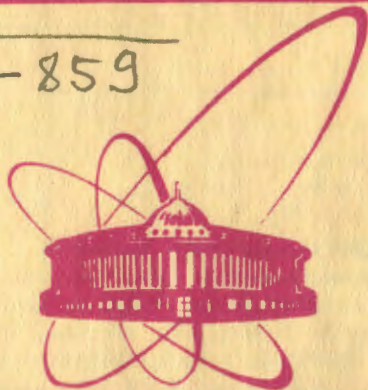


Г-859



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2421/4-81

P1-81-59

В.Г.Гришин, Р.А.Кватадзе, Л.Симич

ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ
МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В МНОГОНУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
 π^- -МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА
ПРИ $P = 40$ ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1981

§1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействий частиц с ядрами позволяет исследовать динамику сильных взаимодействий /1-3/. Особый интерес представляют такие события, когда во взаимодействиях принимают участие не один, а несколько нуклонов ядра /многонуклонные взаимодействия/. Характеристики этих событий дают важную информацию о пространственно-временной картине сильных взаимодействий. В данной работе исследуется образование ρ^{\pm} , ω - и f -резонансов в многонуклонных взаимодействиях π^{-} -мезонов с ядрами углерода при $P = 40$ ГэВ/с. Интерес к этим исследованиям обусловлен тем, что резонансы, являясь "родительскими" частицами, лучше отражают динамику процесса, чем частицы, на которые они распадаются.

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. Основные методические вопросы эксперимента изложены в работах /4-6/. Неупругие взаимодействия π^{-} -мезонов с несколькими нуклонами ядра углерода выделялись по величине электрического заряда Q , переносимого от нуклонов ядра в систему вторичных частиц /7/:

$$Q = n_+ - n_- ,$$

/1/

где n_+ - число вторичных положительных частиц, без учета идентифицированных протонов с $P < 0,7$ ГэВ/с; n_- - число отрицательных частиц. Из этого определения видно, что однонуклонные взаимодействия π^{-} -мезонов с протоном или нейтроном могут иметь $Q = 0; -1; -2$. Все остальные значения Q связаны с неупругими многонуклонными взаимодействиями, в которых нуклону передается относительно большой импульс $|t| \geq 0,5$ /ГэВ/с/². Для анализа были отобраны те события, в которых произошло взаимодействие первичного π^{-} -мезона с несколькими протонами ядра углерода ($\pi^{-} \nu_p$), то есть $Q > 1$. Вклад таких событий относительно всех $\pi^{-}^{12}C$ -соударений составляет /18,4±0,4%/, что соответствует сечению $\sigma_{in} = 32,9 \pm 0,8$ мб. Для определения сечений рождения резонансов учитывался тот факт, что среди вторичных положительных частиц имеется примесь протонов с $P > 0,7$ ГэВ/с, которые не идентифицируются в камере. Количество

таких протонов можно оценить при каждом Q , используя значения коэффициента перезарядки, среднюю множественность медленных протонов $\langle p \rangle \leq 0,7$ ГэВ/с для π^-p -взаимодействия при той же энергии* и числа провзаимодействовавших протонов ν_p .

В $\pi^- \nu_p$ -соударениях можно считать, что $\nu_p \approx Q + 1$. Далее предполагалось, что быстрые протоны в основном распределены в интервале импульсов $/0,7-5/$ ГэВ/с и для каждого π^+ -мезона из этого интервала вводился "вес", учитывающий "примесь" протонов при построении фоновой кривой.

Оказалось, что учет протонов с $P > 0,7$ ГэВ/с меняет инклюзивные и дифференциальные сечения образования резонансов меньше чем на 15%, при ошибке в определении сечения $\approx 20\%$.

§2. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ρ^0 , ω -И f -МЕЗОНОВ

Как было показано в работах $/11-13/$, для определения сечений рождения ρ^0 -мезона при анализе спектров эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ следует учитывать "отражение" распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ -мезона.

На рис.1 представлено распределение эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -пар, образованных в многоуклонных взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами углерода при $P = 40$ ГэВ/с. Анализ этого распределения проводился с помощью формулы

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

где $\Phi(M)$ - фоновое распределение; $BW(M)$ - релятивистские функции Брейта-Вигнера $/14-15/$; $F_{\omega}(M)$ - функция, описывающая распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ от распадов ω -мезона $/11/$, а α , β и γ - относительные вклады резонансов ρ^0 , ω , f соответственно. Массы и ширины резонансов были зафиксированы при средних значениях $/16/$ с учетом экспериментального разрешения $/$ более подробно см. работу $/13/$. В качестве фоновой кривой использовалось распределение эффективных масс одноименно заряженных пионов.

