

5052

ЭКЗ ЧИТ. ЗАЛ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1-5052



А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБАР В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp\pi^-$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

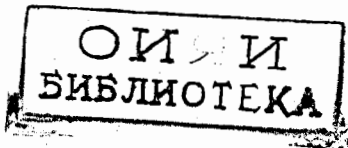
1970

1-5052

А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБАР В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp \pi^-$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



Данная работа посвящена изучению реакции



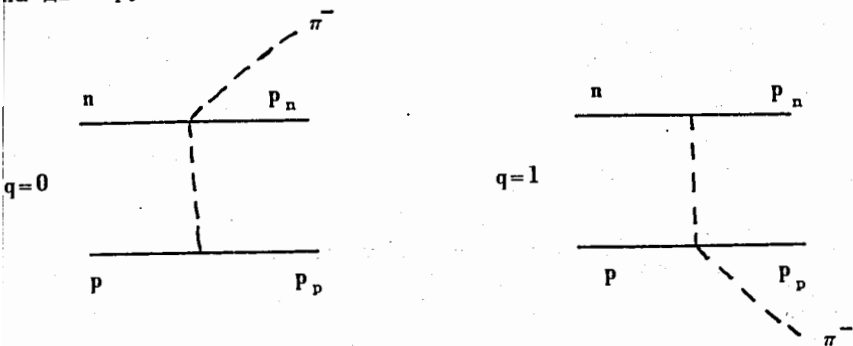
в 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камере^{х/}.

На рис. 1 представлены импульсные и угловые распределения протонов и π^{-} -мезонов в лабораторной системе и в с.ц.м. реакции (по всей статистике). Видно, что протоны в с.ц.м. реакции сколламированы вблизи направлений 0° и 180° , что указывает на сильную периферию взаимодействия. В угловом распределении π^{-} -мезонов наблюдается значительное преобладание π^{-} -мезонов, летящих в переднюю полусферу.

На рис. 2,3 представлены распределения в лабораторной системе эффективных масс π^{-} -мезона с протоном быстрым, p_n , и с протоном медленным, p_p , или, что оказывается эквивалентным, в с.ц.м. с протоном летящим в переднюю полусферу и с протоном летящим в заднюю полусферу. События, входящие в распределения рис. 3, разбиты по величине импульса первичного нейтрона на три группы: $P_n < 4$ Гэв/с; $4 < P_n < 7$ Гэв/с; $P_n > 7$ Гэв/с.

^{х/} Подробно о методике получения экспериментальных данных, обработке, оценке примесей и т.д. см./1,2,3/.

На рис. 4 приведены распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$ для событий, разбитых по величине четырехмерной передачи на две группы, соответствующие двум диаграммам (подробней см. /3/)



Для аппроксимации экспериментальных распределений по величине эффективной массы необходимо найти наиболее правильную форму фоновой кривой. Кривая фазового объема в нашем случае не подходит, так как не отражает периферического характера взаимодействия.

Анализ угловых характеристик протонов и π^- -мезонов в с.ц.м. реакции для событий из разных областей по эффективной массе системы ($p\pi^-$) приводит к следующим выводам.

а) Углы вылета протонов слабо зависят от величины эффективной массы. Отношение числа протонов, летящих вблизи направлений 0° и 180° , к их полному числу остается практически постоянным. Наиболее существенно зависимость углового распределения протонов от величины импульса нейтрона.

б) Для событий вне области изобар распределение π^- -мезонов имеет форму, близкую к изотропной.

Основываясь на выводах (а,б), мы смоделировали /2/ 10 тыс. событий реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$, в которых угловое распределение протонов в с.ц.м. реакции зависело от величины импульса падающего нейтрона и совпадало с экспериментальным. Угловое распределение π^- -мезонов имело изотропную форму.

На рис. 5 представлены распределения по импульсам, углам и четырехмерной передаче для смоделированных событий. Видно, что данные распределения близки к экспериментальным.

В распределениях $M_{p_n \pi^-}$ или $M_{p_p \pi^-}$ (без разделения событий на группы с $q = 0$ и $q = 1$) есть определенная доля ложных комбинаций от событий с $q = 1$ для $M_{p_n \pi^-}$ и от событий с $q = 0$ для $M_{p_p \pi^-}$. Проводится следующая процедура.

а) Смоделированные события с изотропным распределением π^- -мезона взвешиваются 2 раза: один - по экспериментальному угловому распределению π^- -мезона для событий с $q = 1$, а другой - для событий с $q = 0$ (см. рис. 6). В результате получаем две соответствующие фоновые кривые для ложных комбинаций, $F_{p_n \pi^-}^{\text{лож.}}$ и $F_{p_p \pi^-}^{\text{лож.}}$. При взвешивании угловые распределения протонов меняются незначительно.

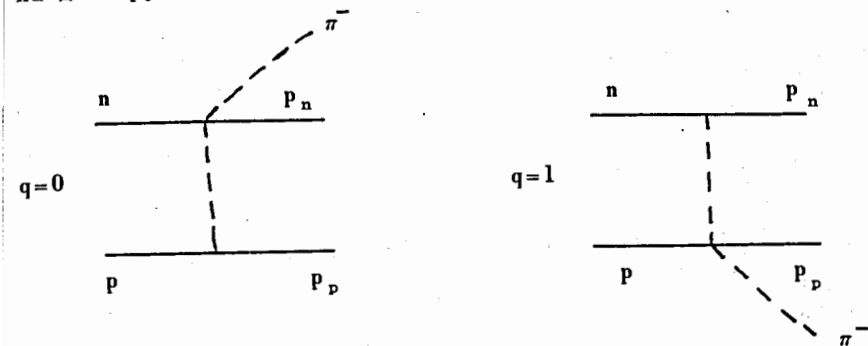
б) Кривые $F_{p_n \pi^-}^{\text{лож.}}$ и $F_{p_p \pi^-}^{\text{лож.}}$ складываются с фоновой кривой, где π^- - мезон изотропен, с весами, пропорциональными числу событий с $q = 0$ и с $q = 1$ соответственно. Веса оказываются независимыми от величины импульса нейтрона и равными 0,4 и 0,6:

