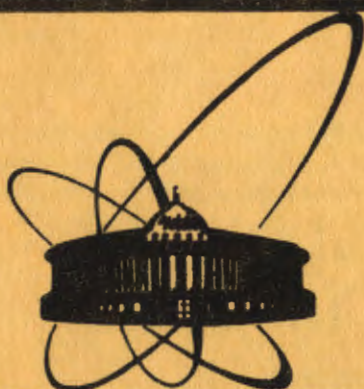


86-838



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-86-838  $e^+$

СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ  
В РЕАКЦИИ  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$   
ПРИ 22,4 ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва -  
Прага - София - Хельсинки

1986

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Д.Брунцко, В.Врба, И.М.Граменицкий,  
Р.Ледницки, К.С.Медведь

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В.В.Филиппова, В.В.Самойлов, Т.Темиралиев  
Институт физики высоких энергий, Алма-Ата

Р.К.Дементьев, И.А.Коржавина, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова  
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

С.В.Левонян  
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

И.Геринек, М.Локайчек, Я.Ридки, В.Шимак  
Физический институт ЧСАН, Прага

А.Валкарова, М.Сук  
Ядерный центр Карлова университета, Прага

З.Златанов, Х.Каназирски  
Высший химико-технологический институт, София

П.Вилланен, Э.Волк  
Отдел физики высоких энергий Хельсинкского университета

Выделение отдельных эксклюзивных каналов с одной нейтральной частицей, так называемых 1С-гипотез, при энергиях свыше 10 ГэВ становится очень затруднительным из-за наличия больших примесей от других конечных состояний. И если данные по изучению реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^-$  (4С-гипотезы) опубликованы для широкого интервала энергий от 2,5 ГэВ до 100 ГэВ<sup>1/2</sup>, то данные по изучению реакции

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (1)$$

имеются только в интервале небольших импульсов от 3 до 12 ГэВ/с<sup>1/2-5/2</sup>.

В настоящей работе описывается процедура выделения реакции (1) при импульсе антипротона 22,4 ГэВ/с и приводятся данные по сечениям образования резонансов в этой реакции.

Экспериментальные данные были получены на снимках с 2-метровой пузырьковой камеры "Людмила" ОИЯИ, облученной сепарированным пучком антипротонов на ускорителе ИФВЭ.

Отобранные для выделения реакции (1) четырехлучевые события измерялись на автоматических (HPD) и полуавтоматических устройствах, а затем обсчитывались с помощью программ MDTHRESH-GRIND-SLICE. В качестве 1С-гипотез отбирались гипотезы с вероятностью  $P(\chi^2) \geq 0,01$  с учетом результатов идентификации медленных протонов и  $\pi$ -мезонов с  $P_{\text{лаб}} \leq 1,5$  ГэВ/с. Если в событии кроме 1С-гипотезы проходила 4С-гипотеза  $\bar{p}p \pi^+ \pi^-$ , предпочтение всегда отдавалось последней. Около 36% событий реакции (1) имели более одной 1С-гипотезы, при этом максимальная примесь была от каналов с антинейтроном и нейтроном.

При выделении окончательного набора гипотез (1) использовался периферический характер неаннигиляционных процессов при высоких энергиях и зарядовая симметрия  $\bar{p}p$ -взаимодействий.

В связи с этим из дальнейшего анализа исключались события, для которых последовательно выполнялось одно из следующих условий:

1.  $\cos \theta_{\bar{p}} < -0,2$  и  $\cos \theta_{\pi^0}^* > 0,2$ ,
2.  $P_{\parallel}^*(\pi^0) > P_{\parallel}^*(\bar{p})$ , если  $\cos \theta_{\pi^0}^*$  и  $\cos \theta_{\bar{p}}^* > 0,9$ ,
3.  $\cos \theta_{\bar{p}}^* > 0,8$  и  $\cos \theta_{\bar{p}}^* > 0,8$ ,
4.  $\cos \theta_{\bar{p}}^* < -0,7$  и  $\cos \theta_{\bar{p}}^* < -0,7$ ,
5.  $\cos \theta_{\bar{p}}^* > 0$  и  $\cos \theta_{\bar{p}}^* < 0$ .

