

5041

Экз. чит. 3А

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 5041

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

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp\pi^-$

В ДИАПАЗОНЕ ИМПУЛЬСОВ

ПАДАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ 2 ДО 10 Гэв/с

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1970

1 - 5041

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

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp \pi^-$
В ДИАПАЗОНЕ ИМПУЛЬСОВ
ПАДАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ 2 ДО 10 Гэв/с

Направлено в ЯФ

О И И
БИБЛИОТЕКА

На снимках, полученных при облучении 55-сантиметровой пропановой камеры /1/ нейтронами, исследуется процесс



Импульсный спектр первичных нейтронов, падающих на камеру, представлен на рис. 1. При получении спектра нейтронов была учтена зависимость сечения упругого p -рассеяния σ_{el} от величины импульса нейтрона P_n .

В предположении, что амплитуда упругого рассеяния чисто мнимая и справедлива оптическая теорема, можно получить величину σ_{el} из соотношения:

$$\sigma_{el} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16 \pi h^2} \cdot \frac{1}{b} , \quad (2)$$

где σ_{tot} - полное сечение p -взаимодействия, b - наклон дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dt}$ упругого p -рассеяния, слабо зависящий от величины импульса падающего нейтрона. Подставляя в (2) экспериментальные значения σ_{tot} и b в зависимости от импульса P_n /3,4/, получим величину σ_{el} .

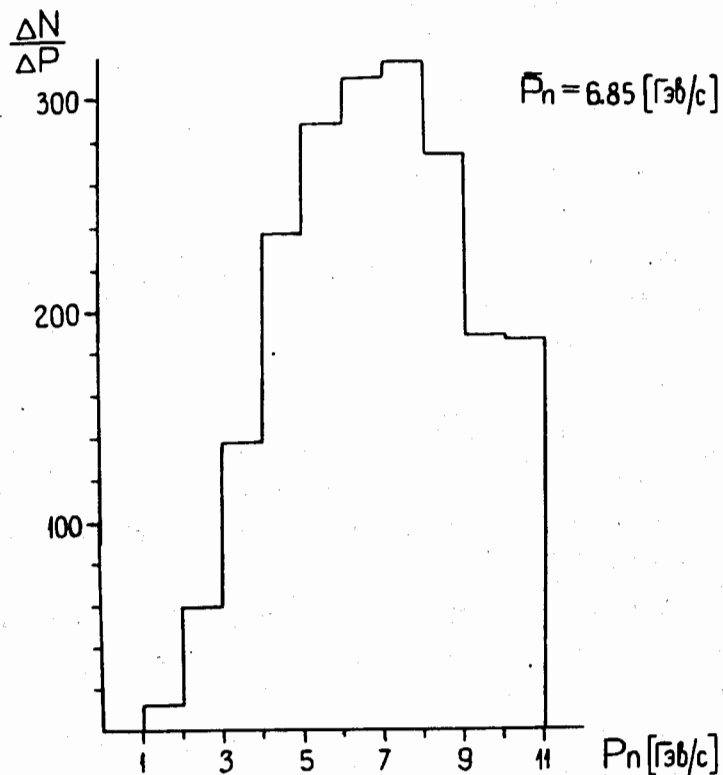


Рис. 1. Импульсный спектр нейтронов, падающих на камеру.

Данный спектр несколько отличается от приведенного в работе ^{12/} в области граничного значения P_n (10,7 ГэВ/с). Отличие возникает из-за более точного разделения каналов реакций.

Отметим, что все введенные поправки оказались не больше статистических ошибок в определении формы спектра.

Канал реакции (1) находится среди трехлучевых звезд. Было просмотрено 25,5 тыс. кадров, на которых найдено 16,5 тыс. трехлучевых звезд, удовлетворяющих просмотрным критериям пр-взаимодействий. Средняя эффективность однократного просмотра оказалась равной 84%. 4,7 тыс. кадров были просмотрены с 95% эффективностью, а остальные 11,8 тыс. кадров - с 82% эффективностью. Сравнение импульсных и угловых характеристик в лабораторной системе для событий с 82% и 95% эффективностями просмотра указывает на отсутствие выборок в полной статистике.

Геометрическая реконструкция треков проводилась по программе 1-35^{15/}. Выделение канала реакции (1) основывалось на χ^2 -методе ^{16/} с последующей визуальной идентификацией частиц и каналов реакций. Так как на опыте заранее неизвестно абсолютное значение импульса первичного нейтрона, то размерность χ_{min}^2 -распределения должна быть равной трем.