Распределение по эффективной массе $M(\pi^+\pi^-)$ аппроксимировалось функцией $/2/$ с помощью метода наименьших квадратов в интервале $0,3-2,3$ ГэВ. Полученные инклюзивные сечения и средние множественности резонансов (ρ^0 , ω , f) приведены в табл.1, там же представлены сечение и средняя множественность π^- -мезонов,

* Коэффициент перезарядки $\alpha(p \rightarrow \pi)$ оказался равным $\alpha(p \rightarrow \pi) = 0,34 \pm 0,03$ $/8-9/$, а средняя множественность протонов с $P \leq 0,7$ ГэВ/с составляет $0,18 \pm 0,01$ $/10/$.

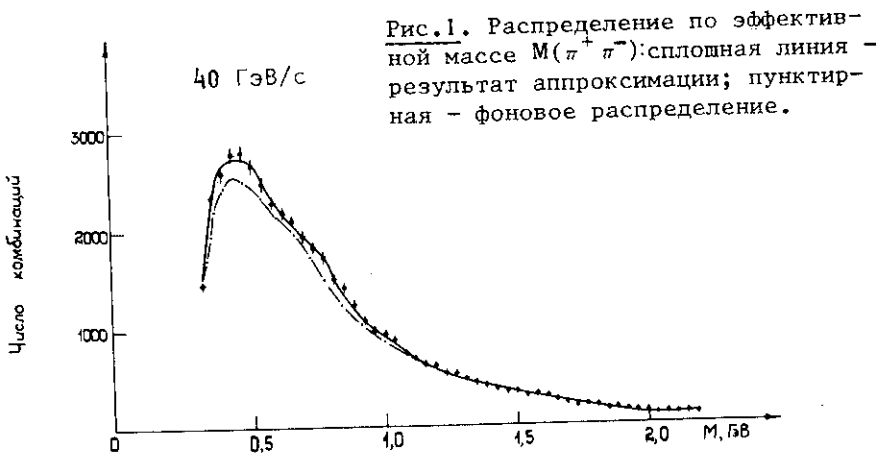


Таблица 1

Сечения и средние множественности π^- , ρ^0 , ω -и f -мезонов в $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях при $P=40$ ГэВ/с

Тип частицы	$\langle n \rangle$	σ , мб	$\frac{\langle n_R \rangle}{\langle n_{\pi^-} \rangle}$
π^-	$3,67 \pm 0,04$	$120,7 \pm 2,9$	-
ρ^0	$0,66 \pm 0,14$	$21,7 \pm 4,6$	$0,18 \pm 0,04$
ω	$0,60 \pm 0,18$	$19,7 \pm 5,6$	$0,15 \pm 0,04$
f	$0,22 \pm 0,09$	$7,2 \pm 3,0$	$0,04 \pm 0,02$

образованных в $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях. Данные для ω - и f -мезонов поправлены с учетом ненаблюдаемых мод распада. Как видно, сечения рождения ρ^0 - и ω -мезонов примерно одинаковы. В среднем на событие рождается больше одного резонанса / ρ^0 , ω или f /. Отношение числа π^- -мезонов, образованных от распадов этих резонансов, к их полному числу равно $0,37 \pm 0,06$ /см. табл.1/, что указывает на доминирующее образование резонансов в многонуклонных процессах.

§3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ρ^0 -МЕЗОНОВ

Исследовалась зависимость образования ρ^0 -мезонов в $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях от квадрата поперечного импульса (P_{\perp}^2) и про-

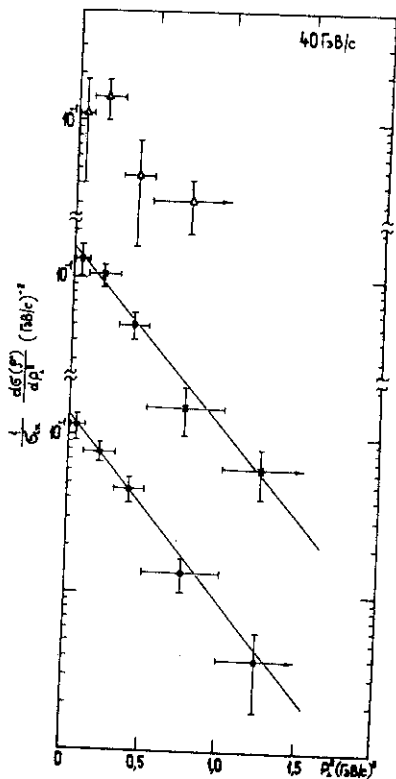


Рис. 2. Распределение ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 : \circ - $\pi^- p^-$; \square - $\pi^- {}^{12}\text{C}^-$ и \triangle - $\pi^- \nu_p^-$ взаимодействия.

