

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 6211



А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова,
А.В.Никитин, Ю.А.Троян

РЕАКЦИЯ $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^0$
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 2 ÷ 10 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

1 - 6211

А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова,
А.В.Никитин, Ю.А.Троян

РЕАКЦИЯ $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 2 ÷ 10 ГЭВ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Гаспарян А.П., Копылова Д.К., Никитин А.В., Троян Ю.А. 1-6211

Реакция $pn \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ в диапазоне энергий 2 - 10 Гэв

Представлены экспериментальные результаты изучения реакции $pn \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ в диапазоне энергий 2 - 10 Гэв. Подчеркивается периферический характер процесса. Обсуждается возможный механизм образования нуклонных изобар.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1972

I. Работа представляет собою часть систематического исследования неупругих нейтрон-протонных взаимодействий в диапазоне энергий 2-10 Гэв, проводимых в нейтронной группе ЛВЭ ОИЯИ. Мы уже не раз отмечали, что в мировой литературе имеются чрезвычайно скудные данные по этому вопросу. В частности, по реакции $pn \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ имеется всего три работы /1,2,3/, в которых определены сечения этой реакции при импульсах 1,85; 2,11 и 3,7 Гэв/с и дан некоторый феноменологический анализ образования резонансов. Числа событий во всех этих работах малы (несколько десятков событий при 1,85 и 2,11 Гэв/с и несколько сотен при 3,7 Гэв/с). Кроме того указанные облучения используют pd взаимодействия, и, как всегда в этих случаях, встает вопрос о правильном учете дейтонных эффектов.

В наших ранних работах /4,5/ определены сечения реакции $pn \rightarrow pp \pi^- (\pi \pi^0)$ в диапазоне энергий 2 - 10 Гэв при использовании результатов облучения нейтронами 24-литровой пропановой пузырьковой камеры и подробно исследована как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения реакция $pn \rightarrow pp \pi^-$.

Анализ последней реакции показал, что нейтрон-протонные взаимодействия имеют ряд преимуществ по сравнению с pp - взаимодействиями при выяснении вопроса о механизме образования резонансов в NN - столкновениях. Например, обнаружено, что в реакции $pn \rightarrow pp \pi^-$ значительную роль играет механизм с обменом вакуумным полюсом, что

трудно заметить в соответствующей реакции $pp \rightarrow pp \pi^+$ из-за сильного образования в ней изобары 1236 (Δ^{++}). Такую же картину можно ожидать при сравнении реакций $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ и $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$ (реакция $pp \rightarrow pp \pi^0 \pi^0$ трудно выделяется на эксперименте). Теоретический анализ NN -взаимодействия мы проводим с точки зрения реджизованной $OPER$ -модели ($OPER$ - модель), которая оказалась вполне адекватной для реакции $pp \rightarrow pp \pi^+$ /6/ и - с добавлением обмена вакуумным полюсом - для реакции $np \rightarrow pp \pi^-$ в широком диапазоне энергий /5/. Нам представляется интересным провести сравнение найденного нами механизма ($OPER$ + дифракционное рождение) для np -взаимодействия с большей множественностью рождающихся π -мезонов.

Такое сравнение будет проведено в последующих наших работах. В данной работе представлены некоторые экспериментальные результаты для реакции $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ в диапазоне энергий 2-10 Гэв.

II. Методы выделения реакции и определение импульса нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие, изложены в наших ранних работах /7/. Мы представляем здесь результаты для 912 случаев реакции $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$, полученных из 10,5 тысяч 3-лучевых звезд. Примесь от других реакций составляет не более 25%.

На рис. 1 представлен импульсный спектр нейтронов, вызвавших события реакции $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ (т.е. спектр падающих на камеру нейтронов, умноженный на сечение данной реакции).

Рис. 2 показывает угловое распределение конечных протонов в с.п.м. реакции для всех событий. Видно, что протоны сильно сколлимированы вблизи направлений "вперед" - "назад", что говорит о периферичности процесса. Учитывая значительную периферичность процесса, можно применить процедуру связывания конечных протонов с одним из начальных нуклонов по минимальному значению четырехмерной передачи от начального нуклона к конечному. В каждом событии рассчитывается 4 передачи: от начального нейтрона к быстрому в лаб. системе протону, от начального нейтрона к медленному протону, от протона-мишени к медлен-

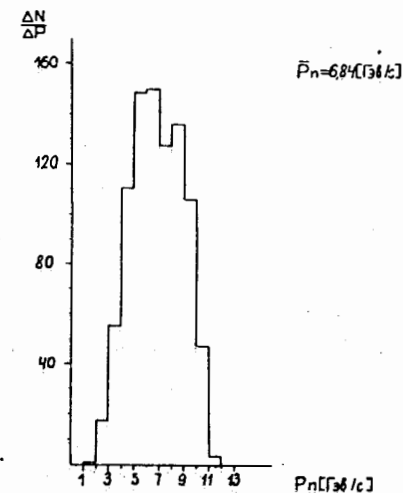


Рис. 1. Импульсный спектр нейтронов из реакции $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$.

