

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-61

9/VI-75
P1 - 8703

2079/2-75

Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов,
А.Г.Володько, А.Ш.Гавашели, В.П.Джелепов,
В.С.Кладницкий, Ю.Ф.Ломакин, Р.Г.Салуквадзе,
В.Б.Флягин, Д.И.Хубуа, Л.Шандор

РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

В π^-n ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГЭВ

(Четырехчастичные конечные состояния)

1975

P1 - 8703

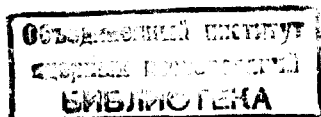
Н.С.Амаглобели,^{*} Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов,
А.Г.Володько, А.Ш.Гавашели,^{*} В.П.Джелепов,
В.С.Кладницкий, Ю.Ф.Ломакин, Р.Г.Салуквадзе,^{*}
В.Б.Флягин, Д.И.Хубуа,^{*} Л.Шандор

РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

В π - n ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГЭВ

(Четырехчастичные конечные состояния)

Направлено в ЯФ



^{*}Тбилисский государственный университет, Тбилиси.

В течение последних лет довольно подробно исследовались процессы образования резонансов при взаимодействиях пионов с протонами и, в частности, в четырехчастичных конечных состояниях $\pi^+ \pi^+ \pi^- p$ /1/. Однако до сих пор имеются лишь отдельные отрывочные сведения о подобных реакциях, происходящих на нейтроне, данные для которых получены на дейтериевых пузырьковых камерах /2/. За исключением информации, извлекаемой из экспериментов по фоторождению резонансов на ядрах и по исследованию когерентного рождения адронных систем на ядрах, в настоящее время отсутствуют данные по систематическому изучению свойств резонансов, рожденных на внутриядерных нуклонах. Поэтому представлялось важным получить экспериментальные сведения о четырехчастичных конечных состояниях, образующихся при взаимодействии π^- -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с с квазисвободными нейтронами ядра углерода, т.е. о реакции $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n$.

В работе представлены данные о следующих процессах:

$$\begin{aligned}
 \pi^- n &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n, \\
 &\rightarrow \rho^0 \pi^- n, \\
 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta_{33}^-, \\
 &\rightarrow \rho^c (f^c) \Delta_{33}^-.
 \end{aligned}$$