На рис. 2 приведено χ_{min}^2 -распределение для идентифицированных событий. Видно, что область малых значений χ_{min}^2 существенно обогащена событиями из канала реакции пр-pp π^- . Граничное значение χ_{min}^2 гр. определялось из экспериментального распределения (χ_{min}^2 гр. = 16).

Выбранная система обработки (см. рис. 3) преследовала одну цель - быстрейший набор статистики. Основные счётные программы 1-35 и 10-10 были модернизированы. На всех этапах обработки была ликвидирована выдача на перфокарты и бумагу. Для накопления инфор-

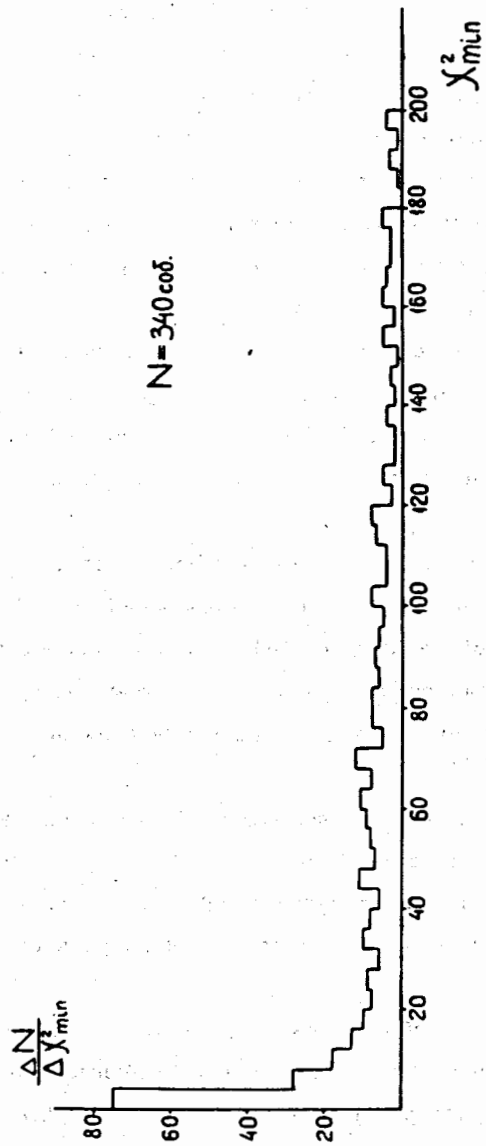


Рис. 2. χ^2_{\min} распределение для идентифицированных событий.

Система обработки 3-х лучевых звезд

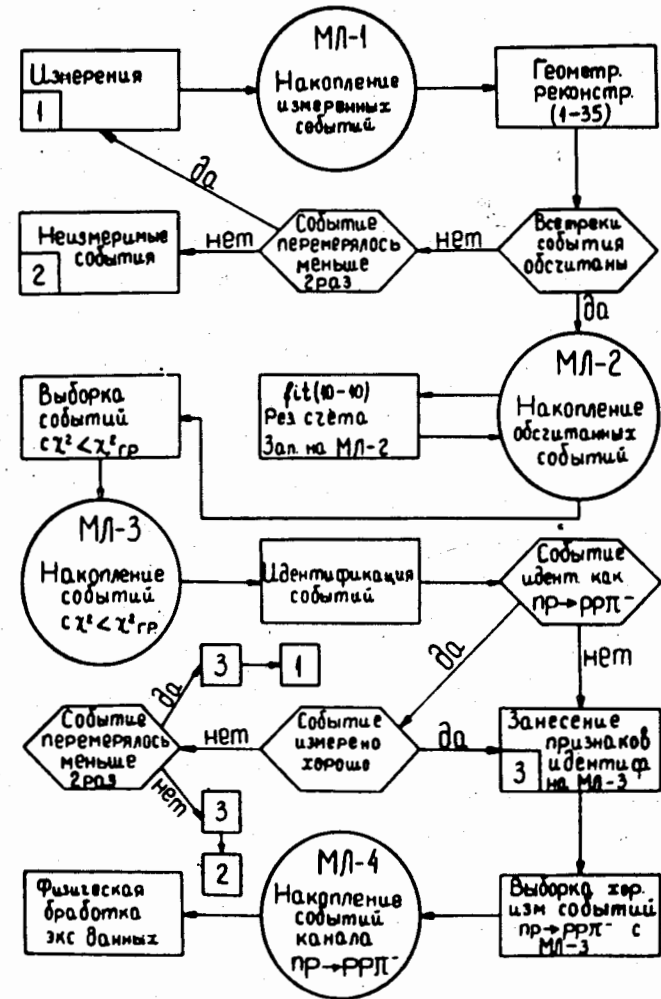


Рис. 3. Система обработки 3-лучевых звезд.