Здесь  $\theta_1^*$  и  $P_{\parallel}^*(i)$  означают угол вылета и продольный импульс  $i$ -й частицы в с.ц.м. Для выделения реакции (1) среди событий, где кроме конечного состояния (1) проходила также гипотеза аннигиляции  $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ , требовалось выполнение условия  $\cos\theta_{\bar{p}}^* > 0,6$  и  $\cos\theta_p^* < -0,6$ .

В результате этой процедуры было отброшено ~20% прошедших гипотез реакции (1) и для дальнейшего анализа было оставлено 2565 событий.

На рис. 1 показаны распределения по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. всех вторичных частиц в этих событиях. Видно, что эти распределения хорошо согласуются с требованием зарядовой симметрии. Соответствующие значения коэффициента асимметрии  $A = \frac{N_{\bar{p}} - N_p}{N_{\bar{p}} + N_p}$ , где  $N_{\bar{p}}$  — число частиц, летящих в переднюю полусферу в с.ц.м., а  $N_p$  — число частиц, летящих в заднюю полусферу, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значение коэффициента асимметрии  $A = \frac{N_{\bar{p}} - N_p}{N_{\bar{p}} + N_p}$  в угловых распределениях вторичных частиц в с.ц.м. для реакции (1)

Вид частицы	A
p	-0,97 ± 0,03
$\bar{p}$	0,94 ± 0,03
$\pi^+$	-0,20 ± 0,02
$\pi^-$	0,17 ± 0,02
$\pi^0$	0 ± 0,02

Для уменьшения примеси в событиях реакции (1) взаимодействий с двумя и более  $\pi^0$ -мезонами была проведена симметризация распределения по квадрату недостающей массы  $M_x^2$  относительно положения пика, соответствующего квадрату массы  $\pi^0$ -мезона  $^{16}/_6$ .

Величина сечения реакции (1) оказалась равной  $\sigma_{1c} = (1,55 \pm 0,13)$  мб с учетом поправки ~5%, полученной при симметризации спектра  $M_x^2$ .

На рис. 2 показан суммарный спектр эффективных масс  $p\pi^+$  и  $\bar{p}\pi^-$  комбинаций для событий реакции (1), на котором виден сигнал от  $\Delta^{++}(\Delta^{++})$ -изобары. Этот спектр аппроксимировался выражением

$$\frac{dN}{dM} = a \cdot \frac{BW(M) \cdot \Phi(M)}{I_{BW}} + (1 - a) \cdot \frac{\Phi(M)}{I_{\Phi}}, \quad (2)$$