$$F_{p_n \pi^-} = 0,6 F_{p \pi^- q=0,1} + 0,4 F_{p_n \pi^-} \quad (2)$$

$$F_{p_p \pi^-} = 0,4 F_{p \pi^- q=0,1} + 0,6 F_{p_p \pi^-}$$

где $F_{p \pi^- q=0,1}$ - фоновая кривая с изотропным распределением π^- -мезонов, которая используется для аппроксимации распределений с признаками $q = 0$ и $q = 1$ (рис. 4); $F_{p_n \pi^-}$ и $F_{p_p \pi^-}$ - фоновые кривые для аппроксимации распределений без разбиения событий на

На рис. 4 приведены распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$ для событий, разбитых по величине четырехмерной передачи на две группы, соответствующие двум диаграммам (подробней см. /3/)



Для аппроксимации экспериментальных распределений по величине эффективной массы необходимо найти наиболее правильную форму фоновой кривой. Кривая фазового объема в нашем случае не подходит, так как не отражает периферического характера взаимодействия.

Анализ угловых характеристик протонов и π^- -мезонов в с.п.м. реакции для событий из разных областей по эффективной массе системы ($p\pi^-$) приводит к следующим выводам.

а) Углы вылета протонов слабо зависят от величины эффективной массы. Отношение числа протонов, летящих вблизи направлений 0° и 180° , к их полному числу остается практически постоянным. Наиболее существенна зависимость углового распределения протонов от величины импульса нейтрона.

б) Для событий вне области изобар распределение π^- -мезонов имеет форму, близкую к изотропной.

Основываясь на выводах (а,б), мы смоделировали /2/ 10 тыс. событий реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$, в которых угловое распределение протонов в с.п.м. реакции зависело от величины импульса падающего нейтрона и совпадало с экспериментальным. Угловое распределение π^- -мезонов имело изотропную форму.

На рис. 5 представлены распределения по импульсам, углам и четырехмерной передаче для моделированных событий. Видно, что данные распределения близки к экспериментальным.

В распределениях $M_{p_n \pi^-}$ или $M_{p_p \pi^-}$ (без разделения событий на группы с $q = 0$ и $q = 1$) есть определенная доля ложных комбинаций от событий с $q = 1$ для $M_{p_n \pi^-}$ и от событий с $q = 0$ для $M_{p_p \pi^-}$. Прodelьвается следующая процедура.

а) Смоделированные события с изотропным распределением π^- -мезона взвешиваются 2 раза: один - по экспериментальному угловому распределению π^- -мезона для событий с $q = 1$, а другой - для событий с $q = 0$ (см. рис. 6). В результате получаем две соответствующие фоновые кривые для ложных комбинаций, $F_{p_n \pi^-}^{\text{лож.}}$ и $F_{p_p \pi^-}^{\text{лож.}}$. При взвешивании угловые распределения протонов меняются незначительно.

б) Кривые $F_{p_n \pi^-}^{\text{лож.}}$ и $F_{p_p \pi^-}^{\text{лож.}}$ складываются с фоновой кривой, где π^- - мезон изотропен, с весами, пропорциональными числу событий с $q = 0$ и с $q = 1$ соответственно. Веса оказываются независимыми от величины импульса нейтрона и равными 0,4 и 0,6:

$$F_{p_n \pi^-} = 0,6 F_{p \pi^- q=0,1} + 0,4 F_{p_n \pi^-} \quad (2)$$

$$F_{p_p \pi^-} = 0,4 F_{p \pi^- q=0,1} + 0,6 F_{p_p \pi^-}$$

где $F_{p \pi^- q=0,1}$ - фоновая кривая с изотропным распределением π^- -мезонов, которая используется для аппроксимации распределений с признаками $q = 0$ и $q = 1$ (рис. 4); $F_{p_n \pi^-}$ и $F_{p_p \pi^-}$ - фоновые кривые для аппроксимации распределений без разбиения событий на

Таблица 1

P_n (Гэв/с)	T_{up} комб. ПП	T_{up} фонов.	ФОН (%)	Δ_{1236} (%)	N_{1470}^* (%)	N_{1680}^* (%)	χ^2/k	
полный спектр	$P_n \pi^-$	моделирование	625±44	12±22	204±3	51±57	11	
	$P_p \pi^-$		936±2	64±2	—	—	16	
	$P_n \pi^0$		49±6	16±3	257±42	93±78	08	
	$P_p \pi^0$		889±36	111±36	—	—	14	
< 4	$P_n \pi^-$		60±7	40±7	—	—	15	
	$P_p \pi^-$		714±67	286±67	—	—	30	
4÷7	$P_n \pi^-$		427±68	176±4	397±78	—	11	
	$P_p \pi^-$		96±32	4±32	—	—	10	
> 7	$P_n \pi^-$		497±5	105±24	268±4	13±6.8	10	
	$P_p \pi^-$		906±23	94±23	—	—	13	
полный спектр	$P_n \pi^-$		фазовый объем	309±37	19±23	39±35	111±55	13
	$P_p \pi^-$			877±21	123±21	—	—	25
	$P_n \pi^0$	173±46		234±3	438±46	155±7	10	
	$P_p \pi^0$	68±35		32±35	—	—	30	
< 4	$P_n \pi^-$	53±8		47±8	—	—	19	
	$P_p \pi^-$	664±73		336±73	—	—	41	
4÷7	$P_n \pi^-$	213±64		251±4	536±75	—	17	
	$P_p \pi^-$	95±34		5±34	—	—	10	
> 7	$P_n \pi^-$	23±3		176±2	38±4	21±5.4	13	
	$P_p \pi^-$	848±24		152±24	—	—	19	

группы с $q = 0$ и $q = 1$ (рис. 2,3); "фаз. объем" – фоновая кривая, отражающая фазовый объем реакции $p \rightarrow p p \pi^-$. Формы различных фоновых кривых, взвешенных по спектру нейтронов, вызвавших реакцию $p \rightarrow p p \pi^-$, приведены на рис. 7. Видно, что моделированные кривые существенно отличаются от фазовой кривой.