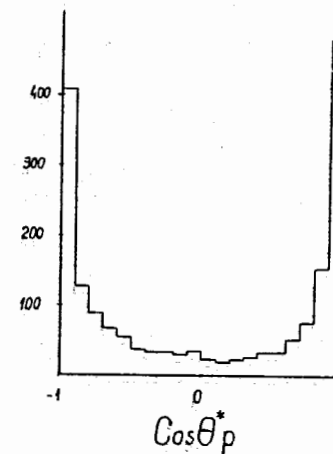


Рис. 2. Угловое распределение протонов в с.п.м. из реакции $np \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ во всем диапазоне импульсов падающих нейтронов.

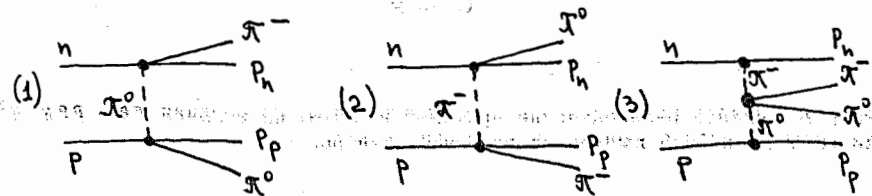
ному протону и от протона мишени к быстрому протону в конечном состоянии. Соответствующие распределения представлены на рис. 3. Конечный протон P_1 считается связанным с первичным нейтроном, если $\Delta_{np1} < \Delta_{np2}$, и конечный протон P_2 считается связанным с начальным протоном, если $\Delta_{pp2} < \Delta_{pp1}$. Как видно из рис. 3, "перепутывание" конечных протонов приводит к очень сильному увеличению Δ^2 . Таким образом, все конечные протоны связываются с одним из начальных нуклонов. Точность этой процедуры из-за ошибок измерений составляет 3-4% и слабо зависит от импульса первичного нейтрона. Введем обозначения: конечный протон, отнесенный этой процедурой к начальному нейтрону, обозначим P_n , а конечный протон, связанный, таким образом, с начальным протоном, обозначим P_p .

На рис. 4 представлены распределения эффективных масс комбинаций $P_n \pi^-$ (верхние рисунки) и $P_p \pi^-$ (нижние рисунки) для событий, разбитых на 3 группы по интервалам импульсов падающих нейтронов (0 ± 5 Гэв/с, 5 ± 8 Гэв/с, > 8 Гэв/с). Сплошные кривые - результат аппроксимации распределений комбинаций фазовой кривой, взвешенной по спектру нейтронов и брейт-вигнеровских кривых изобар (1236 ± 135), (1470 ± 210), (1688 ± 130) Мэв/с², для $M_{P_n \pi^-}$ и (1236 ± 135), (1520 ± 135), (1688 ± 130) Мэв/с² для $M_{P_p \pi^-}$.

Из рисунков видно, что в распределениях $M_{P_n \pi^-}$ доля изобар с массой, большей 1236, значительно превышает долю тех же изобар в распределениях $M_{P_p \pi^-}$.

Результаты аппроксимации представлены в таблице 1, где в последней колонке указано отношение полученного при аппроксимации χ^2 к числу точек в распределении.

Реакцию $pn \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ можно представить идущей в соответствии с тремя OPE - диаграммами.