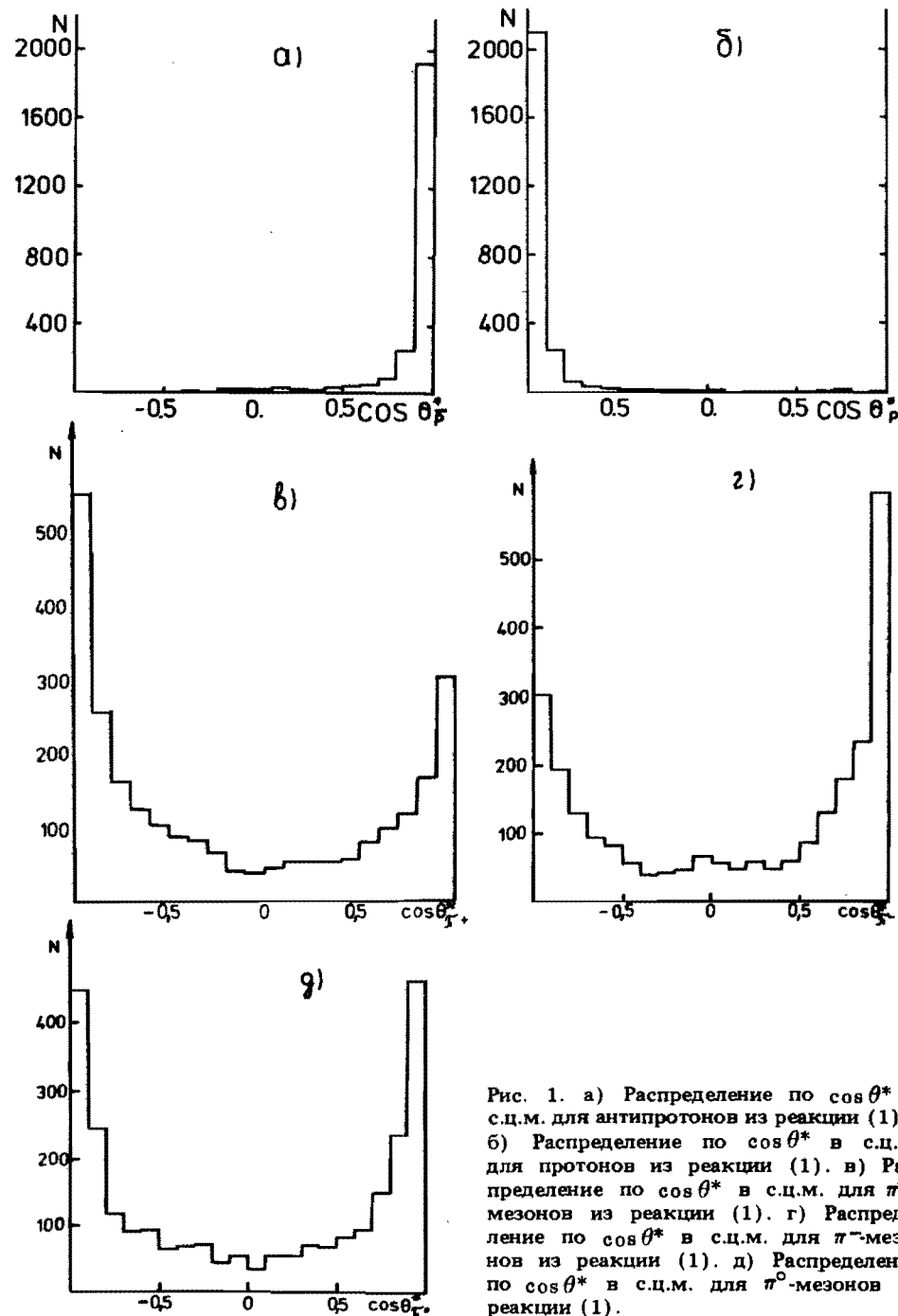


Рис. 1. а) Распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для антипротонов из реакции (1). б) Распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для протонов из реакции (1). в) Распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для  $\pi^+$ -мезонов из реакции (1). г) Распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для  $\pi^-$ -мезонов из реакции (1). д) Распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для  $\pi^0$ -мезонов из реакции (1).

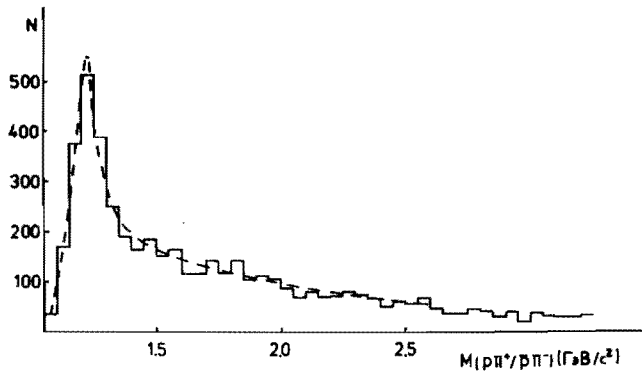


Рис. 2. Суммарный спектр эффективных масс  $M(p\pi^+)$  и  $M(p\pi^-)$  для реакции (1). Пунктирная кривая — результат описания экспериментальных данных выражением (2).

где  $BW(M)$  — релятивистская функция Брейта — Вигнера,  
 $BW(M) = \frac{M}{q} \cdot \Gamma(M) / [(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)]$ ,  $\Gamma(M) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^3 \cdot \frac{M}{M_0}$ ,  $I_i$  — нормировочные интегралы. Для фона  $\Phi(M)$  использовалась параметризация  
 $\Phi(M) = q^{1+a} \cdot e^{-\beta M}$ , (3)

где  $q$  — импульс пиона в системе покоя  $p\pi^+(\bar{p}\pi^-)$ . Ширина изобары фиксировалась при значении  $\Gamma_0 = 120$  МэВ.