мации использовались только магнитные ленты, что позволило значительно ускорить процесс обработки. В результате перед физической обработкой экспериментальных данных на каждую звезду в зоне магнитной ленты имелась информация об измеренных (1-35) и подобранных (10-10) параметрах события канала реакции $p \rightarrow p p \pi^-$.

Если трехлучевая звезда, обчисленная по программе 1-35, имела значение $\chi^2_{\min} > 16$, то данное событие отбрасывалось независимо от качества измерений. Перемеры проводились лишь для событий с $\chi^2_{\min} < 16$. Анализ части статистики (≈ 1 тыс. звезд) показал, что данная процедура не может привести более чем к 2% потере событий канала реакции (1).

Если в трехлучевой звезде хотя бы один из импульсов частиц измерялся хуже, чем с 50% точностью после двукратного перемера, то данное событие относилось к неизмеримым. Доля неизмеримых событий составила 15%.

Потери в числе событий из-за нерегистрации протонов с импульсом $P_p < 140$ Мэв/с не превышали 1%.

Окончательная статистика, используемая для физического анализа, составила 756 событий, отнесенных к каналу реакции $p \rightarrow p p \pi^-$. В них имелась 15%-ая примесь от взаимодействий на квазисвободных протонах и 10%-ая примесь от других каналов реакций ^{/7/}. Величина примеси использовалась при определении сечений канала реакции ^{/1/}.

Средняя точность в измерении импульсов частиц в событиях $p \rightarrow p p \pi^-$ равна 15%. Средняя точность в измерении эффективной массы $M_{p\pi^-}$ оказалась равной 45 Мэв.

Импульсный спектр нейтронов, вызвавших реакцию (1), приведен на рис. 4. Средний импульс нейтрона \bar{P}_n равен 6,88 Гэв/с.

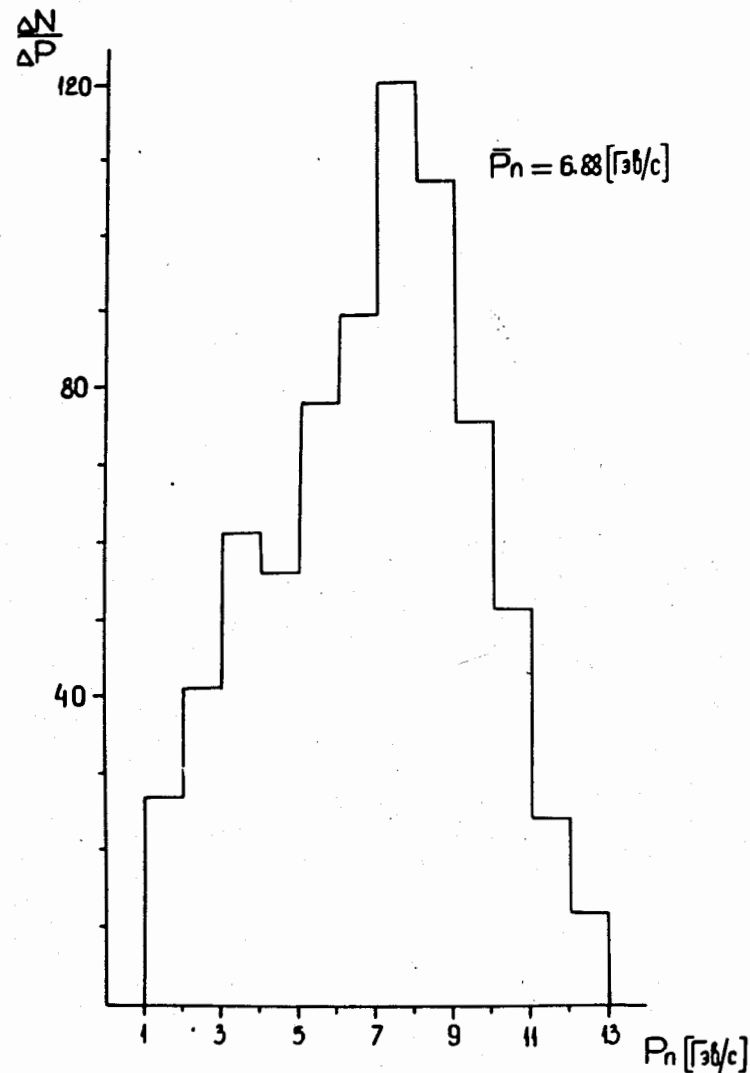


Рис. 4. Импульсный спектр нейтронов, вызвавших реакцию $p \rightarrow p p \pi^-$.