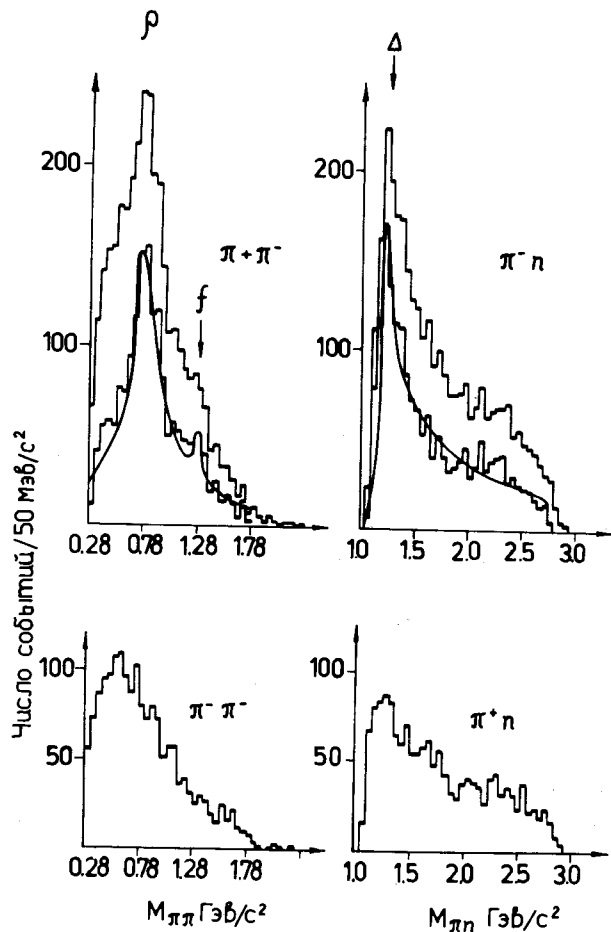


Рис. 1. Распределения эффективных масс: а/ $(\pi^+\pi^-)$ -комбинаций; сплошная кривая - /52,3±3,8/% ρ -мезона, /3,8±1,6/% f -мезона, взятых в форме Брейт-Вигнера /14/, и /43,9±5,0/% фона / $(\pi^-\pi^-)$ -распределение/; б/ (π^-n) -комбинаций; сплошная кривая - /41,7±2,4/% Δ_{33} в форме /14/ и /58,3±4,0/% фона / (π^+n) -распределение вне области Δ^+ -резонанса/.

полученные на основе анализа 5500 событий, удовлетворяющих критериям отбора реакции $\pi^-n \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+n^{3/}$.

Указанный статистический материал отобран в результате просмотра 124.000 фотоснимков экспозиции метровой пропановой камеры в пучке π^- -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с^{4/}.

На рис. 1 приведены распределения по эффективным массам $(\pi^+\pi^-)$ -и (π^-n) -комбинаций /две комбинации на 1 событие/. Там же показаны распределения эффективных масс тех же комбинаций после вычитания "фона". В качестве фоновых были взяты экспериментальные распределения эффективных масс $(\pi^-\pi^-)$ -и (π^+n) -комбинаций соответственно. При этом пренебрегалось незначительным /5%/ вкладом Δ_{33}^+ для (π^+n) распределения. На указанных рисунках отчетливо видно, что процессы с рождением ρ^0 -мезона и Δ_{33}^- -изобары дают весомый вклад в соответствующие распределения, хорошо виден также

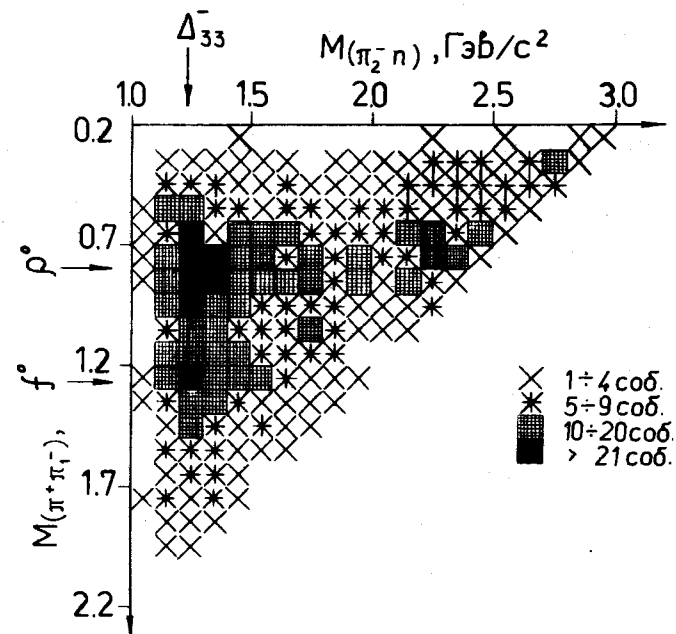


Рис. 2. Диаграмма Гольдгабера для реакции $\pi^-n \rightarrow (\pi^+\pi^-)(\pi_2^-n)$. По осям отложены эффективные массы комбинаций $(\pi^+\pi^-)$ и (π_2^-n) с наименьшими переданными им импульсами.