В результате такого описания были получены значения сечения рождения изобары  $\sigma(\Delta^{++}) = \sigma(\Delta^{+-}) = (0,39 \pm 0,5)$  мб и ее массы  $M_0 = (1244 \pm 4)$  МэВ/с<sup>2</sup>.

На рис. 3 приведено распределение эффективных масс системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , на котором виден пик, связанный с образованием  $\omega$ -мезона.

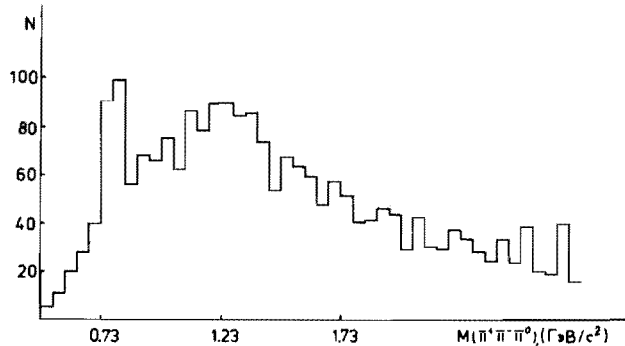


Рис. 3. Распределение по эффективной массе  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  для реакции (1).

Для оценки вклада фона под пиком использовалось распределение по величине  $\lambda$ , равной квадрату нормализованного матричного элемента  $\omega$ -распада [3,5],

$$\lambda = \frac{|\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}|^2}{\frac{3}{4} \left( \frac{1}{9} M_{3\pi}^2 - m_{\pi}^2 \right)}, \quad (4)$$

где  $\vec{p}_{\pi^+}$  и  $\vec{p}_{\pi^-}$  — импульсы заряженных пионов в с.ц.м. трех пионов,  $M_{3\pi}$  — эффективная масса  $3\pi$ -системы,  $m_{\pi}$  — масса заряженного пиона.

Величина  $\lambda$  равна 0 на границах диаграммы Далитца для распада  $\omega$ -мезона и равна 1 в ее центре. Отношение распределений по  $\lambda$  для пионов от распада  $\omega$  и фоновых пионов пропорционально квадрату матричного элемента  $\lambda$ -распада. Для фоновых событий распределение по  $\lambda$  оказывается близким к равномерному (см. рис. 4а). Поэтому распределение по  $\lambda$  для пионов с эффективной массой  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  из области