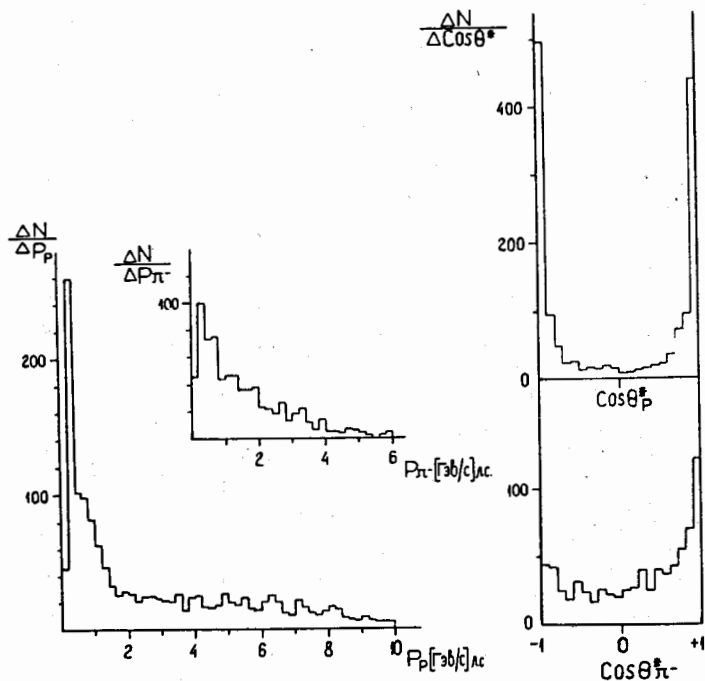


Рис. 5. Импульсные и угловые распределения протонов и π^- -мезонов в лабораторной системе и в с.ц.м. реакции.

На рис. 5 представлены импульсные и угловые распределения протонов и π^- -мезонов в лабораторной системе и с.ц.м. реакции по всей статистике. Видно, что протоны в с.ц.м. реакции вылетают в направлениях, близких к 0° и 180° , что указывает на сильную периферию взаимодействия. В угловом распределении π^- -мезонов наблюдается значительное превышение в числе π^- -мезонов, летящих в переднюю полусферу.

Вследствие периферического характера взаимодействия можно связать каждый протон в конечном состоянии с одним из первичных нуклонов. В каждом событии свяжем быстрый протон с налетающим нейтроном, а медленный - с протоном мишени, т.е. предположим, что в лабораторной системе после взаимодействия нейтрон всегда превращается в быстрый протон, а протон мишени - в медленный. В с.ц.м. быстрым протонам соответствуют протоны, летящие в переднюю полусферу, а медленным - в заднюю.

Распределения по величине четырехмерной передачи Δ^2 , отвечающие данному расположению протонов, представлены на рис. 6 (а,с). Видно, что распределения (а,с) резко спадают, что отражает периферическую природу взаимодействия. При обратной расстановке протонов величины Δ^2 получаются преимущественно большими (b,d). При вычислении величины Δ^2 π^- -мезон в случае (а, b) предполагается рожденным в нейтронной вершине, а в случае (с, d) - в протонной. Будем считать, что наш процесс идет в соответствии с диаграммами (а,с).

Обозначим быстрые и медленные протоны как P_n и P_p соответственно.

Неточность в разделении протонов на быстрые и медленные при импульсах первичного нейтрона $P_n < 4$ Гэв/с составляет 4%, а при $P_n > 4$ Гэв/с - 1,5%, если считать неразделенными события, где

