

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-184

О.Б.Абдинов,¹ А.А.Байрамов,¹ А.А.Богуш,²
Ю.А.Будагов, А.М.Дворник,³ Ю.Ф.Ломакин,
А.А.Маилов,¹ Н.В.Максименко,³ Л.Г.Мороз,²
В.С.Румянцев,² В.Б.Флягин, Ю.Н.Харжеев

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ρ^0 -МЕЗОНОВ
С ВНУТРИЯДЕРНЫМИ НУКЛОНАМИ
В π^- -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт физики АН АзССР, Баку

² Институт физики АН БССР, Минск

³ Гомельский государственный университет

1985

Данные о различных характеристиках взаимодействия резонансов с нуклонами и, в частности, о полных сечениях взаимодействия $\sigma(\text{RN})$, необходимы для детального понимания и описания процессов множественного образования частиц на ядрах. Эти же данные открывают новые возможности для проверки кварк-партонных моделей. В случае резонансов с отличным от нуля спином необходимо принимать во внимание возможную зависимость сечений $\sigma(\text{RN})$ от ориентации спина резонанса^{/1,2/}. Так, для ρ -мезонов, образующихся в состоянии со спиральностью λ , необходимо рассматривать два сечения $\sigma_T(\rho^{\pm}N)$ и $\sigma_L(\rho^{\pm}N)$, соответствующих поперечно-поляризованным ($\lambda = \pm 1$) и продольно-поляризованным ($\lambda = 0$) ρ -мезонам.

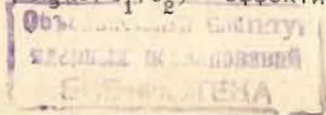
По нашим сведениям, информация о сечениях $\sigma(\rho^{\pm}N)$ состоит из 16 измерений, выполненных в 10 экспериментах^{/3-12/} в интервале энергий первичных фотонов и пионов 2,6-18 ГэВ. Сечение $\sigma(\rho^{\pm}N)$ измерено при 3,9 ГэВ^{/13/}. Большая часть этих результатов получена из анализа когерентных процессов типа $\gamma A \rightarrow \rho^{\pm}A$ и $\pi^{\pm}A \rightarrow \rho^{\pm}A$, в которых образующиеся ρ -мезоны практически полностью поперечно-поляризованы. Сечение $\sigma(\rho^{\pm}N)$ по данным о некогерентных пион-ядерных взаимодействиях, в которых значительная доля ρ^{\pm} -мезонов образуется в состоянии с продольной поляризацией, измерено только в трех экспериментах при энергиях 2,9^{/12/}, 3,5^{/9/} и 3,7 ГэВ^{/11/}. При этом сечение $\sigma_L(\rho^{\pm}N)$ оценено в единственной работе^{/11/} и оказалось приблизительно равным сечению взаимодействия неполяризованных ρ^{\pm} -мезонов.

В настоящей работе сообщаются результаты измерения сечений $\sigma(\rho^{\pm}N)$ и $\sigma_L(\rho^{\pm}N)$ для ρ^{\pm} -мезонов, образующихся в некогерентных $\pi^{\pm}C$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Экспериментальные данные основаны на 15000 пион-углеродных взаимодействиях, зарегистрированных в метровой пропановой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ. Процедура отбора, идентификации и обработки событий изложена в^{/14/}.

Метод определения сечения $\sigma(\text{RN})$ базируется на теории некогерентного рождения частиц на ядрах^{/15,16/}, в основе которой лежат представления глауберовской теории многократного рассеяния. Согласно работе^{/15/}, дифференциальное сечение рождения частиц типа 2 во взаимодействиях частиц типа 1 с ядром можно представить в виде

$$\frac{d\sigma^A}{dt} = \frac{d\sigma^N}{dt} [N_e(A, \sigma_1, \sigma_2) + \delta], \quad /1/$$

где $d\sigma^N/dt$ - дифференциальное сечение реакции $1 + N \rightarrow 2 + N$ на свободном нуклоне N , $N_e(A, \sigma_1, \sigma_2)$ - эффективное число нук-



лонов в ядре с атомным номером A , σ_1 и σ_2 - полные сечения взаимодействия с нуклоном частиц типа 1 и 2 соответственно, δ - поправка, описывающая суммарный вклад перерасеяний различной кратности частиц 1 и 2 на нуклонах ядра. Как показано в [9], значение поправки δ не превышает 20% от значения N_3 . причем с уменьшением передаваемых импульсов t роль перерасеяний и вместе с ними величина поправки δ уменьшаются. Чтобы в дальнейшем анализе поправку δ не учитывать, ниже мы использовали события из области малых значений передаваемых импульсов.