Таблица

Тип комбинации	P_n (Гэв/с)	Фазовая кривая	N_{1236}^*	N_{1470}^*	N_{1520}^*	N_{1688}^*	χ^2/k
$M_{P_n \pi^-}$	< 5	52,5 \pm 7,0	47,5 \pm 7,0	-	-	-	I
	5 \pm 8	18,3 \pm 5,8	46,7 \pm 3,4	28,7 \pm 4,2	-	6,3 \pm	0,9
	> 8	26,7 \pm 5,8	32,7 \pm 3,6	32,0 \pm 4,8	-	8,9 \pm	I
$M_{P_p \pi^-}$	< 5	88,2 \pm 7,1	16,8 \pm 7,1	-	-	-	I, I
	5 \pm 8	75,8 \pm 7,5	15,2 \pm 3,6	-	9,0 \pm 3,8	0 \pm	0,5
	> 8	56,0 \pm 6,1	23,9 \pm 3,2	-	13,5 \pm 3,8	6,6	I, 2

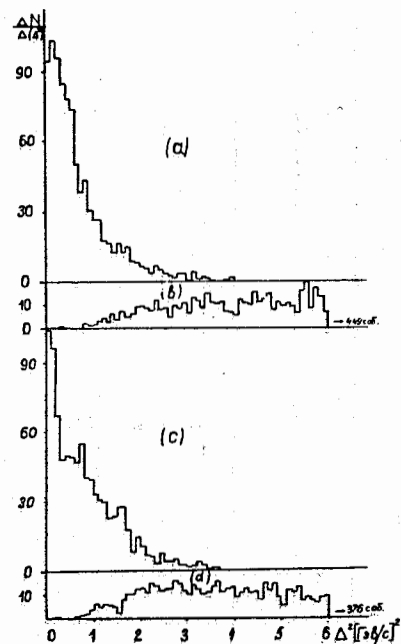


Рис. 3. Четырехмерные передачи: а) от начального нейтрона к быстрому в лаб. системе протону; в) от начального нейтрона к медленному в лаб. системе протону; с) от протона-мишени к медленному в лаб. системе вторичному протону; д) от протона - мишени к быстрому в лаб. системе вторичному протону.

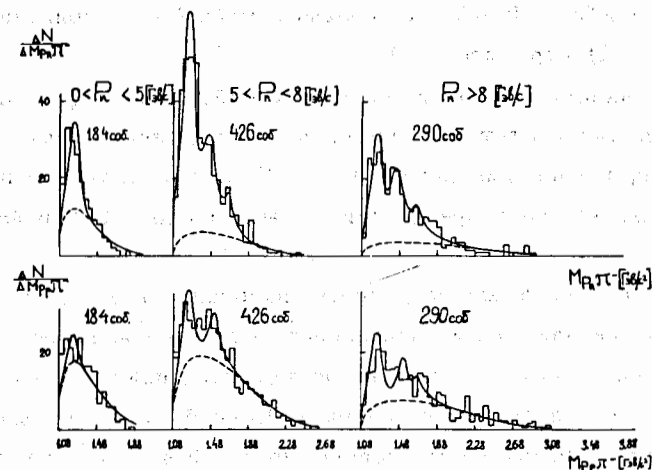


Рис. 4. Распределения эффективных масс комбинации $p_n \pi^-$ (верхние рисунки) и $p \pi^-$ (нижние рисунки) для разных интервалов импульсов падающих нейтронов. Сплошные кривые - результат наилучшей аппроксимации. Пунктир - фазовая кривая.

В области эффективных масс $p \pi^-$ -комбинаций 1236 ± 100 Мэв отношение диаграмм (1) и (2) равно приблизительно 6, если считать, что происходит однопионный обмен и вероятность осуществления процессов соответствующих диаграмм (1) и (2) пропорциональна произведению сечений реальных процессов в вершинах диаграмм. Отношение диаграмм (1) и (2) пропорционально тогда

$$\frac{(1)}{(2)} = \frac{\sigma_{ex} \sigma_{\pi^0 p}}{\sigma_{ex} \sigma_{\pi^- p}} = \frac{\sigma_{\pi^0 p}}{\sigma_{\pi^- p}} = \frac{1/2(\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^- p} - \sigma_{ex})}{\sigma_{\pi^- p}}$$

где $\sigma_{\pi^+ p}, \sigma_{\pi^- p}, \sigma_{\pi^0 p}, \sigma_{ex}$ - сечения упругих процессов $\pi^+ p, \pi^- p, \pi^0 p$ и перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. В области больших масс $N \pi$ комбинаций отношение диаграмм (1)/(2) стремится к 1.

При увеличении энергии падающих нейтронов эффективные массы $N \pi$ -комбинаций растут, как видно из приведенных выше рисунков, и, следовательно, вклады диаграмм (1) и (2) сравниваются. Вклад диаграммы (3) составляет по теоретическим оценкам около 20% в нашей области энергий.