Экспериментальные распределения (рис. 2,3,4) аппроксимировались соответствующими наборами брейт-вигнеровских форм^{/4/} для изобар $\Delta(1236)$, $N^*(1470)$, $N^*(1688)$ и фоновых кривых. На рис. 2,3,4 сплошной линией обозначена суммарная аппроксимирующая кривая, пунктиром с точкой – моделированная фоновая кривая. Результаты аппроксимации приведены в табл. 1. Аппроксимация экспериментальных распределений проводилась как с моделированными фоновыми кривыми, так и с фазовыми. В правой последней колонке приведено отношение величины χ^2 к числу степеней свободы. В этой же таблице приведено процентное содержание форм, дающих наилучшие значения отношения χ^2/k .

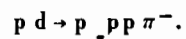
Из рис. 2,3,4 и табл. 1 видны:

а) существенное различие между распределениями эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$; образование изобар проявляется преимущественно в распределениях эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$;

б) изменение процентного выхода изобар в зависимости от величины импульса первичного нейтрона; с увеличением импульса нейтрона относительная доля первой изобары резко падает, тогда как доли изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1688)$ растут.

в) доминирующая роль изобары $N^*(1470)$, имеющей квантовые числа нейтрона, при импульсах нейтрона $P_n > 4$ Гэв/с.

Эффект доминирования изобары $N^*(1470)$ наблюдался при изучении процесса^{/5/}



(3)

Снимки получены при облучении протонами с импульсом $P_p = 7 \text{ ГэВ/с}$ брукхевенской 2-метровой камеры, наполненной дейтерием. Всего к каналу реакции (1) было отнесено 349 случаев. Авторы делают вывод, что в данной реакции доминирует обмен состоянием с изотопспином, равным нулю.

Имеются предварительные данные по изучению реакции (1) на ускорителе в Нимроде^{/6/}. Облучалась 2-метровая водородная камера нейтронами со сплошным спектром, полученным при рассеянии выведенного протонного пучка с импульсом 7,5 ГэВ/с. Приводятся распределения по эффективной массе $M_{p\pi^-}$ и $M_{pp\pi^-}$ для событий с импульсом падающего нейтрона $5 < P_n < 7,5 \text{ ГэВ/с}$.

В предположении одночастичного обмена отношение между сечениями для диаграмм с $q = 1$ и $q = 0$ дается выражением

$$R = \frac{G_{pxn}^2 \sigma(px \rightarrow p\pi^-)}{G_{pnp}^2 \sigma(pn \rightarrow p\pi^-)}, \quad (4)$$

где x - обменная частица; $G_{N_x N}$ - константа связи $N_x N$; $\sigma(N_x \rightarrow N \pi^-)$ - сечение процесса $N_x \rightarrow N \pi^-$. Отношение R для различных изоспиновых состояний обменной частицы $I(x)$ и системы $I(p\pi^-)$ приведено ниже.

$I(p\pi^-)$	$I(x)$	R
1/2	0	0
1/2	1	4
3/2	1	1

Отсутствие пика в области 1470 МэВ/с^2 по $M_{p\pi^-}$ и сильное образование изобары $N^*(1470)$ в распределении по $M_{pp\pi^-}$ при импульсах нейтрона $P_n > 4 \text{ ГэВ/с}$ указывает на то, что величина $R \ll 1$ в области масс, отвечающих изобаре $N^*(1470)$. Следовательно, если изобара $N^*(1470)$ преимущественно рождается в нейтронной вершине, то существенен вклад обмена состоянием с изоспином, равным нулю.

На рис. 8,9 представлены полное сечение реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ ^{/3/} и сечения образования изобар $\Delta(1236)$, $N^*(1470)$, $N^*(1688)$. Сечения изобар определялись из двумерного графика $M_{p\pi^-} = f(P_n)$. Событие считалось принадлежащим к той или иной изобаре в том случае, если величина эффективной массы оказывалась в пределах ширины изобары. Процент фона оценивался по результатам аппроксимации распределений эффективных масс (рис.3). Ошибка в определении сечений изобар включает в себя статистические погрешности, методические неточности в определении формы импульсного спектра падающих нейтронов, ошибки в поправках, возникающие в эксперименте^{/3/} и ошибку из-за неуверенности в оценке фона (последняя составляет 30% от полной ошибки).

В табл. 2 приведены средние величины сечений образования изобар в импульсных интервалах: $P_n < 4 \text{ ГэВ/с}$, $4 < P_n < 7 \text{ ГэВ/с}$ и $P_n > 7 \text{ ГэВ/с}$. Для определения сечений использовались результаты аппроксимации табл. 1.