Связь между эффективным числом нуклонов N_3 и сечением $\sigma(RN) \equiv \sigma_2$ определяется выражением

$$N_3(A, \sigma_1, \sigma_2) = \frac{1}{\sigma_2 - \sigma_1} \int d^2b [e^{-\sigma_1 T(b)} - e^{-\sigma_2 T(b)}], \quad /2/$$

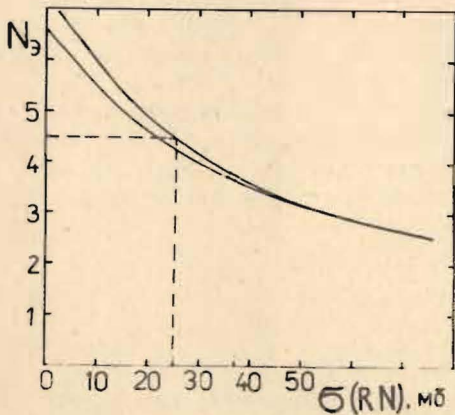
$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{b}, z) dz, \quad \rho(\vec{b}, z) = \rho(\vec{r}), \quad r^2 = \vec{b}^2 + z^2,$$

где \vec{b} - прицельный параметр, $\rho(\vec{r})$ - плотность распределения ядерной материи. График зависимости N_3 от $\sigma(RN)$, который нам понадобится ниже, приведен на рис.1 /верхняя кривая/. Вычисления проводились по формуле /2/ с функцией $\rho(\vec{r})$, выбранной в виде, предсказываемой моделью гармонического осциллятора [17]

$$\rho(\vec{r}) = \frac{4}{A(R\sqrt{\pi})^3} \left[1 + \frac{A-4}{6} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-(r/R)^2},$$

при значениях параметров $R = 1,6$ Фм и $\sigma_1 \equiv \sigma(\pi^- N) = 27$ мб.

В рамках приведенных выше соотношений сечение $\sigma(RN)$ находится путем сравнения экспериментального значения N_3 с теоретической зависимостью N_3 от $\sigma(RN)$. Согласно формуле /1/, экспериментальное значение N_3 можно определить как отношение σ^A / σ^N ,

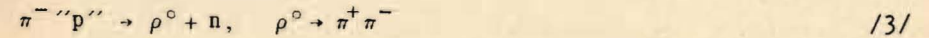


где $\sigma^A(N) \equiv \int (d\sigma^A(N) / dt) dt$ - сечение выхода резонансов в ограниченной области передаваемых импульсов.

Рис.1. Зависимость эффективного числа нуклонов N_3 в ядре углерода от полного сечения взаимодействия резонанса с внутриядерным нуклоном $\sigma(RN)$.

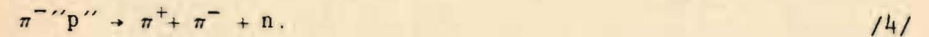
Исходным материалом для определения сечения σ^A процесса некогерентного образования ρ^0 -мезонов в π^-C -взаимодействиях при 5 ГэВ/с служила выборка событий, у которых зарегистрированное в камере конечное состояние содержало одну $\pi^+\pi^-$ -пару, произвольное число идентифицированных протонов, а также, если они наблюдались, осколки остаточного ядра. Источником вторичных протонов могут являться перерасеяния пучковой и родившихся частиц, развал возбужденного ядра. В настоящем эксперименте надежная идентификация протонов осуществляется при импульсах ≤ 800 МэВ/с.

События, по числу которых рассчитывалось искомое сечение σ^A , принадлежат реакции



и обусловлены взаимодействиями с квазисвободным протоном "p" ядра углерода. Выделение этих событий из исходной выборки производилось в два этапа.