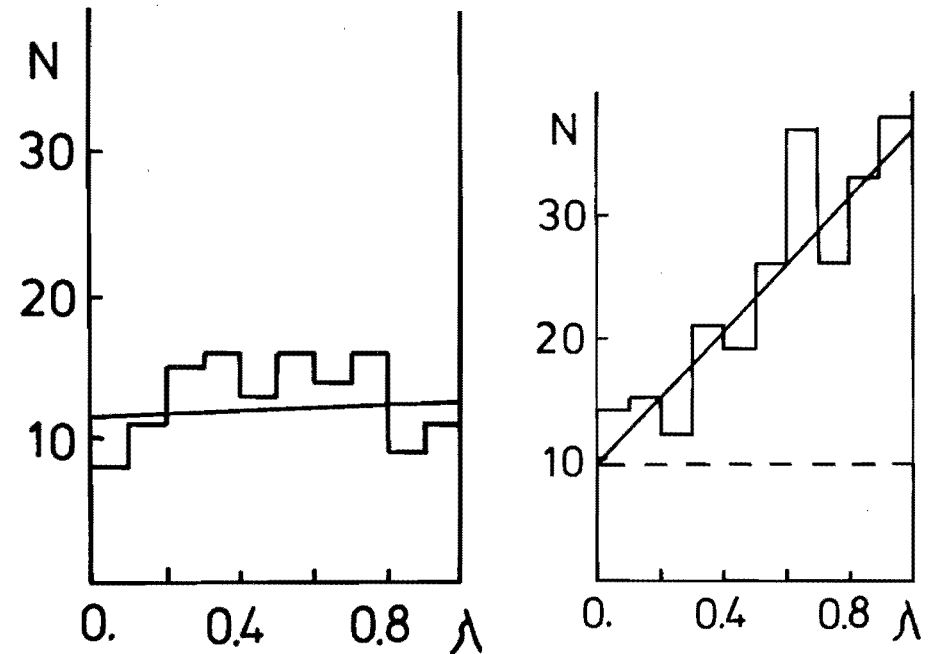


Рис. 4. а) Распределение по квадрату нормализованного матричного элемента  $\omega$ -распада  $\lambda$  для событий в области эффективных масс  $0,85 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,9$  ГэВ/с. б) Распределение по квадрату нормализованного матричного элемента  $\omega$ -распада  $\lambda$  для событий в области эффективных масс  $0,70 < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0,85$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

$\omega$ -резонанса  $0,70 - 0,85 \text{ ГэВ}/c^2$  можно параметризовать линейной функцией (см. рис. 46). Величина фона при этом оказалась равной 39%, а сечение рождения  $\omega$ -мезона получилось равным  $\sigma(\omega) = (0,088 \pm 0,013) \text{ мб}$ .

Сечение рождения  $\omega$ -мезона определялось также при описании спектра эффективных масс  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -комбинаций (см. рис. 3) в интервале  $0,48 \pm 1,0 \text{ ГэВ}/c^2$  суперпозицией релятивистской функции Брейта — Вигнера и линейного фона. Сечение рождения  $\omega$ -мезона получилось при этом равным  $\sigma'(\omega) = (0,089 \pm 0,018) \text{ мб}$  и совпало с оценкой  $\sigma(\omega)$ , полученной предыдущим способом.

Таблица 2

Сечения образования  $\omega$ -мезона в реакции (1) при разных импульсах антипротона

$P_{\text{лаб}}, \text{ ГэВ}/c$	Сечение реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\omega p, \text{ мб}$
5,7	$0,257 \pm 0,019$
7,2	$0,228 \pm 0,013$
9,1	$0,17 \pm 0,02$
12	$0,120 \pm 0,025$
22,4	$0,089 \pm 0,018$

В табл. 2 приведены сечения образования  $\omega$ -мезона при разных первичных импульсах антипротона. Энергетическая зависимость сечений  $\sigma(\omega)$  в интервале импульсов от 5,7 до 22,4 ГэВ/с аппроксимировалась зависимостью

$$\sigma(\omega) = A \cdot P_{\text{лаб}}^{-n} \quad (5)$$

Величина параметра  $n$  была получена равной  $n = 0,83 \pm 0,11$ .

В спектре эффективных масс  $p\omega$  и  $\bar{p}\omega$  комбинаций, где масса  $3\pi$ -мезонов заключена в

пределах  $0,73 \pm 0,83 \text{ ГэВ}/c^2$  (см. рис. 5), виден заметный околопороговый пик, который наблюдался во многих реакциях при энергиях до 20 ГэВ и который связывают с резонансом  $N^*(1800)$ , распадающимся по каналу  $N^* \rightarrow p\omega(\bar{p}\omega)$ . Квантовые числа этого резонанса пока окончательно не установлены. Вклад в наблюдаемый максимум могут давать три состояния с  $J^P = \frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^+$ , найденные в  $\pi N$ -рассеянии в области  $1700 \pm 1800 \text{ МэВ}/c^2$ . Проведенный в работе <sup>/22/</sup> анализ данных по угловым распределениям в распаде резонанса  $N^*(1800)$  показал, что его спин-четность скорее всего равна  $\frac{3}{2}^-$ , и в процессе его образования сохраняется спиральность в  $t$ -канале. Эти и другие обстоятельства указывают на дифракционный характер образования  $N^*(1800)$  <sup>/22/</sup>. В некоторых работах <sup>/20/</sup> процесс образования  $N^*(1800)$  в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}N^*(1800)$  связывается с  $\omega$ -обменом. В связи с этим важно измерить сечение реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}N^*(1800)$  при энергии 22,4 ГэВ, вдвое превышающей максимальную энергию, при которой ранее изучалась данная реакция.