Таблица 2

P_n (ГэВ/с)	$\sigma_{\Delta(1236)}$ (мб)	$\sigma_{N^*(1470)}$ (мб)	$\sigma_{N^*(1688)}$ (мб)
< 4	$2,2 \pm 0,6$	-	-
$4 + 7$	$0,3 \pm 0,1$	$0,51 \pm 0,1$	-
> 7	$0,35 \pm 0,1$	$0,48 \pm 0,1$	$0,24 \pm 0,06$

Из рис. 9 и табл. 2 видно, что сечение изобары $\Delta(1236)$ резко падает с увеличением импульса нейтрона, тогда как сечения изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1688)$ остаются постоянными при $P_n > 4$ Гэв/с. Ход сечений в зависимости от импульса нейтрона согласуется с данными, полученными электронной методикой в протонном облучении^{/7/}.

Сечения образования изобар объясняют ход полного сечения реакции $pr \rightarrow pr \pi^-$. Спадающая часть полного сечения обусловлена уменьшением сечения образования изобары $\Delta(1236)$, а постоянство при $P_n > 4$ Гэв/с отражает тот факт, что сечения образования изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1688)$ слабо меняются в данном интервале импульсов.

На рис. 10, 11 представлены распределения по величине эффективной массы ($m_b / (\text{Гэв}/c^2)$). Каждое событие входило в то или иное распределение с одним из 10 весов:

$$c_i = \frac{\sigma(p_i)}{N_i}, \quad (5)$$

где $\sigma(p_i)$ и N_i - сечение и число событий реакции $pr \rightarrow pr \pi^-$ в заданном интервале импульсов падающих нейтронов. В распределения рис. 11 входят события с импульсом падающего нейтрона $P_n > 5$ Гэв/с.

Экспериментальные распределения по такой шкале удобны для абсолютного сравнения с теоретическими моделями.

Подводя итог вышеизложенному, перечислим наиболее важные моменты, отмеченные в данном эксперименте:

- 1) сильное образование резонансов в нейтронной вершине;
- 2) доминирующая роль изобары $N^*(1470)$ при $P_n > 4$ Гэв/с, что указывает на существенный вклад механизма образования с обменом состоянием с изоспином, равным нулю;
- 3) полное сечение реакции и сечения изобар $\Delta(1236)$, $N^*(1470)$, $N^*(1688)$ в зависимости от импульса падающего нейтрона.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, 3, 565 (1969);
В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, 4, 792 (1969);
Ю.А. Троян. Автореферат диссертации, 1-4055, Дубна, 1968.
2. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-4642, Дубна, 1969.
3. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-5041, Дубна, 1970.
4. J.D. Jackson. Nuovo Cimento, 34, 1644 (1964).
5. A. Shapiro et al. Phys.Rev.Letters, 21, 1835 (1968).
6. E.Lillethun. Nucleon Reactions. Proc. of the Int. Conf. on Elementary Particles at Lund, 1969.
7. C.M. Ankenbrandt et al. Nuovo Cimento, 35, 1052 (1965);
G. Belletini et al. Phys.Letters, 18, 167 (1965);
E.W. Anderson et al. Phys.Rev. Letters, 16, 855 (1966);
I.M. Blair et al. Phys.Rev.Letters, 17, 789 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1970 года.

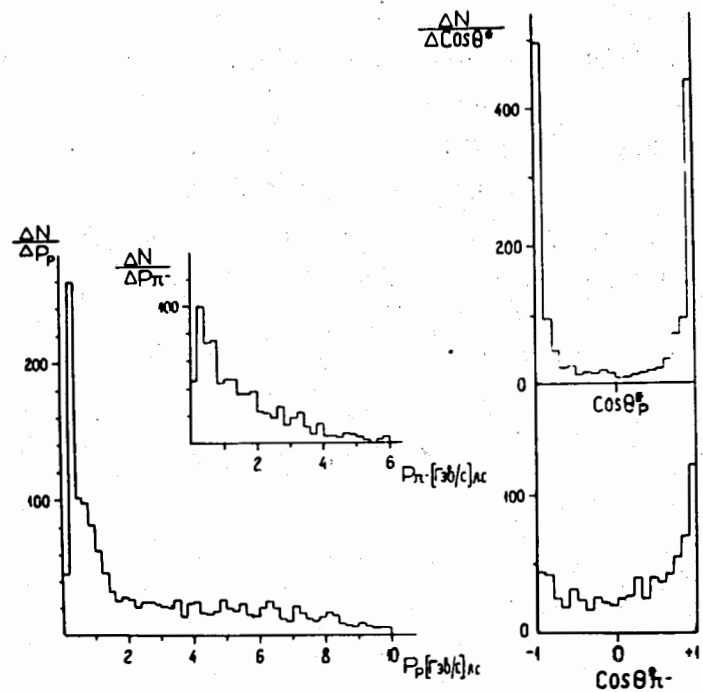


Рис. 1. Импульсные и угловые распределения протонов и π^- -мезонов в лабораторной системе и в с.ц.м. реакции (по всей статистике).