На первом этапе с помощью критерия по квадрату недостающей массы M_x^2 к $\pi^+\pi^-$ -паре отбирались события с нейтроном в конечном состоянии, т.е. события реакции



Распределение по M_x^2 для событий из исходной выборки приведено на рис.2. Пионные пары, вошедшие в это распределение, подчиняются условию $t' = |t - t_{\min}| \leq 0,5$ (ГэВ/с)². Здесь t - квадрат переданного 4-импульса от первичного π^- -мезона $\pi^+\pi^-$ -паре, t_{\min} - минимальное, кинематически допустимое значение t . Для рассматриваемой реакции /3/ $t_{\min} \approx 0,003$ (ГэВ/с)². При вычислении M_x^2 , t и t_{\min} в качестве мишени принимался покоящийся протон. В распределении наблюдается четкий максимум в области квадрата массы

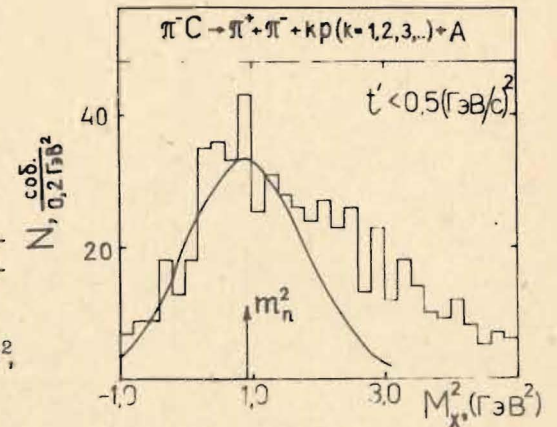
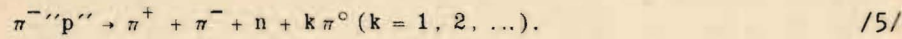


Рис.2. Распределение по квадрату недостающей массы M_x^2 к $\pi^+\pi^-$ -парам, образующимся в реакции $\pi^-C \rightarrow \pi^+\pi^- + kp$ ($k=1, 2, \dots$) + A при условии $t' \leq 0,5$ (ГэВ/с)², где k - число идентифицированных протонов p .

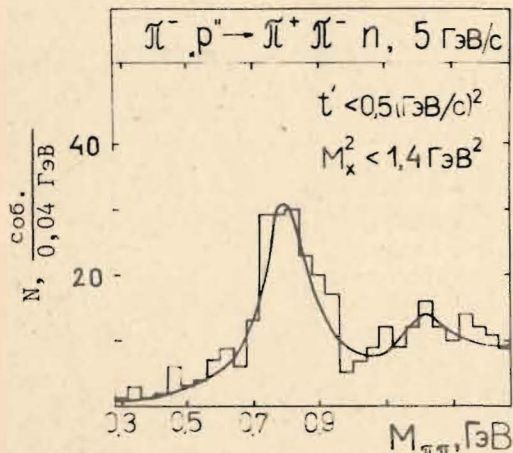
нейтрона m_n^2 и правее - его широкое плечо, обусловленное, главным образом, вкладом реакций типа



Естественно допустить, что в области $M_X^2 \leq m_n^2$ доминирует вклад событий из реакции /4/, и использовать эту и прилегающие части распределения для уточнения параметров нейтронного максимума. Мы провели аппроксимацию распределения в области $M_X^2 \leq 1,4 \text{ ГэВ}^2$ распределением Гаусса. Результирующая кривая, продолженная по соображениям симметрии до $M_X^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$, изображена на рис.2 сплошной линией и имеет параметры $M_0^2 = 1,0,88 \pm 0,17 \text{ ГэВ}^2$ и $\sigma = 1,0,90 \pm 0,13 \text{ ГэВ}^2$. Как видно из рисунка, положение максимума совпадает со значением m_n^2 , а его ширина хорошо согласуется с величиной экспериментального разрешения по M_X^2 , рассчитанной из погрешностей измерения углов и импульсов.