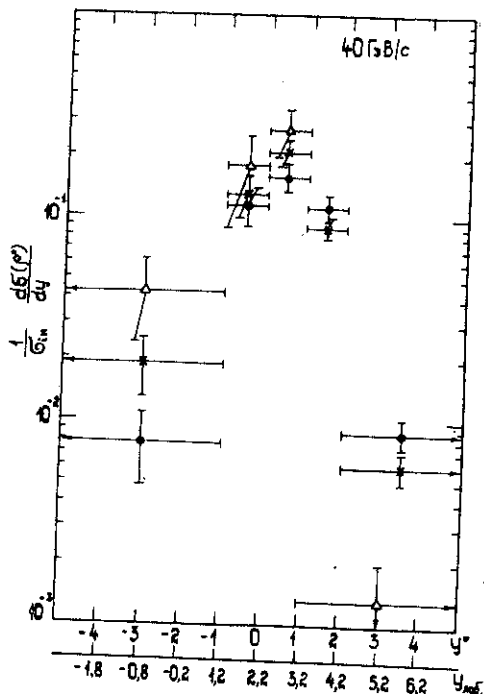


Рис. 3. Распределение ρ^0 -мезонов по продольной быстрой: \circ - $\pi^- p^-$; \square - $\pi^- {}^{12}\text{C}^-$ и \triangle - $\pi^- \nu_p^-$ -соударения.

дольной быстроты (Y). Для этого спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-)$ разделялся на несколько "наборов" по исследуемой переменной, и далее анализ проводился с помощью процедуры, описанной в §2. При этом учитывалось изменение функции, описывающей распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ от распадов ω -мезона в разных интервалах по P_{\perp}^2 и Y^* .

*Заметим, что сечение ρ^0 -мезона $21,7 \pm 4,6$ мб, определенное по инклюзивному спектру эффективных масс, хорошо согласуется с суммой сечений $21,9 \pm 4,6$ мб для интервалов P_{\perp}^2 и $22,1 \pm 4,7$ мб для интервалов Y .

Таблица 2

Средние множественности ρ^0 -мезонов в разных областях взаимодействия

Тип взаимодействия	Область фрагментаций мишени ($Y_{\text{лаб.}} \leq 1,2$)	Центральная область ($1,2 \leq Y_{\text{лаб.}} \leq 3,2$)	Область фрагментации π^- -мезона ($Y_{\text{лаб.}} \geq 3,2$)
$\pi^- p \rightarrow \rho^0 + X$	0,03 \pm 0,01	0,28 \pm 0,03	0,14 \pm 0,02
$\pi^- ^{12}\text{C} \rightarrow \rho^0 + X$	0,08 \pm 0,02	0,34 \pm 0,04	0,11 \pm 0,01
$\pi^- \nu_p \rightarrow \rho^0 + X$	0,17 \pm 0,08	0,44 \pm 0,11	0,05 \pm 0,03
R_1	2,7 \pm 1,1	1,21 \pm 0,19	0,79 \pm 0,13
R_2	5,7 \pm 3,3	1,57 \pm 0,43	0,36 \pm 0,22

Полученные распределения ρ^0 -мезонов, образованных в многонуклонных взаимодействиях, сравниваются с аналогичными данными для $\pi^- p$ - и $\pi^- ^{12}\text{C}$ -соударений.

На рис.2 показаны распределения ρ^0 -мезонов по P_{\perp}^2 в $\pi^- p$ -, $\pi^- ^{12}\text{C}$ - и $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях. Видно, что сечение образования ρ^0 -мезонов падает с увеличением P_{\perp}^2 для всех типов взаимодействий. Прямые линии - результаты аппроксимации данных формулой

$$\frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma(\rho^0)}{dP_{\perp}^2} = A \exp(-B P_{\perp}^2), \quad /3/$$

где A - нормировочный коэффициент, а B - параметр наклона. Значения этого параметра для $\pi^- p$ - и $\pi^- ^{12}\text{C}$ -соударений оказались равными: $B = 2,7 \pm 0,3$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ и $B = 2,7 \pm 0,4$ /ГэВ/с/ $^{-2}$ /13,17/.

Распределение ρ^0 -мезонов, образованных в $\pi^- p$ -, $\pi^- ^{12}\text{C}$ - и многонуклонных взаимодействиях по продольной быстрой, приведено на рис.3. В области фрагментации мишени ($Y_{\text{лаб.}} \leq 1,2$) сечения ρ^0 -мезонов в $\pi^- ^{12}\text{C}$ - и $\pi^- \nu_p$ -взаимодействиях больше, чем в $\pi^- p$ -соударениях, а в области фрагментации π^- -мезона ($Y_{\text{лаб.}} \geq 3,2$) сечение ρ^0 -мезона в многонуклонных соударениях существенно меньше.