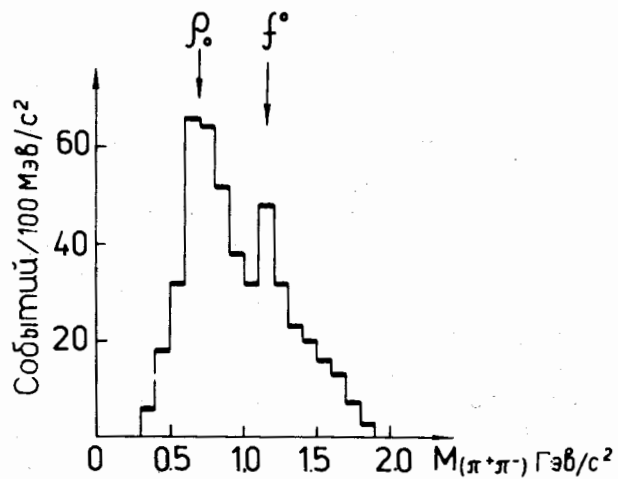


Рис. 3. Распределение эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -комбинаций, взятых из событий с $1,1 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi_2^-} \leq 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$.

пик, обязанный f° -мезону. На двумерной диаграмме /рис. 2/, где по осям отложены эффективные массы $(\pi^+\pi_1^-)$ -и (π_2^-n) -комбинаций с наименьшими переданными четырехимпульсами

$$t_{\pi^-, (\pi^+\pi_1^-)} = t_{n, (\pi_2^-n)} \min \{ t_{\pi^-, (\pi^+\pi_1^-)}; t_{\pi^-, (\pi^+\pi_2^-)} \}$$

от налетающего пиона /нуклона мишени/ системе $(\pi^+\pi^-)[(\pi^-n)]$, заметно скопление событий в полосах, соответствующих рождению ρ -мезона и Δ_{33} -изобары, и в области перекрытия этих полос, соответствующей совместному рождению ρ и Δ_{33} . На рис. 3 представлено распределение эффективных масс $(\pi^+\pi_1^-)$ -комбинаций для событий, взятых из области Δ_{33} -резонанса $1,1 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi_2^-} \leq 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$, иллюстрирующее парное рождение резонансов.

В табл. 1 приведены результаты обработки распределений эффективных масс, представленных на рис. 1. Значительное увеличение ширины резонансов в нашем эксперименте по сравнению с табличными данными обя-

Таблица 1

Резонанс	M, резонанса, МэВ/c ²		Ширина рез. Г, МэВ/c ²	
	наши данные	табличные данные	наши данные	табличные данные
ρ° -мезон	819 \pm 12	770 \pm 10	324 \pm 56	150 \pm 10
f° -мезон	1280 \pm 9	1270 \pm 10	55 \pm 43	170 \pm 30
Δ_{33} -изобара	1283 \pm 9	1230 \pm 1236	265 \pm 26	110 \pm 122

зано в основном эффектам взаимодействия продуктов распада резонансов с нуклонами родительского ядра ^{5/}.

В табл. 2 приведены данные по сечениям процессов ^{2/ ÷ 4/} с рождением резонансов ρ , f и Δ вместе с аналогичными данными для четырехчастичных π^+p -взаимодействий. Наши данные отнормированы на полное сечение процесса $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p$ при энергии 5 ГэВ ^{6/}:

$$\sigma_{\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p} = /2,76 \pm 0,04/ \text{ мбарн.}$$

Заметное уменьшение сечений образования Δ^- и совместного рождения $\rho(f)$ -мезона и Δ^- -изобары в нашем эксперименте по сравнению с данными работы ^{6/} может

Таблица 2

Реакция $\pi^-n \rightarrow$	сечение канала (мбарн)	реакция $\pi^+p \rightarrow$	сечение канала (мбарн)	энергия (ГэВ)
$\Delta_{33}^- \pi^+\pi^-$	0,80 \pm 0,09	$\Delta_{33}^{++} \pi^+\pi^-$	1,10 \pm 0,02	4,0 ^{7/}
			1,36 \pm 0,18	5,5 ^{8/}
			1,26 \pm 0,13	7,0 ^{9/}
$\rho^0 \pi^-n$	1,32 \pm 0,17	$\rho^0 \pi^+p$	0,65 \pm 0,13	4,0 ^{7/}
			1,25 \pm 0,17	5,5 ^{8/}
			0,69 \pm 0,13	7,0 ^{9/}
$f^0 \pi^-n$	0,11 \pm 0,05			
$\rho^0 \Delta_{33}^-$	0,23 \pm 0,05	$\rho^0 \Delta_{33}^{++}$	0,60 \pm 0,05	4,0 ^{10/}
			0,87 \pm 0,08	5,0 ^{6/}
			0,63 \pm 0,06	5,1 ^{11/}
			0,68 \pm 0,09	5,5 ^{8/}
$f^0 \Delta_{33}^-$	0,06 \pm 0,03	$f^0 \Delta_{33}^{++}$	0,112 \pm 0,030	5,0 ^{6/}