Итак, из результатов аппроксимации можно заключить, что события реакции /4/ располагаются по области $-1,0 \leq M_X^2 \leq 3,0 \text{ ГэВ}^2$ и их число определяется площадью под гауссовой кривой, изображенной на рис.2. Поскольку правее $M_X^2 = 1,4 \text{ ГэВ}^2$ наблюдается значительный вклад от фоновых реакций /5/, мы отнесли к реакции /4/ только события с $M_X^2 \leq 1,4 \text{ ГэВ}^2$. Чтобы их число соответствовало площади S под указанной кривой, в дальнейшем анализе каждое такое событие использовалось с весом $p = S/S_n$, где S_n - площадь под кривой левее $M_X^2 = 1,4 \text{ ГэВ}^2$.

На втором этапе из группы событий, отнесенных к реакции /4/, отбирались события, обусловленные реакцией /3/. С этой целью было использовано распределение по эффективной массе $M_{\pi\pi} \pi^+ \pi^-$ пар, образующихся в реакции /4/ и удовлетворяющих условиям $M_X^2 \leq 1,4 \text{ ГэВ}^2$ и $t' \leq 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$.



Распределение по $M_{\pi\pi}$ приведено на рис.3. В области массы ρ^0 -мезона наблюдается четкий пик. Просматривается также небольшая особенность при массе $f/1270$ -мезона.

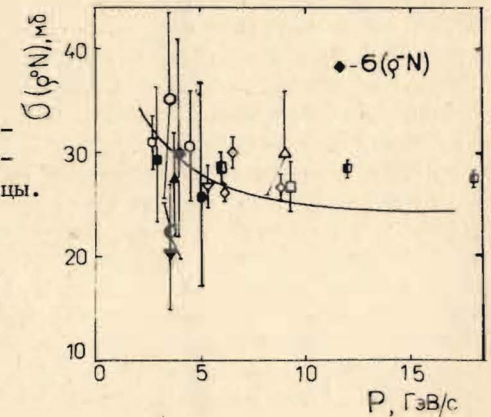
Рис.3. Распределение по эффективной массе $M_{\pi\pi} \pi^+ \pi^-$ пар, образующихся в реакции $\pi^- \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ на квазисвободном протоне ρ^0 ядра углерода при условиях $t' \leq 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и $M_X^2 \leq 1,4 \text{ ГэВ}^2$.

Для выделения величины вклада ρ^0 и $f/1270$ -мезонов рассматриваемое распределение аппроксимировалось комбинацией полиномиального фона и двух брейт-вигнеровских функций, преобразованных с учетом имеющихся погрешностей измерения $M_{\pi\pi}$. Более подробно эта процедура описана в работах /18,19/. Результаты аппроксимации изображены на рис.3 сплошной линией, а подбираемые сечение реакции /3/ и сечение рождения $f/1270$ -мезона оказались равными $\sigma^A = 2,35 \pm 0,31 \text{ мб}$ и $0,35 \pm 0,21 \text{ мб}$ соответственно. В эти величины внесена поправка на не регистрируемые нами в данном случае квазинуклонные взаимодействия. Сечение неупругого взаимодействия пионов с ядром углерода при 5 ГэВ/с взято равным $204 \pm 2 \text{ мб}$ /24/. Сечение σ^P реакции



на свободном протоне в области переданных импульсов $t' \leq 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ при энергии 5 ГэВ было вычислено путем интерполяции из литературных данных /20,21/ дифференциальных сечениях $d\sigma/dt'$ при близких к 5 ГэВ энергиях и оказалось равным $\sigma^P = 0,53 \pm 0,02 \text{ мб}$.

Рис.4. Экспериментальные значения сечения $\sigma(\rho^0 N)$ в зависимости от импульса пучковой частицы. $\circ, \Delta, \square, \nabla, \diamond, \square, \circ$ - работы /3-9/; $\nabla, \Delta, \square, \diamond$ - работы /10-13/; \bullet - настоящая работа. Символом \blacklozenge обозначено сечение $\sigma(\rho^- N)$. Кривая - предсказание аддитивной кварковой модели $\sigma(\rho^0 N) = [\sigma(\pi^- N) + \sigma(\pi^+ N)]/2$.