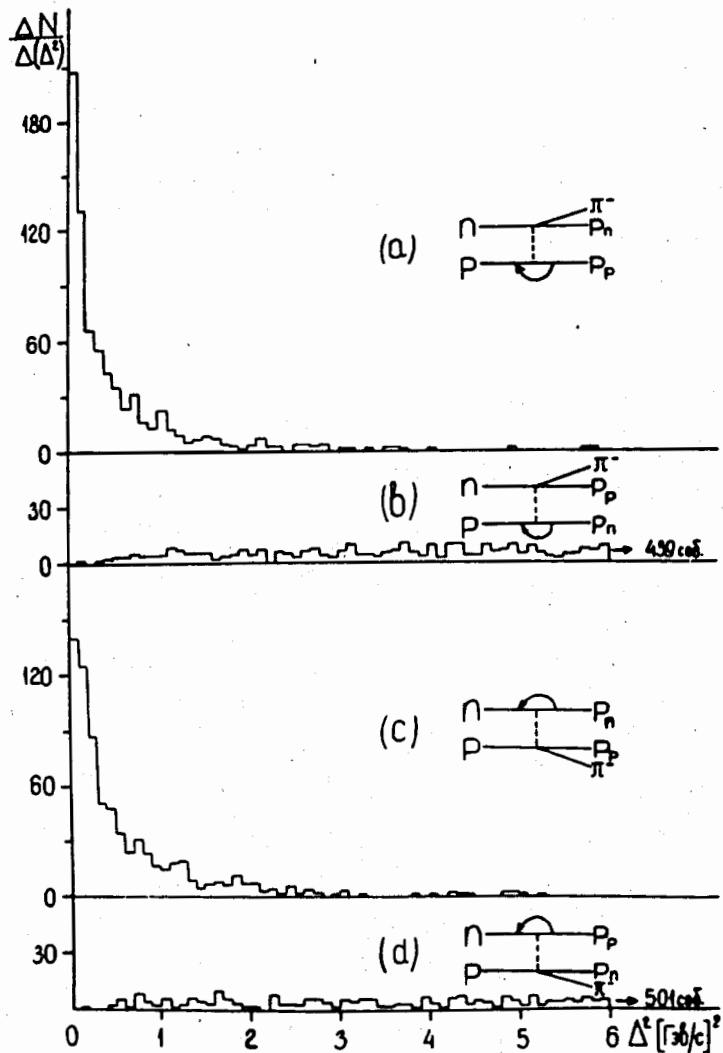


Рис. 6. Распределения по величине четырехмерного переданного импульса Δ^2 .

$$\frac{|P_p^{\sigma} - P_p^M|}{\sqrt{(\Delta P_p^{\sigma})^2 + (\Delta P_p^M)^2}} \leq 1. \quad (3)$$

В результате применения вышеизложенной процедуры мы имеем в конечном состоянии разные частицы p_n , p_p и π^- -мезон. Однако мы не знаем, в какой из вершин (см. рис. 6 а,с) – нейтронной или протонной – рождается π^- -мезон. Свяжем π^- -мезон с той или иной вершиной по величине Δ^2 . Для каждого случая считались две четырехмерные передачи (Δ_1^2, Δ_2^2) и событие относилось к той диаграмме, для которой величина Δ^2 оказывалась меньшей.

События, в которых π^- -мезон рождается в нейтронной вершине, обозначаются значком $q=0$, а в противном случае $q=1$. Вся статистика реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ разбивается на 452 события с $q=0$ и 304 события с $q=1$. При этом в 20% событий разность между величинами Δ^2 оказывается меньше одной ошибки их измерения. Данный процент не зависит от импульса первичного нейтрона.

На рис. 7 представлены распределения по величине Δ^2 для событий с $q=0$ и $q=1$. Верхний график рис. 7 иллюстрирует точность разделения. По оси абсцисс отложена величина

$$r = \frac{|\Delta_2^2 - \Delta_1^2|}{\sqrt{[\Delta(\Delta_2^2)]^2 + [\Delta(\Delta_1^2)]^2}}. \quad (4)$$

На рис. 8 представлены угловые распределения π^- -мезонов в с.ц.м. для событий с признаками $q=0$ и $q=1$. Видно, что для событий с $q=0$ π^- -мезоны сильно сколлапсированы вблизи направления 0° .