быть объяснено вторичными взаимодействиями с внутри-ядерными нуклонами как самих резонансов, так и продуктов их распада.

На рис. 4 приведены дифференциальные сечения $d\sigma/dt'$ рождения ρ^0 -мезона $/0,68 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 0,98 \text{ ГэВ}/c^2/$ и изобары $/1,14 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi^-n} \leq 1,34 \text{ ГэВ}/c^2/$. В рас-

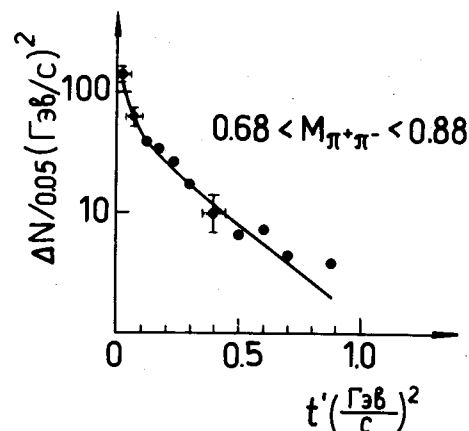
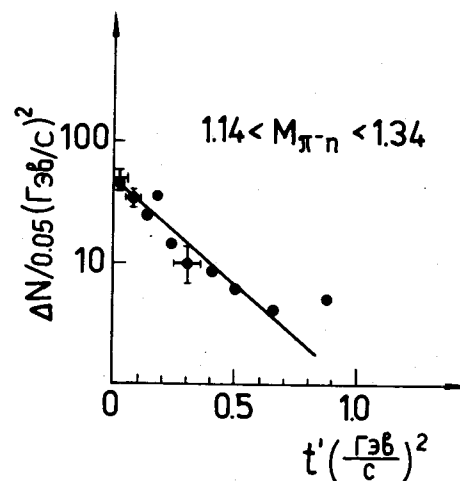


Рис. 4. Дифференциальные сечения $d\sigma/dt'$ рождения а/ ρ^0 -мезона $/0,68 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 0,98 \text{ ГэВ}/c^2/$ и б/ Δ_{33}^- -изобары $/1,14 \text{ ГэВ}/c^2 \leq M_{\pi^-n} \leq 1,34 \text{ ГэВ}/c^2/$.