Эффективное число нуклонов N_3 , вычисленное на основе сечений σ^A и σ^P , составляет $4,43 \pm 0,60$. Согласно графику зависимости N_3 от $\sigma(RN)$, приведенному на рис.1 /верхняя кривая/, полученному значению N_3 соответствует $\sigma(\rho^0 N) = 25_{-9}^{+11} \text{ мб}$. Это сечение приведено на рис.4 в сравнении с данными других экспериментов. Видно, что измеренное нами сечение $\sigma(\rho^0 N)$ в пределах погрешностей хорошо согласуется с результатами работ /3-12/ и с предсказанием аддитивной кварковой модели $\sigma(\rho^0 N) = [\sigma(\pi^- N) + \sigma(\pi^+ N)]/2$, изображенным на рис.4 сплошной кривой.

В процессе нахождения $\sigma(\rho^0 N)$ эффекты, связанные с нестабильностью ρ^0 -мезона, никак не учитывались. Однако, как показано

в работах ^{1,22/}, распад резонансов внутри ядра имитирует увеличение поглощения резонансов ядром и тем самым увеличение сечения $\sigma(\rho^0 N)$. При этом пренебрежение нестабильностью резонансов допустимо только при очень высоких энергиях. На рис.1 /нижняя кривая/ приведена зависимость N_3 от $\sigma(RN)$, рассчитанная с учетом предсказаний работ ^{1,22/} о влиянии нестабильности резонансов на механизм образования резонансов на ядрах. Как видно из рисунка, при энергии 5 ГэВ нестабильностью резонансов пренебрегать нельзя, ибо в противном случае искомое сечение $\sigma(\rho^0 N)$ оказывается завышенным примерно на 10%.

Ниже для определения сечения $\sigma_L(\rho^0 N)$ мы использовали выражение для дифференциального сечения процесса некогерентного образования векторных частиц с заданной поляризацией на ядрах, полученное в работах ^{1,2/}. В случае продольной поляризации оно имеет вид

$$\frac{d\sigma_L^A}{dt'} = \frac{d\sigma_L^N}{dt'} N_3 [\sigma_1, \sigma_L(\rho^0 N)], \quad \frac{d\sigma_L^{A(N)}}{dt'} = \frac{d\sigma^{A(N)}}{dt'} \rho_{00}^{A(N)}(t'), \quad /7/$$

где $\rho_{00}^{A(N)}(t')$ - элемент спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона, образовавшегося на ядре /на нуклоне/ и, по определению, равный вероятности нахождения ρ^0 -мезона в состоянии со спиральностью 0. Остальные величины в /7/ имеют тот же смысл, что и в формуле /1/. Сечение $\sigma_L(\rho^0 N)$ находится из /7/ тем же путем, который был использован при нахождении $\sigma(\rho^0 N)$ из соотношения /1/.

Обычно в экспериментах спиновая матрица плотности измеряется в системах отсчета, связанных с системой покоя резонанса. Одной из таких широко используемых систем является система координат Готтфрида-Джексона ^{23/}, в которой ось квантования спина z направлена вдоль импульса налетающей первичной частицы. В этой системе ось z', относительно которой отсчитывается спиральность резонанса, совпадает с направлением, обратным импульсу частицы мишени. Обозначим через Θ угол между осями z и z' и через $\rho_{pp}^{\Gamma D}$ - элементы спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона в системе Готтфрида-Джексона. Тогда элемент $\rho_{00}^A(t')$ с помощью матриц, осуществляющих преобразования собственных волновых функций оператора момента при поворотах системы координат, может быть выражен следующим образом:

$$\rho_{00}^A(t') = \rho_{00}^{\Gamma D}(t') \cos^2 \Theta + \frac{1 - \rho_{00}^{\Gamma D}(t')}{2} \sin^2 \Theta - \rho_{1-1}^{\Gamma D}(t') \sin^2 \Theta - 2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}^{\Gamma D}(t') \sin \Theta \cos \Theta.$$

Аналогичное выражение справедливо и для $\rho_{00}^N(t')$. В случае реакций /3/ и /6/ для $\cos \Theta$ нетрудно получить выражение через инва-

риантные переменные s, t и массы частиц

$$\cos \Theta = \frac{2m_\rho^2(s - m_p^2 - m_\pi^2) - (m_\pi^2 + m_\rho^2 - t)(s + t - m_n^2 - m_\pi^2)}{\sqrt{(m_\pi^2 + m_\rho^2 - t)^2 - 4m_\pi^2 m_\rho^2} \sqrt{(s + t - m_n^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_p^2 m_\rho^2}}.$$