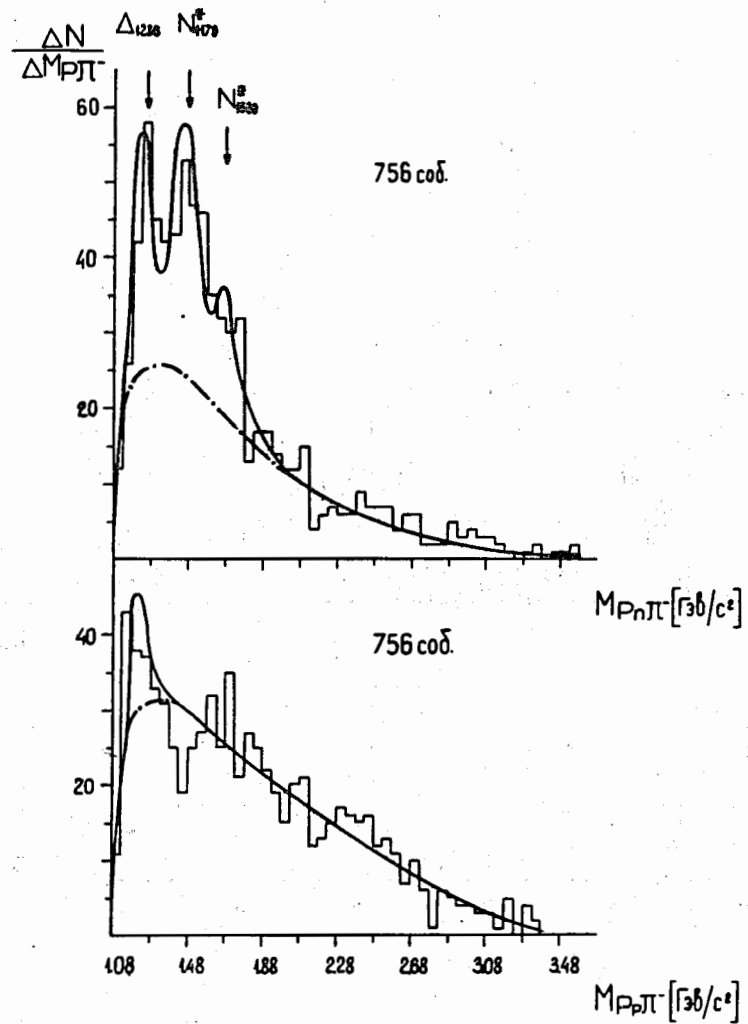


Рис. 2. Распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p \pi^-}$.

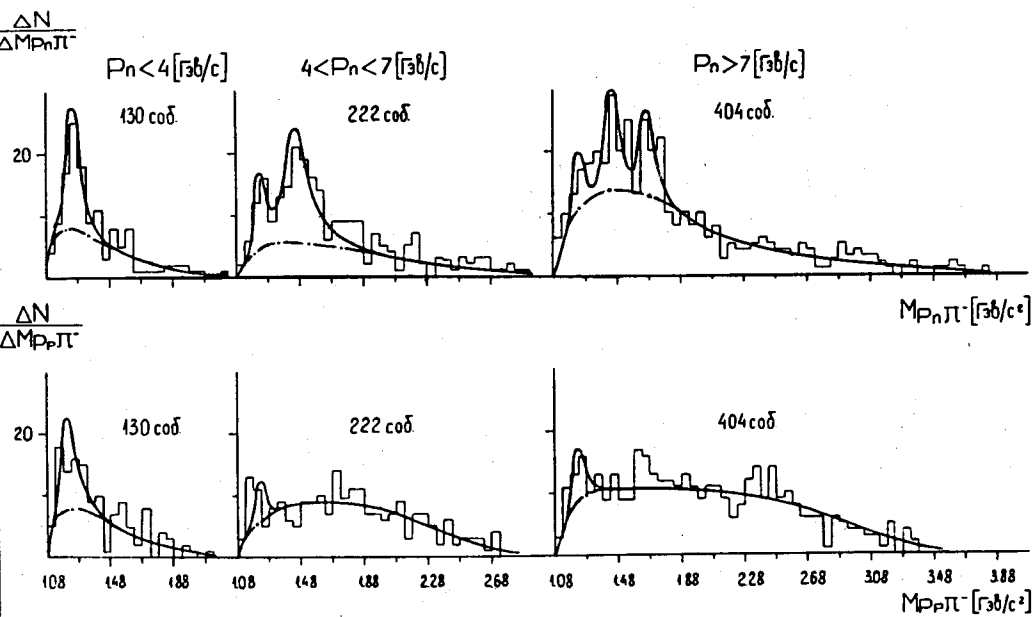


Рис. 3. Распределения эффективных масс $M_{p\pi^-}$ и $M_{p\pi^-}$ для событий, разбитых по величине импульса падающего нейтрона на три группы.

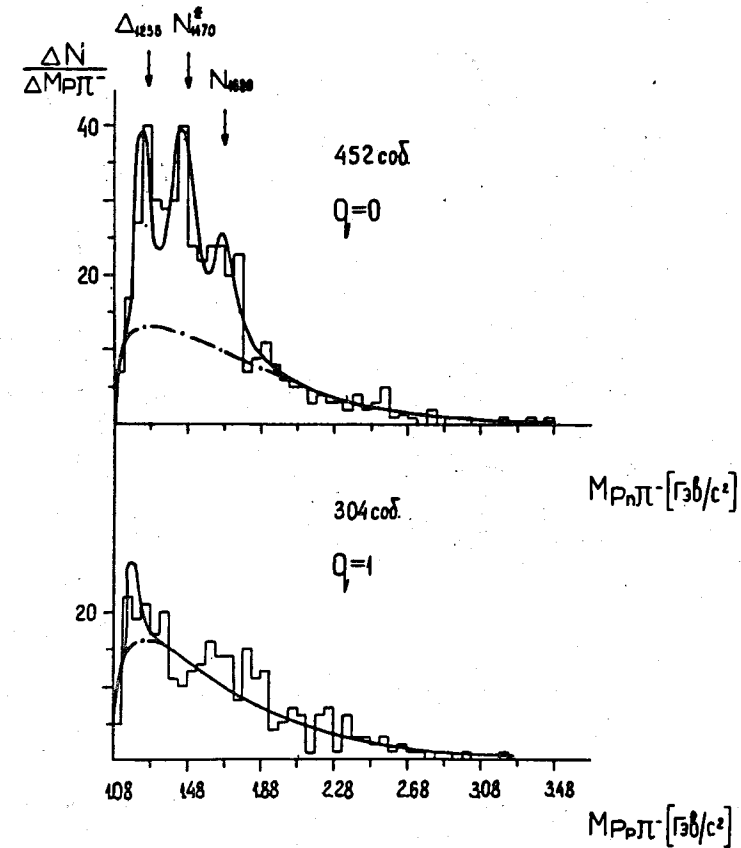


Рис. 4. Распределения эффективных масс $M_{p\pi^-}$ и $M_{p\pi^-}$ для событий, соответствующих диаграммам с $q = 0$ и $q = 1$.