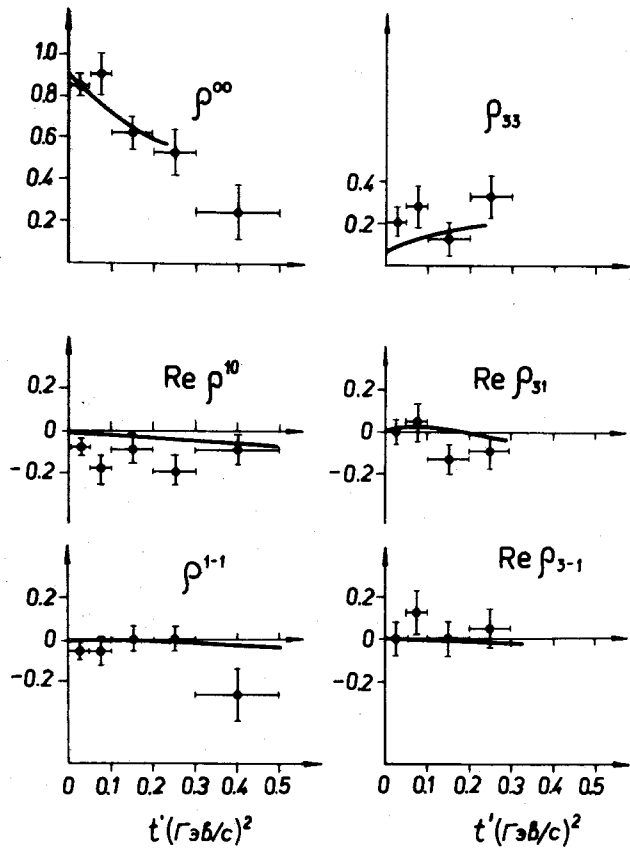


Рис. 5. Элементы спиновой матрицы плотности для ρ -мезона и Δ -изобары, рассчитанные методом моментов с учетом фона^{/12/} в зависимости от переданного резонансам четырехимпульса t' . Сплошные кривые - расчет по модели ОРЕА^{/7/}.

пределении для ρ -мезона хорошо виден пик при малых $t' \leq 0,2 / \text{ГэВ}/c^2$.

Аппроксимация дифференциального сечения суммой двух экспонент $d\sigma/dt' \sim a \exp(-bt') + \beta \exp(-ct')$ дает следующие значения для наклонов $b = /28 \pm 10/ / \text{ГэВ}/c^2$ и $c = /3,6 \pm 0,7/ / \text{ГэВ}/c^2$. Данные по дифференциальному сечению рождения изобары хорошо описываются одной экспонентой с наклоном $c = /4,2 \pm 0,5/ / \text{ГэВ}/c^2$.

Элементы спиновой матрицы плотности для ρ^0 -мезона и Δ^- -изобары, рассчитанные методом моментов с учетом фона^{/12/}, представлены на рис. 5 в зависимости от переданного резонансам четырехимпульса t' . В пределах ошибок эксперимента поведение и величина элементов спиновой матрицы плотности для резонансов в нашем случае не отличаются от аналогичных данных для пион-протонных взаимодействий^{/7/} и удовлетворительно описываются с помощью модели ОРЕА^{/7/}.

Таким образом, представленные данные показывают, что основные черты процессов образования резонансов с нуклонами ядра, совпадают с аналогичными процессами на свободных нуклонах. В то же время ряд характеристик этих процессов, таких как ширины резонансов, сечения их рождения на ядрах и др. дают уникальную возможность исследовать взаимодействие нестабильных частиц с внутриядерными нуклонами. Для этих целей, и в частности для изучения взаимодействия резонансов, имеющих разную спиральность^{/13/}, необходимо с большей, чем это известно в настоящее время, точностью знать элементы спиновой матрицы плотности состояний резонансов, рождающихся как на свободных нуклонах, так и на ядрах.

Литература

1. D.R.O.Morrison. Review of Quasi Twobody Reactions, XVth ICHEP, Kiev, 1970.
2. Abolins et al. Phys.Rev.Lett., 15, 125 (1965).
3. Н.С.Амаглобели и др. Письма в ЖЭТФ, 14, 448 /1971/.
4. А.В.Богомолов и др. ПТЭ, 1, 61 /1964/.
5. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-8133, Дубна, 1974.
6. Pols et al. Nucl. Phys., 25B, 109 (1971).
7. Aderholz et al. Phys.Rev., 138B, 897 (1965).
8. Prenfice et al. XVth ICHEP, Kiev, 1970.
9. Slattery et al. Nuovo Cim., 50A, 377 (1967).
10. ABBVHLM Collaboration. Nuovo Cim., 35, 659 (1965).
11. Armense et al. Nuovo Cim., 65A, 637 (1970).
12. D.R.Lynch et al. Phys.Lett., 9, 309 (1964).

13. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-5752, Дубна, 1971.
14. J.J.Jackson. *Nuovo Cim.*, 34, 1644, 1964.

*Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1975 года.*