно (возможно, как $\ln^2 s$) увеличивается с ростом $P_{\text{лаб}}$.

Заметное на рис. 9 отклонение от степенной зависимости может быть обусловлено проявлением вклада многоструйных кварковых диаграмм в аннигиляционных процессах, которые уже в нашей области энергий нужно учитывать для описания больших множественностей заряженных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, о чем свидетельствует результат анализа $\bar{p}p$ -взаимодействий в рамках модели кварк-глюонных струн ^{/22/}.

Рис. 9: $P_{\text{лаб}}$ -зависимость сечения образования ρ^0 -мезонов в аннигиляционных и неаннигиляционных $\bar{p}p$ -взаимодействиях, а также в pp -взаимодействиях. Кривые — результаты подгонок этих распределений, описанные в тексте.



5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенного исследования инклюзивного образования $\rho^0(770)$ -, $\omega(780)$ -, $f_2(1270)$ -мезонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях при близких энергиях были определены полные, а для ρ^0 -мезона — также топологические и дифференциальные сечения их образования.

Из предположения о тождественности процессов рождения нейтральных мезонных резонансов в pp -соударениях и неаннигиляционном канале $p\bar{p}$ -взаимодействий были определены аннигиляционные сечения образования этих резонансов. Основные результаты суммированы в табл. 7.

2. Сравнение дифференциальных характеристик образования ρ^0 -мезонов в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях не выявило резких различий в центральной области. Характер распределения аннигиляционных ρ^0 -мезонов во фрагментационной области оказывается более жестким по сравнению с pp -взаимодействиями.

3. В энергетической зависимости $\sigma(\rho^0)$ и $\sigma(f_2)$ наблюдается минимум, причем для f_2 -мезона он сдвинут в сторону большей энергии. Модель слияния кварков без учета возможного динамического подавления более высокого спинового состояния f_2 -мезона не позволяет одновременно описать образование ρ^0 - и f_2 -мезонов.

4. Оценено инклюзивное сечение образования ϕ -мезона в $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Оказалось, что основной вклад в $\sigma(\phi) = 0,36 \pm 0,17$ мб дают большие тождественности, $n_{CH} > 6$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Drijard D. et al. — Z. Phys., 1981, C9, p.293.
2. Batyunya B.V. et al. — Nucl. Phys., 1987, B294, p.1037.
3. Batyunya B.V. et al. — Nucl. Phys., 1978, B137, p.29.
4. Boos E.G. et al. — Nucl. Phys., 1977, B121, p.381; 1980, B174, p.45.
5. Blobel V. et al. — Nucl. Phys., 1979, B69, p.454.
6. Боос Э.Г. и др. — ЯФ, 1979, 29, с.374;
Batyunya B.V. et al. — Z. Phys., 1984, C29, p.213.
7. Jackson J.D. et al. — IL NuovoCimento, 1964, 34, p.1645.
8. Granet P. et al. — Nucl. Phys., 1978, B140, p.389.
9. Boos E.G. et al. — Nucl. Phys., 1980, B174, p.45.
10. Batyunya B.V. et al. — JINR Preprint E1-81-739, Dubna, 1981;
Батюня Б.В. и др. — ЯФ, 1982, 36, с.403.
11. Козловский Е.А. и др. — ЯФ, 1986, 44, с.968.
12. Cochet C. et al. — Nucl. Phys., 1979, B155, p.333;
Arestov Yu. et al. — Z. Phys., 1981, C8, p.283;
Chliapnikov P.V. et al. — Nucl. Phys., 1980, B176, p.303;
Barth M. et al. — Nucl. Phys., 1983, B223, p.296.
13. Blobel V. et al. — Phys. Lett., 1974, B48, p.73.
14. Rushbrooke J.G., Webber B.R. — Phys. Rep., 1978, 1;
Lednicky R. — Czech. J. Phys., 1983, B33, p.1177.
15. Батюня Б.В. и др. — Препринт ОИЯИ 1-89-28, Дубна, 1989.
16. Batyunya B.V. et al. — JINR Preprint E1-80-62, Dubna, 1980.

17. Whyman B.M. et al. — Z. Phys. C., 1982, 12, p.203.
18. Karimaki V. et al. — Z. Phys. C., 1981, 9, p.117.
19. Князев В.В. и др. — ИФВЭ, 77-106, Серпухов, 1977;
Картвелишвили В.Г. и др. — ИФВЭ, 77-107, Серпухов, 1977.
20. Anisovich V.V., Shekter V.M. — Nucl. Phys., 1973, B55, p.455;
Bjorken J.D., Farrar G.R. — Phys. Rev., 1974, D9, p.1449.
21. Shekhter V.M., Shcheglova L.M. — Sov. J. Nucl. Phys., 1978, 27, p.567.
22. Амелин Н.С., Бравина Л.В. — Препринт ОИЯИ P2-89-167, Дубна, 1989;
Amelin N.S. et al. — INPh Preprint 89-55/132, Moscow, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1990 года.

Батюня Б.В. и др.

P1-90-303

Образование ρ^0 , ω -, f_2 - и ϕ -мезонов
в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с

Представлены результаты инклюзивного анализа образования мезонных резонансов $\rho^0(770)$, $\omega(780)$, $f_2(1270)$ и $\phi(1020)$ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. Определены полные, а для ρ^0 также топологические и дифференциальные сечения их рождения. Из сравнения полученных данных с данными pp -взаимодействий при близкой энергии определены характеристики образования резонансов в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции. Экспериментальные результаты сравниваются также с предсказанием кварковых моделей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод авторов

Batyunya B.V. et al.

P1-90-303

ρ^0 , ω , f_2 and ϕ Meson Production
in $\bar{p}p$ -Interactions at 22.4 GeV/c

The results of inclusive analysis of ρ^0 , ω , f_2 and ϕ mesons produced in $\bar{p}p$ -interactions at 22.4 GeV/c are presented. The total and also topological cross sections for ρ^0 meson have been determined. The characteristics of resonance production in $\bar{p}p$ -annihilation have been obtained by comparison with pp data at close energy. The experimental results are compared with the predictions of quark models.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1990