Распределение по эффективной массе  $p\omega$  и  $\bar{p}\omega$ -комбинаций, приведенное на рис. 5, описывалось при помощи выражения

$$F(M_{p\omega}) = \frac{M_{p\omega} \cdot P \cdot \Gamma_{p\omega} \cdot e^{-\beta M_{p\omega}}}{(M_{p\omega}^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_{p\omega}^2} + F_{\phi}(M) \quad (6)$$

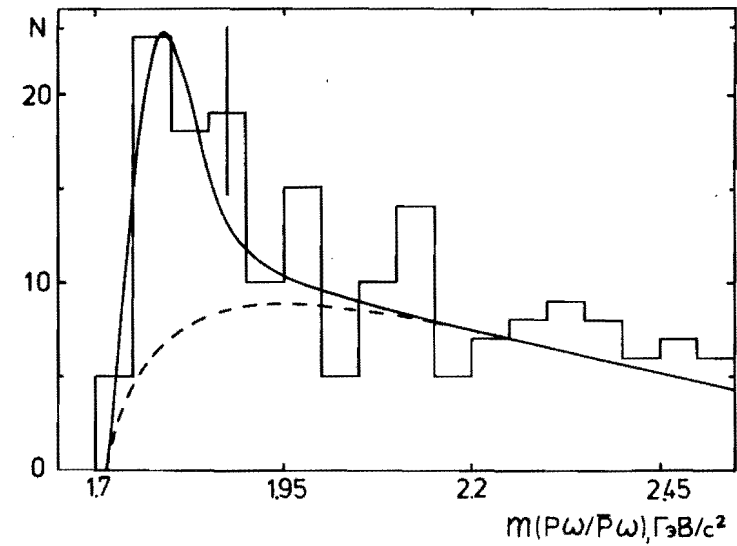


Рис. 5. Суммарный спектр эффективных масс  $M(p\omega)$  и  $M(\bar{p}\omega)$  для реакции (1). Сплошная кривая — результат описания экспериментальных данных выражением (6), пунктирная кривая описывает фон.

где  $P$  — импульс системы  $p\omega$  в с.ц.м.;  $\Gamma_{p\omega} \sim \frac{q^{2\ell+1}}{M_{p\omega}}$ , где  $q$  — импульс протона в системе покоя  $p\omega$ ;  $\ell$  — орбитальный момент системы. Фон параметризовался в виде

$$F_{\phi}(M) = P \cdot q \cdot e^{-\beta M_{p\omega}} \quad (7)$$

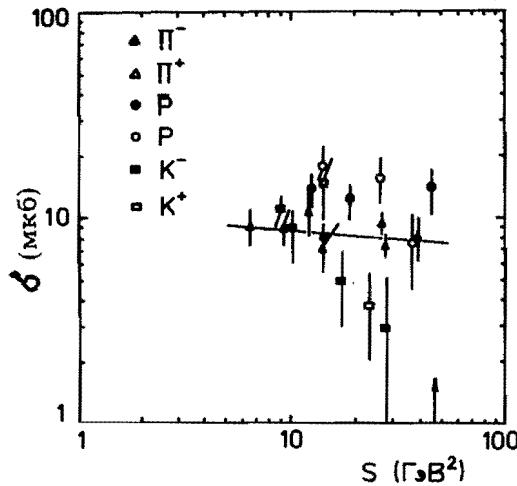
Величина суммарного сечения образования  $N^*(1800)$  и  $\bar{N}^*(1800)$  оказалась равной  $(28 \pm 7) \text{ мкб}$  ( $42 \pm 10$  событий). Значение параметров  $M(N^*) = (1786 \pm 16) \text{ МэВ}$  и  $\Gamma(N^*) = (92 \pm 58) \text{ МэВ}$  (при  $\ell = 0$ ) хорошо согласуется с параметрами  $N^*(1800)$ , полученными в реакции (1) при меньших энергиях (см. табл. 3). Поскольку ширина  $N^*(1800)$ -пика оказывается небольшой ( $\Gamma \sim 100 \text{ МэВ}$ ), то это, по-видимому, исключает объяснение его образования с помощью механизма типа Дека, т.к. в рамках дифракционных моделей и модели двойного редже-обмена удается получить только широкий ( $\Gamma \geq 200 \text{ МэВ}$ ) пороговый  $p\omega$ -пик <sup>/7,8/</sup>.