В табл.2 представлены средние множественности ρ^0 -мезонов ($\langle n_{\rho^0} \rangle$), образованных в $\pi^- p$ -, $\pi^- ^{12}\text{C}$ - и $\pi^- \nu_p$ -соударениях

для разных областей взаимодействия *. Там же даны величины отношений: $R_1 = \frac{\langle n_{\rho^0}(\pi^{-12}\text{C}) \rangle}{\langle n_{\rho^0}(\pi^-p) \rangle}$ и $R_2 = \frac{\langle n_{\rho^0}(\pi^- \nu_p) \rangle}{\langle n_{\rho^0}(\pi^-p) \rangle}$. Эти резуль-

таты можно интерпретировать в рамках основных диаграмм аддитивной кварковой модели /АКМ/ /см. работы /1-3/ /. Если считать, что в π^-p -соударениях в основном взаимодействует один кварк налетающей частицы, как предполагается в АКМ /18/, то величины R_1 и R_2 в области фрагментаций π^- -мезона равны вероятности прохождения одного кварка через ядро без взаимодействия (V_1^π) для $\pi^{-12}\text{C}$ -и $\pi^- \nu_p$ -соударений соответственно. Они оказались равными $0,79 \pm 0,13$ и $0,36 \pm 0,22$. Отсюда получим, что вклад диаграмм, в которых оба кварка провзаимодействовали ($V_2^\pi = 1 - V_1^\pi$), составляет $0,21 \pm 0,13$ и $0,64 \pm 0,22$. Эти значения согласуются с предсказаниями аддитивной кварковой модели, но при этом следует отметить, что экспериментальные ошибки велики. Неопределенность границ областей взаимодействия ($\Delta Y \approx 0,2 - 0,3$) в пределах ошибок не меняет значения R_1 .

Для центральной области ($1,2 < Y_{\text{лаб.}} \leq 3,2$) значения R_1 и R_2 не противоречат вкладу диаграмм, в которых провзаимодействовали оба кварка (V_2^π), полученному из данных по области фрагментации π^- -мезона. В области фрагментации мишени значительное увеличение средней множественности ρ^0 -мезонов в $\pi^{-12}\text{C}$ -и $\pi^- \nu_p$ -соударениях по сравнению с π^-p -взаимодействиями можно объяснить перерассеянием кварков и каскадными процессами /2/.

Таким образом, анализ данных по средней множественности ρ^0 -мезонов в рамках основных диаграмм АКМ показывает, что в $\pi^{-12}\text{C}$ - и многонуклонных соударениях два кварка налетающего π^- -мезона взаимодействуют примерно в 20% и 60% случаев соответственно.

§4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании образования резонансов (ρ^0, ω, f) в многонуклонных взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами углерода при $P = 40$ ГэВ/с получены следующие результаты:

1. Сечения рождения ρ^0 - и ω -резонансов примерно одинаковы: $\sigma(\rho^0) = 21,7 \pm 4,6$ мб и $\sigma(\omega) = 19,7 \pm 5,6$ мб. В среднем на событие

* Значение $\langle n_{\rho^0} \rangle$ для каждой области определяется как $\langle n_{\rho^0} \rangle = \frac{N_1(\rho^0)}{N_{\text{зв.}}}$, где $N_1(\rho^0)$ - число ρ^0 -мезонов, образованных в этой области, а $N_{\text{зв.}}$ - количество звезд.

рождается больше одного резонанса (ρ^0, ω, f). Примерно 40% π^- -мезонов образуется от распадов этих резонансов.

2. Вероятность взаимодействия двух кварков налетающего π^- -мезона в $\pi^-^{12}\text{C}$ - и $\pi^- \nu_p$ -соударениях оказалась равной $0,21 \pm 0,13$ и $0,64 \pm 0,22$ соответственно, что согласуется с предсказаниями аддитивной кварковой модели ^{1,3/}.

Авторы выражают благодарность Ю.М.Шабельскому и В.М.Шехтеру за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисович В.В. и др. ЯФ, 1978, т.28, с.1063.
2. Золлер В.Р. и др. В кн.: Шестая школа физики ИТЭФ. Атомиздат, М., 1979, вып.3, с.3.
3. Шабельский Ю.М. В кн.: Шестая школа физики ИТЭФ. Атомиздат, М., 1979, вып.3, с.50.
4. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
5. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
6. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.1251.
7. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, т.26, с.811.
8. Бацкович С. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.1225.
9. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.1548.
10. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-12909, Дубна, 1979.
11. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.117.
12. Jancso G. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, p.426.
13. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-377, Дубна, 1980.
14. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1644.
15. Pisut J., Roor M. Nucl.Phys., 1968, B6, p.325.
16. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1980, 52, p.1.
17. Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, P1-80-537, Дубна, 1980.
18. Anisovich V.V., Shechter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p.455.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 января 1981 года.