На рис. 5 представлены угловые распределения π^- - и π^0 -мезонов в с.ц.м. реакции для разных диапазонов импульсов налетающих нейтронов. Из рисунка видно, что π^- -мезоны имеют тенденцию к вылету вперед, в с.ц.м., а π^0 - назад при всех энергиях. Если бы работал один однопионный обмен, то с увеличением энергии можно было бы ожидать тенденции к симметрии в распределениях из-за того, что вклады диаграмм (1) и (2) сравниваются, и более важным делается вклад от диаграммы (3), которая дает симметричное угловое распределение π^- - и π^0 -мезонов в с.ц.м.

Как видно из рис. 5, ничего подобного не происходит. Естественное объяснение можно дать, если предположить, что с увеличением энергии начинает играть роль механизм, отличный от OPE , а именно дифракционный механизм. Диаграммы, соответствующие ему, можно представить в виде

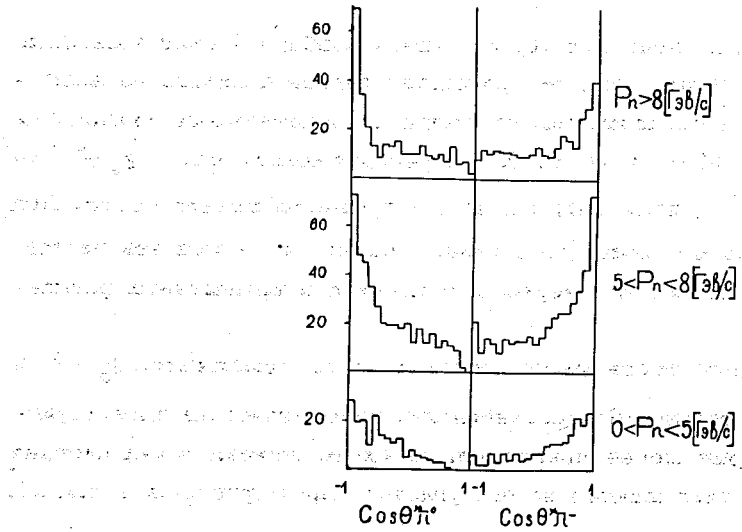
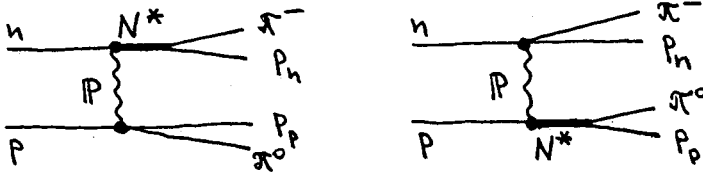
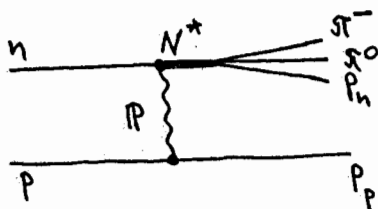


Рис. 5. Угловые распределения π^- и π^0 -мезонов в с.ц.м. реакции для разных диапазонов импульсов налетающих нейтронов.



В дифракционных процессах образующиеся изобары имеют квантовые числа налетающего нуклона, т.к. не происходит переноса заряда из вершины в вершину. Таким образом, можно ожидать значительного увеличения вклада изобар N^* (1470) и N^* (1688) в распределения масс $p_n \pi^-$ по сравнению с $p_p \pi^-$, если дифракционные процессы имеют место. При этом должен наблюдаться преимущественный вылет π^- - мезонов вперед, а π^0 - мезонов назад. Все эти черты проявляются в приведенных распределениях.

Мы не приводим здесь распределений масс комбинаций $p_n \pi^0$ и $p_n \pi^0$, т.к. из-за трудности восстановления кинематических характеристик π^0 - мезона они менее показательны (хотя ошибки в параметрах π^0 - мезона меньше сказываются на его угловых характеристиках в с.д.м.).

Литература

1. A.P. Watson et al. Proc. of Royal Society of London, 251, 233 (1959).
2. D.C. Brunt et al. Phys. Rev., 187, 1856 (1969).
3. H.O. Cohn et al. Nucl. Phys., B21, 505 (1970); Phys. Letters, 26B, 598 (1968).
4. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ P1-5665, Дубна, 1971.
5. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Ядерная физика, 12, 5, 987 (1970).
6. К.Г. Боресков и др. Препринт ОИЯИ, P1-5975, Дубна, 1971.
7. К.Г. Боресков и др. Ядерная физика, 15, 2, (1972).
8. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Ядерная физика, 9, 3, 565 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1972 года.