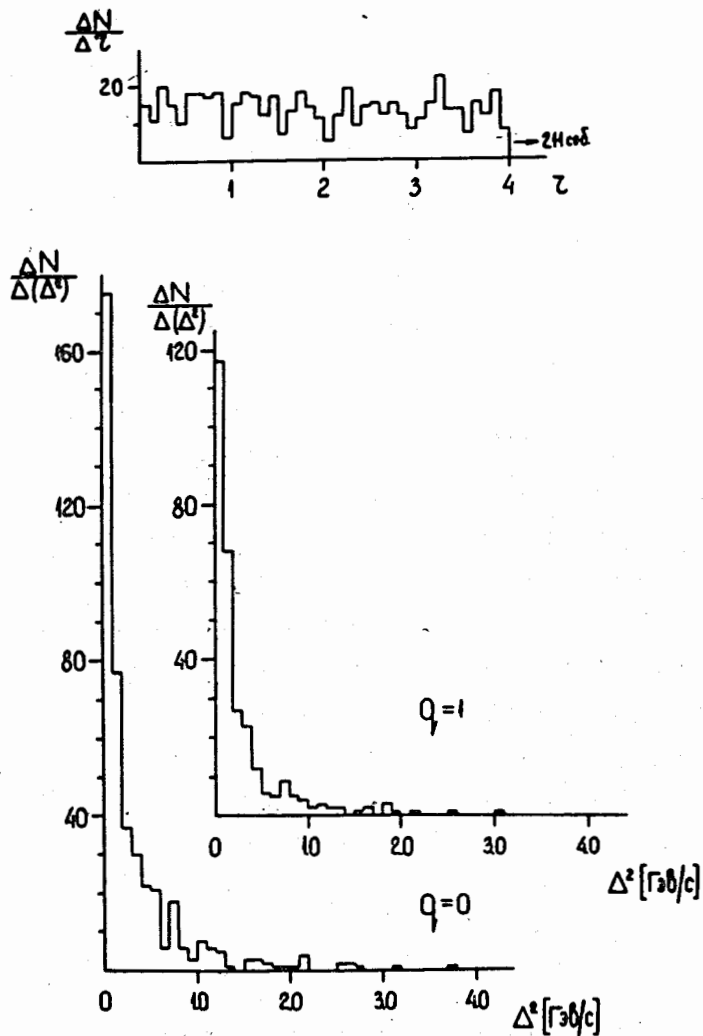


Рис. 7. Распределения по величине четырехмерного переданного импульса Δ^2 для событий с признаками $q=0$ и $q=1$.

На рис. 9,10,11 представлены распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$.

а) Рис. 9. Без разделения событий по признаку q . В распределение входит вся статистика.

б) Рис. 10. С разделением по признаку q . В распределение входит вся статистика.

с) Рис. 11. Без разделения по признаку q . События разбиты на три группы по величине импульса падающего нейтрона:

$$P_n < 4 \text{ ГэВ/с}, \quad 4 < P_n < 7 \text{ ГэВ/с}, \quad P_n > 7 \text{ ГэВ/с}.$$

Для вычисления эффективных масс брались экспериментально измеренные, а не подобранные фитирующей программой значения импульсов и углов частиц. В измеренных значениях импульсов частиц не учитывается поправка на ионизационные потери (исключение составляют импульсы частиц, определенные по пробегу). Однако сравнение распределений эффективных масс с учётом поправок ($M_{p_n \pi^-}^i; M_{p_p \pi^-}^i$) и без них ($M_{p_n \pi^-}^{\ominus}; M_{p_p \pi^-}^{\ominus}$) указывает на то, что эта поправка мала:

$$\frac{M_{p_n \pi^-}^{\ominus} - M_{p_n \pi^-}^i}{M_{p_n \pi^-}^{\ominus}} = (-0,7 \pm 3,2) \text{ МэВ/с}^2$$

$$\frac{M_{p_p \pi^-}^{\ominus} - M_{p_p \pi^-}^i}{M_{p_p \pi^-}^{\ominus}} = (-2,5 \pm 10,5) \text{ МэВ/с}^2.$$

Вследствие наличия примеси от других каналов и неточности в определении ошибок параметров треков подобранные значения могут быть искажены. Предположим, что все уравнения связи линейны в окрестности ошибок параметров, корреляции между ними малы и все параметры распределены по нормальному закону. Тогда выражение для i -того параметра (импульс и углы) после минимизации запишется в виде