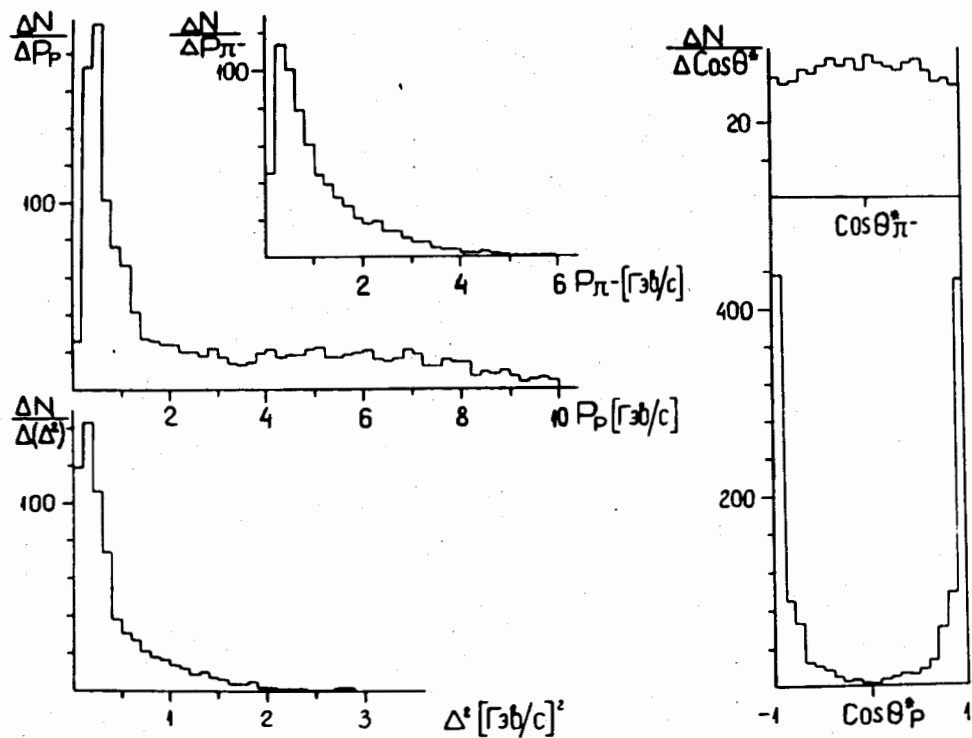


Рис. 5. Распределения импульсов, углов и четырехмерных передач для моделированных событий.

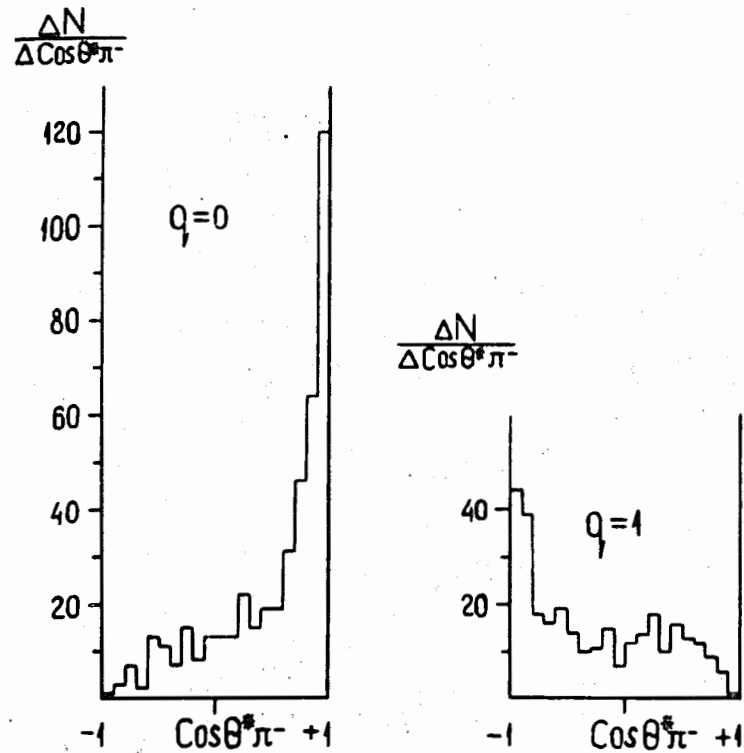


Рис. 6. Угловое распределение π^- -мезонов для событий с $q = 0$ и $q = 1$.