Энергетическая зависимость сечения образования  $N^*$ -пика в различных реакциях  $ap \rightarrow aN^*(p\omega)$  <sup>/3,5,7-21/</sup> приведена на рис. 6. Видно, что сечение слабо меняется с энергией, за исключением довольно неточных данных, полученных в  $K$ -мезонных пучках.

Прямая линия на рис. 6 является результатом фитирования данных, полученных в  $\pi^+$ -пучках с помощью формулы (5) <sup>/21/</sup>. Соответствующее значение параметра  $n$  равно  $n = 0,09 \pm 0,13$ . В случае антипротонного пучка степень  $n$  с учетом нашей точки оказывается равной  $n = 0,01 \pm 0,2$ .

Сечение образования и параметры резонанса  $N^*(1800)$  из реакции (1)

$P_{\text{лаб}}, \text{ГэВ/с}$	$\sigma[N^*(1800)] \text{ мкб}$	$M[N^*(1800)] \text{ МэВ/с}$	$\Gamma[N^*(1800)]$
5,7	$28 \pm 6$	$1810 \pm 15$	$87 \pm 20$
9,1	$25 \pm 5$	$1780 \pm 20$	$145 \pm 70$
22,4	$28 \pm 7$	$1786 \pm 16$	$92 \pm 58$

Рис. 6. Энергетическая зависимость сечения рождения  $N^*(1800)$ . Прямая линия — результат фитирования данных в пучках  $\pi^\pm$ -мезонов [7].

При описании этого спектра с помощью выражений (2) и (3) были получены величины сечения образования заряженных  $\rho$ -мезонов, равные  $\sigma(\rho^+) = \sigma(\rho^-) = (0,058 \pm 0,019)$  мб, и их масса  $M_0 = (776 \pm 22)$  МэВ/с<sup>2</sup> (ширина  $\rho^\pm$ -мезона фиксировалась при значении  $\Gamma_0 = 155$  МэВ/с<sup>2</sup>). В спектре эффективных масс  $\pi^+\pi^-$ -комбинации особенность в области  $\rho^0$ -мезона проявляется только для событий, не содержащих изобар, т.е. при  $M(\rho^+\pi^+, \rho^-\pi^-) \geq 1,4$  ГэВ/с, и оценка сечения образования нейтрального  $\rho$ -мезона получается равной  $\sigma(\rho^0) = (0,012 \pm 0,003)$  мб.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

\* Обмен G-нечетной  $\omega$ -траекторией запрещен в случае пионного пучка.

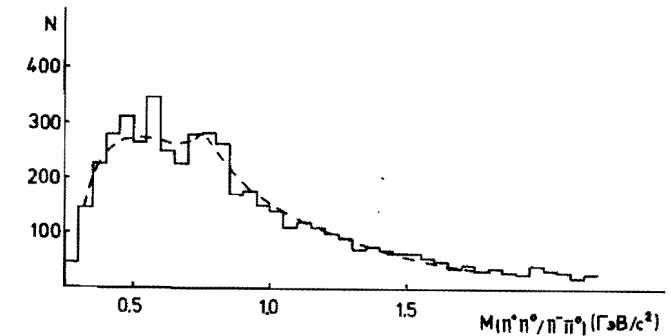
Как видно из рис. 6, сечение образования  $N^*(1800)$  практически не зависит от замены пучковой частицы соответствующей античастицей. Последнее обстоятельство указывает на малый вклад S-нечетных траекторий ( $\rho, \omega$ ) в эту реакцию\* и вместе со слабой энергетической зависимостью сечения свидетельствует в пользу преобладающего вклада дифракционного механизма.

Особенности в спектрах эффективных масс двух  $\pi$ -мезонов в реакции (1) выражены довольно слабо, так же, как и при импульсах 5,7 [8] и 9,1 [5] ГэВ/с. В суммарном спектре эффективных масс  $\pi^+\pi^0, \pi^-\pi^0$ -комбинаций наблюдается небольшой пик в области  $\rho$ -мезона (см. рис. 7).

1) Определено сечение реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+\pi^-\pi^0$  при  $P_{\text{лаб}} = 22,4$  ГэВ/с, равное  $\sigma_{\text{IC}} = (1,55 \pm 0,13)$  мб.