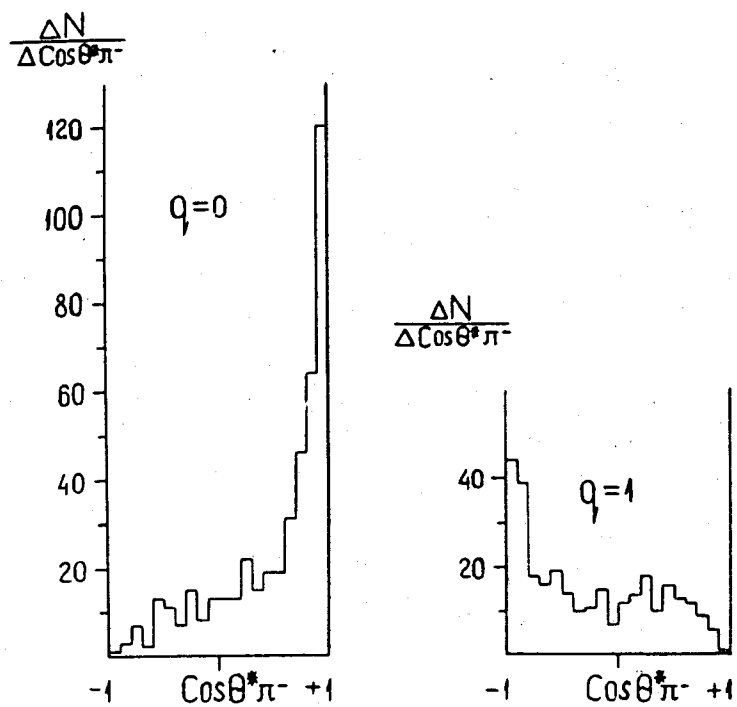


Рис. 8. Угловые распределения π^- -мезонов в с.ц.м. для событий с признаками $q=0$ и $q=1$.

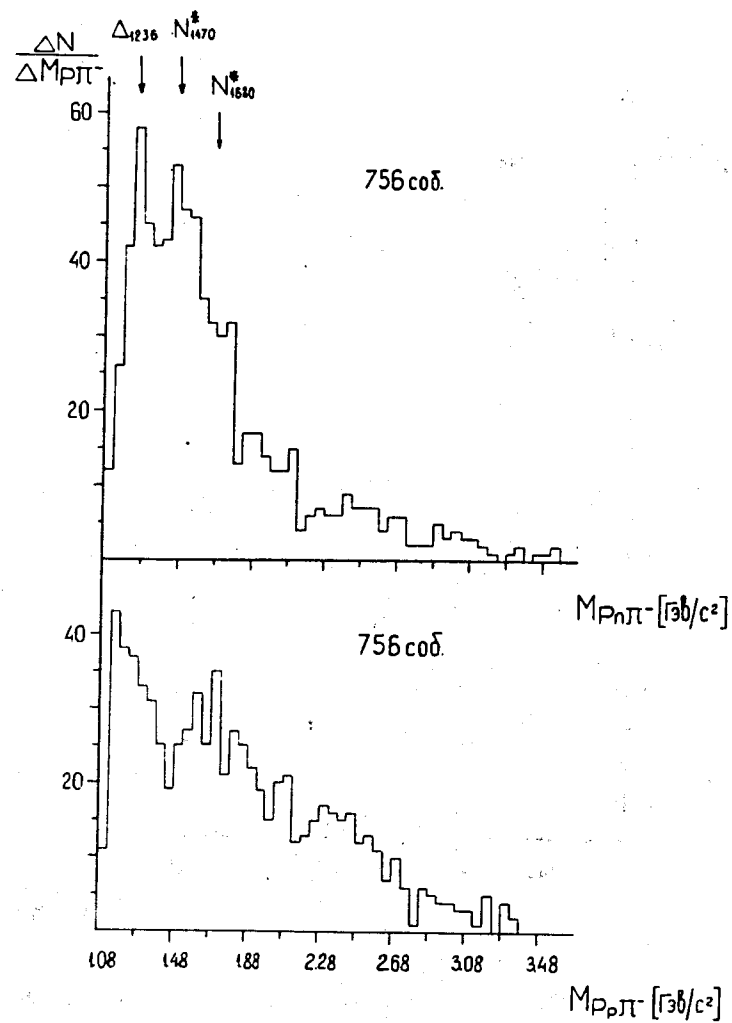


Рис. 9. Распределения эффективных масс $M_{p \pi^+}$ и $M_{p \pi^-}$.