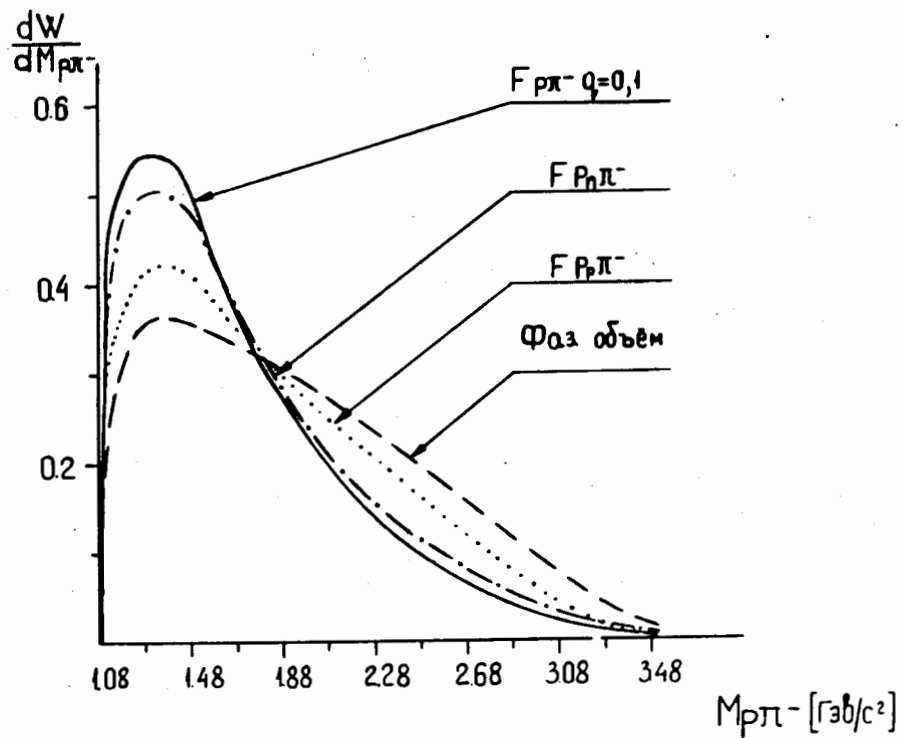


Рис. 7. Формы различных фоновых кривых, взвешенных по спектру нейтронов, вызвавших реакцию $np \rightarrow pp\pi^-$.

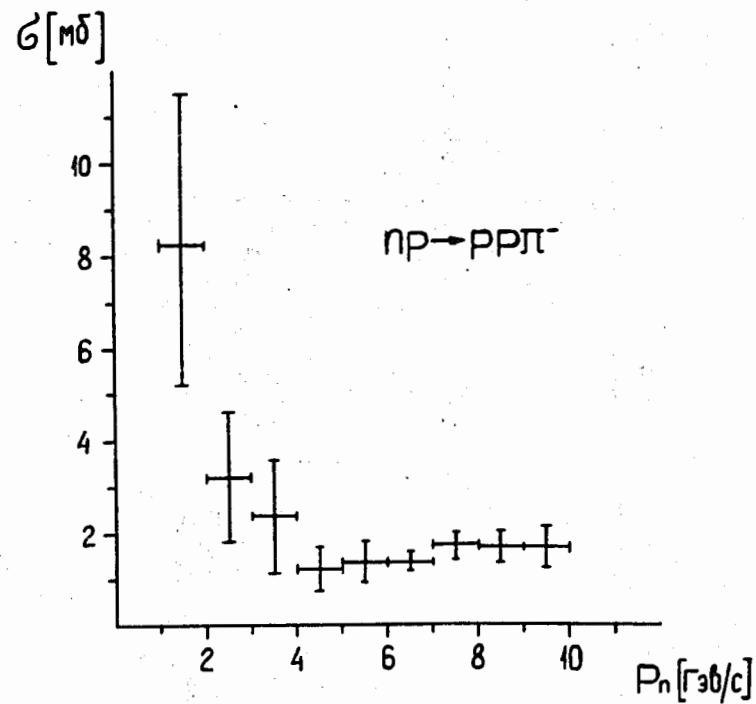


Рис. 8. Полное сечение реакции $np \rightarrow pp\pi^-$ в зависимости от импульса падающего нейтрона.

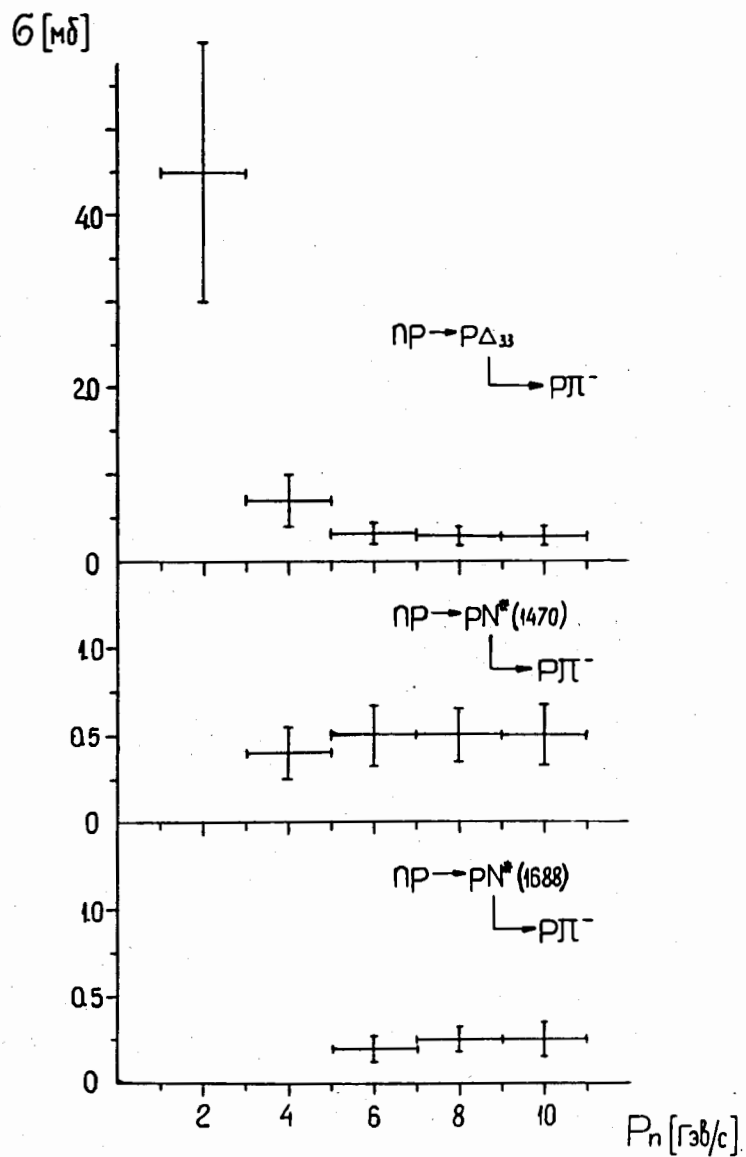


Рис. 9. Сечения образования изобар $\Delta(1236)$, $N^*(1470)$ и $N^*(1688)$ в зависимости от импульса падающего нейтрона.