При вычислении $\rho_{00}^A(t')$ использовались значения элементов $\rho_{pp}^{\Gamma D}$, усредненные по t' в интервале /0,0-0,5/ (ГэВ/с)², полученные в нашей предыдущей работе ^{19/}:

$$\rho_{00}^{\Gamma D} = 0,58 \pm 0,09, \quad \rho_{1-1}^{\Gamma D} = 0,03 \pm 0,05, \quad \operatorname{Re} \rho_{10}^{\Gamma D} = -0,08 \pm 0,05.$$

Сечение выхода продольно-поляризованных ρ^0 -мезонов в области $t' \leq 0,5$ (ГэВ/с)² на ядре $\sigma_L^A = \int (d\sigma_L^A/dt') dt'$, рассчитанное на основе приведенных выше соотношений и данных, оказалось равным $1,14 \pm 0,27$ мб.

Дифференциальное сечение рождения продольно-поляризованных ρ^0 -мезонов на протоне $d\sigma_L^P/dt'$ при энергии 5 ГэВ было получено путем интерполяции из таких же сечений, рассчитанных нами по данным о дифференциальных сечениях и элементах спиновой матрицы плотности для реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ при энергиях 3,9 ГэВ ^{20/} и 6,0 ГэВ ^{21/}. Значения $\rho_{00}^P(t')$ как и в случае с $\rho_{00}^A(t')$, вычислялись со значениями $\rho_{pp}^{\Gamma D}$, усредненными по указанному выше интервалу t'. Сечение выхода продольно-поляризованных ρ^0 -мезонов в области $t' \leq 0,5$ (ГэВ/с)² на протоне $\sigma_L^P = \int (d\sigma_L^P/dt') dt'$ получилось равным $0,25 \pm 0,01$ мб. Теперь из /7/ находим

$$N_3 [\sigma_1, \sigma_L(\rho^0 N)] = \sigma_L^A / \sigma_L^P = 4,6 \pm 1,2$$

и, согласно приведенной на рис.1 зависимости /верхняя кривая/, этому N_3 соответствует $\sigma_L(\rho^0 N) = 23_{-11}^{+14}$ мб.

Сравнение $\sigma_L(\rho^0 N)$ с найденным выше значением $\sigma(\rho^0 N)$ показывает, что в нашем эксперименте $\sigma_L(\rho^0 N) \approx \sigma(\rho^0 N)$. Такой же вывод был сделан авторами ^{11/} при исследовании некогерентных пион-ядерных взаимодействий при 3,7 ГэВ.

Рассмотрим теперь вопрос о согласованности этого вывода с данными о сечениях $\rho^0 N$ -взаимодействий из области энергий /2,6-6,8/ ГэВ, приведенными на рис.4. Примерное равенство $\sigma_L(\rho^0 N) \approx \sigma(\rho^0 N)$ может означать, что либо σ_T очень мало, порядка /3-5/ мб, либо в некогерентных пион-ядерных взаимодействиях ρ^0 -мезоны образуются в основном в состоянии с продольной поляризацией. Первое предположение отвергается данными о сечениях из процессов когерентного фоторождения, в которых по существу измеряется $\sigma_T(\rho^0 N)$. Так, средневзвешенное значение $\sigma_T(\rho^0 N)$ по восьми измерениям из интервала энергий /2,6-6,8/ ГэВ составляет $27,0 \pm 0,55$ мб. Согласно второму предположению, сечения, измеряемые в некогерентных пион-ядерных взаимодействиях, представляют собой сечения $\sigma_L(\rho^0 N)$. Средневзвешенное $\sigma_L(\rho^0 N)$ по четырем измерениям

в интервале /2,9-5,0/ ГэВ составляет /25,9±2,8/ мб. Таким образом, мы получаем $\sigma_T(\rho^0 N) \approx \sigma_L(\rho^0 N)$, что означает независимость полного сечения $\rho^0 N$ -взаимодействий от ориентации спина ρ^0 -мезонов.