2) Определены сечения рождения  $\Delta^{++} (\overline{\Delta^{++}}), N^*(1800), \omega$ - и  $\rho$ -резонансов в реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+\pi^-\pi^0$ .

3) Энергетическая зависимость сечения реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \omega$  хорошо описывается выражением  $\sigma \sim P_{\text{лаб}}^{-n}$  с параметром  $n = 0,83 \pm 0,11$ . Совокупность же данных по сечению реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}N^*(1800)$ , включая величину  $\sigma(N^*) = (14 \pm 4)$  мкб, полученную при  $P_{\text{лаб}} = 22,4$  ГэВ/с, говорит о ее слабой энергетической зависимости и тем самым о преобладании вклада процесса дифракционной диссоциации при образовании  $N^*(1800)$ .

Рис. 7. Суммарный спектр масс  $M(\pi^+\pi^0)$  и  $M(\pi^-\pi^0)$  для реакции (1). Пунктирная кривая — результат описания экспериментальных данных выражением (2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bust C.P. et al. — Nucl. Phys., 1978, B140, p.409.
2. Ferbel T. et al. — Phys. Rev., 1966, 138, p.1528.
3. Atherton H.W. et al. — Nuovo Cimento, 1975, v.30A, p.505.
4. Van Apeldoorn G.W. et al. — Nucl. Phys., 1978, B133, p.245.
5. Stenbacka R. et al. — Nucl. Phys., 1977, B131, p.386.
6. Gregory P.S. et al. — Nucl. Phys., 1977, B119, p.60.
7. Milgram M.S. et al. — Nucl. Phys., 1970, B18, p.1.
8. Davidson P.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1974, 32, p.855.
9. Sisterson L.K. et al. — Nucl. Phys., 1972, B48, p.493.
10. Linglin D. et al. — XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, 1974, paper No 978.
11. Netzger W.J. et al. — XVIII Int. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976.
12. Jnhala R.E. et al. — Phys. Rev., 1969, 184, p.1461.
13. Theochronopoulos P. et al. — Nucl. Phys, 1974, B83, p.1.
14. Wohl C.G. et al. — Nucl. Phys., 1978, B132, p.401.
15. Chien C.J. et al. — Nucl. Phys., 1976, B104, p.189.
16. Davis P.J. et al. — Nucl. Phys., 1972, B44, p.344.

17. Colton E, Gellert E. — Phys. Rev., 1970, D1, p.1979.
18. Le Guyader J. et al. — Nucl. Phys., 1971, B35, p.573.
19. Ljung S.B. — Report Series in Phys., 1974, No.69, Helsinki.
20. Arenton M.W. et al. — Phys. Rev., 1982, D25, p.22.
21. Nagy F.J. — CALT-68-757, 1980, Pasadena.
22. Lednicky R. — Phys. Lett., 1975, 58B, p.89.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,  
если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 декабря 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований



ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Батюня Б.В. и др.

P1-86-838

Сечения рождения резонансов в реакции  
 $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$  при 22,4 ГэВ/с

В работе описана процедура выделения реакции  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$  при 22,4 ГэВ/с при обработке снимков с пузырьковой камеры "Людмила". Ее сечение оказалось равным  $(1,55 \pm 0,13)$  мб. Определены сечения рождения в этой реакции следующих резонансов:  $\Delta^{++}(1236)$ ,  $N^*(1800)$ ,  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов. Обсуждаются энергетические зависимости сечений образования  $\omega$ -мезона и  $N^*(1800)$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Batyunya B.V. et al.

P1-86-838

Resonance Production Cross Sections  
in the  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$  Reaction at 22.4 GeV/c

The method of separation of  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \pi^0$  reaction at 22.4 GeV/c on films from the "Ludmila" bubble chamber is described. The cross section of this reaction is equal to  $(1.55 \pm 0.13)$  mb. The cross sections of resonances  $\Delta^{++}(1236)$ ,  $N^*(1800)$ ,  $\omega$ -,  $\rho$ -mesons have been determined. The energy dependences of  $\omega$ -meson and isobar  $N^*(1800)$  production are discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986