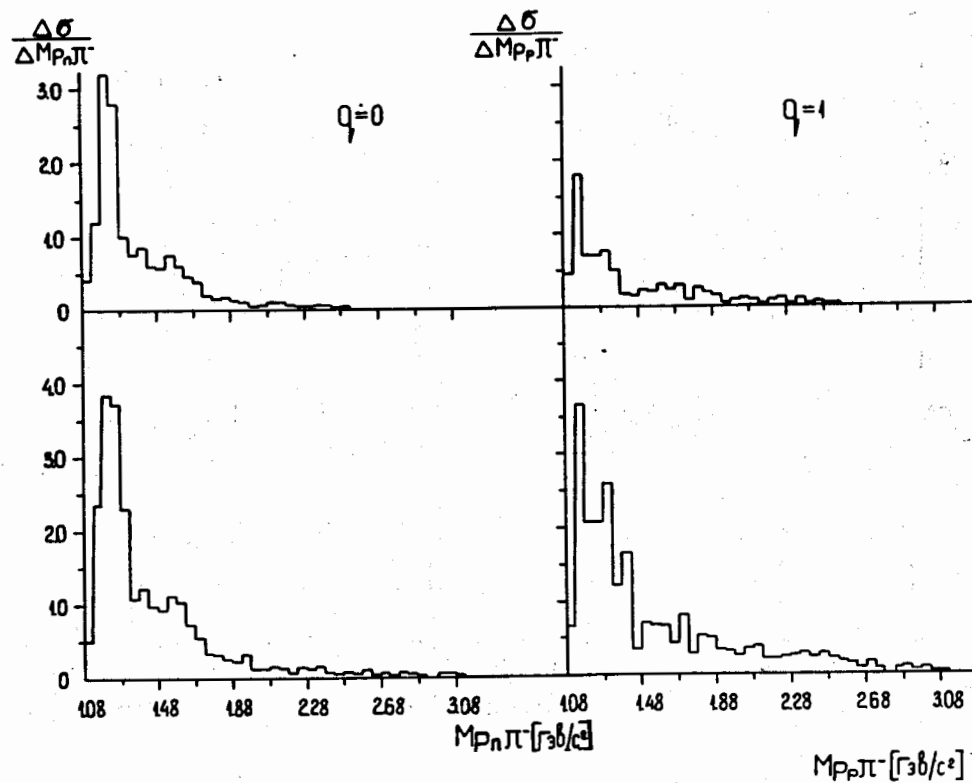


Рис. 10. Распределения эффективных масс $M_{P_n \pi^-}$ и $M_{P_p \pi^-}$ (мб/(Гэв/с²)).

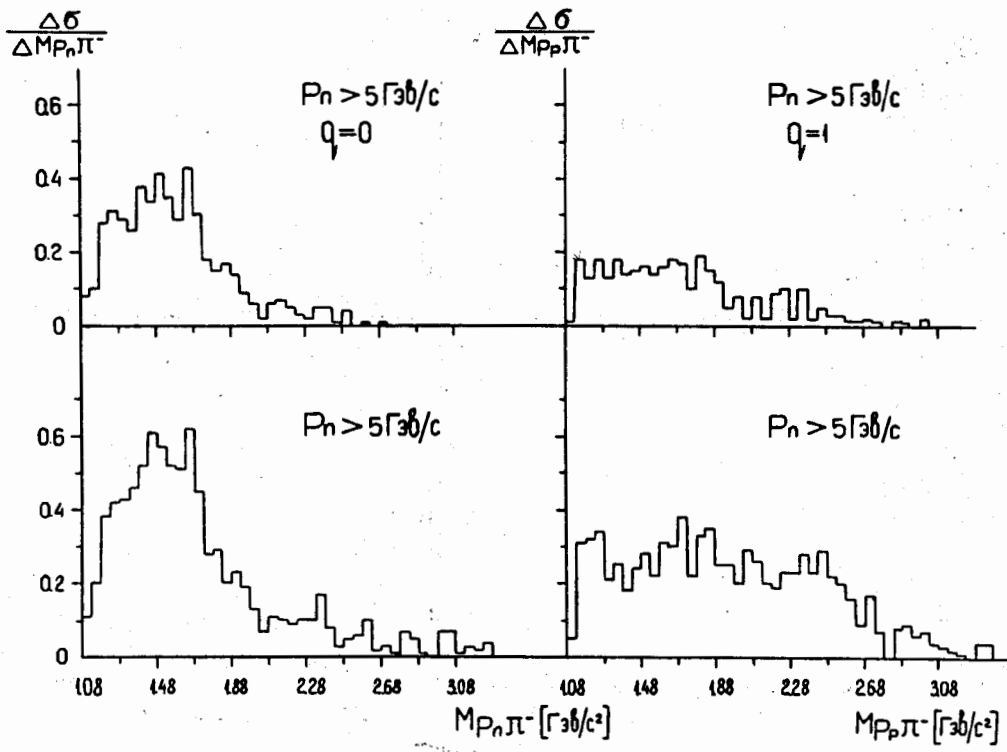


Рис. 11. Распределения эффективных масс $M_{P_n \pi^-}$ и $M_{P_p \pi^-}$ ($\text{мб}/(\text{ГэВ}/c^2)$) для событий с $P_n > 5 \text{ ГэВ}/c$.