В заключение сформулируем основные результаты работы:

1. На основе данных о процессах некогерентных $\pi^- C$ -взаимодействий при 5 ГэВ измерены полные сечения взаимодействия с нуклонами неполяризованных $\sigma(\rho^0 N) = 25_{-9}^{+11}$ мб и продольно-поляризованных $\sigma_L(\rho^0 N) = 23_{-11}^{+14}$ мб ρ^0 -мезонов.

2. Совместный анализ данных о полном сечении $\rho^0 N$ -взаимодействий в интервале энергий /2,6-6,8/ ГэВ свидетельствует о независимости этого сечения от значения спиральности ρ^0 -мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов А.В. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.771.
2. Геворкян С.Р., Тарасов А.В. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, с.684.
3. Asbury J.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.865.
4. Bulos F. et al. Phys.Rev.Lett., 1969, 22, p.490.
5. Beherend H.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.336.
6. Alvensleben H. et al. Nucl.Phys., 1970, B18, p.333.
7. McClellan G. et al. Phys.Rev., 1971, D4, p.2683.
8. Anderson R.L. et al. Phys.Rev., 1971, D4, p.3245.
9. Coddington P. et al. Nucl.Phys., 1975, B95, p.249.
10. Chaudhary B.S. et al. Nucl.Phys., 1973, B67, p.333.
11. Арефьев А.В. и др. ЯФ, 1978, 27, с.161.
12. Воробьев И.И. и др. ЯФ, 1981, 34, с.80.
13. Василькова А.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с.676.
14. Абдинов О.Б. и др. ОИЯИ, P1-11820, Дубна, 1978.
15. Kolbig K.S., Margolis B. Nucl.Phys., 1968, B6, p.85.
16. Геворкян С.Р., Займидорога О.А., Тарасов А.В. ОИЯИ, P2-6581, Дубна, 1972.
17. Hofstadter R. Rev.Mod.Phys., 1956, 28, p.214.
18. Байрамов А.А. и др. ЯФ, 1984, 39, с.38.
19. Богуш А.А. и др. Препринт Ин-та физики АН БССР, W341, Минск, 1984.
20. Haber V. et al. Phys.Rev., 1974, 10D, p.1387.
21. Gordon H.A. et al. Phys.Rev., 1973, 8D, p.779.
22. Пак А.С., Тарасов А.В. ЯФ, 1975, 22, с.91.
23. Gottfried K., Jackson I.D. Nuovo Cim., 1964, 33, p.309.
24. Бобченко Б.М. и др. ЯФ, 1979, 30, с.1553.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1985 года.

Абдинов О.Б. и др.

P1-85-184

Измерение полного сечения взаимодействия ρ^0 -мезонов с внутриядерными нуклонами в $\pi^- C$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с

Представлены результаты исследования процессов некогерентного образования ρ^0 -мезонов в $\pi^- C$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Измерены полные сечения взаимодействия с внутриядерными нуклонами неполяризованных $\sigma(\rho^0 N) = 25_{-9}^{+11}$ мб и продольно-поляризованных $\sigma_L(\rho^0 N) = 23_{-11}^{+14}$ мб ρ^0 -мезонов. Анализ данных о полном сечении $\rho^0 N$ -взаимодействий в интервале /2,6-6,8/ ГэВ свидетельствует о независимости этого сечения от значения спиральности ρ^0 -мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод М.И.Потапова

Abdinov O.B. et al.

P1-85-184

Measurement of the Total Cross Section for the Interaction of ρ^0 -Mesons with Intranuclear Nucleons in $\pi^- C$ Interactions at 5 GeV/c

Processes of incoherent production of ρ^0 -mesons in $\pi^- C$ interactions have been investigated at 5 GeV/c, and the results are presented. Total cross sections for interactions between intranuclear nucleons and non-polarized $\sigma(\rho^0 N) = 25_{-9}^{+11}$ mb and laterally polarised $\sigma_L(\rho^0 N) = 23_{-11}^{+14}$ mb ρ^0 -mesons have been measured. The analysis of the data on the total cross section for $\rho^0 N$ -interactions in the (2.6-6.8) GeV interval shows that this cross section is independent of the helicity value of ρ^0 -mesons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985