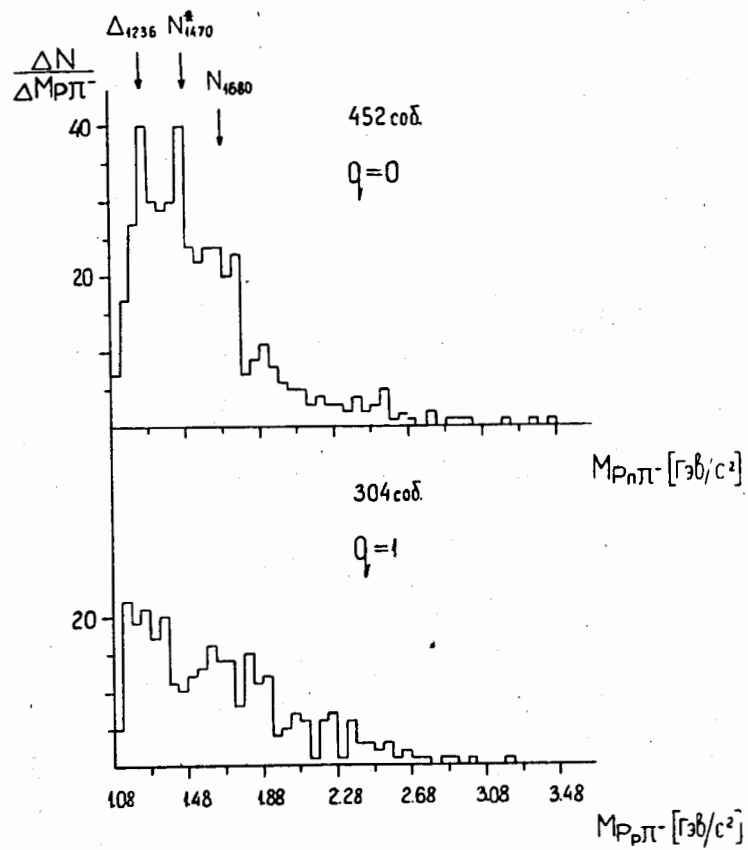


Рис. 10. Распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$ с разделением событий по признаку q .

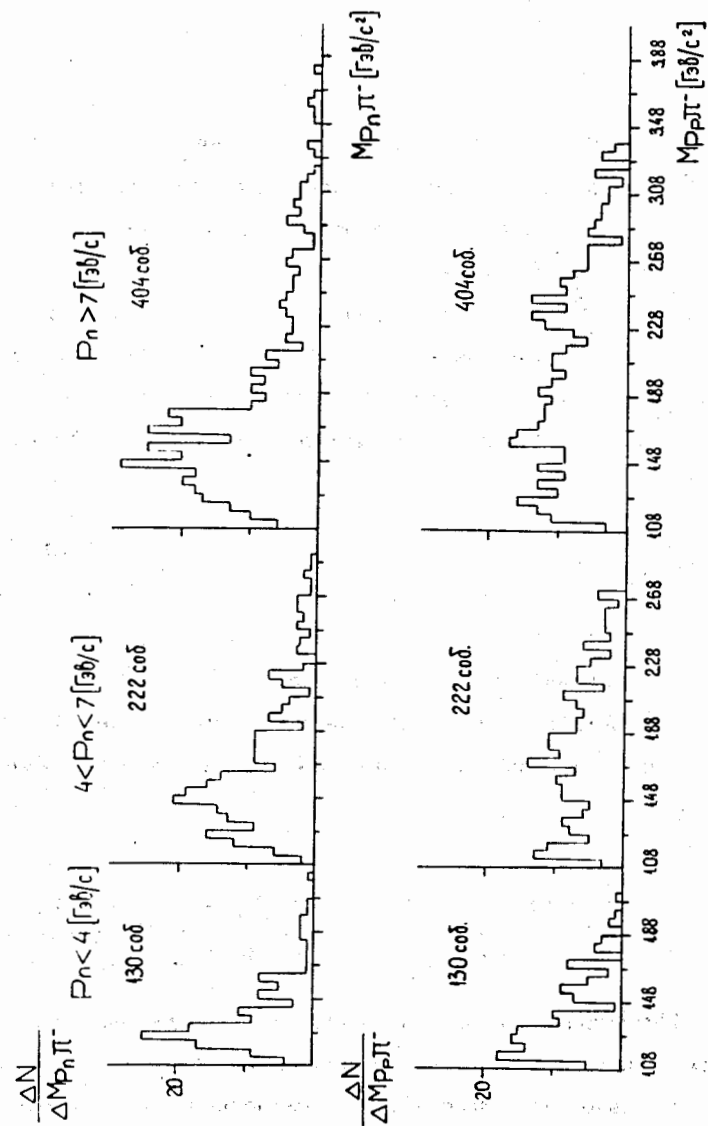


Рис. 11. Распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$ для событий, разбитых по величине импульса падающего нейтрона на три группы.

$$P_i^2 = P_{i\text{э}} - \left[\sum_{j=1}^3 \frac{\partial f_j}{\partial P_i} \cdot f_j \right]_{\text{э}} (\Delta P_{i\text{э}})^2, \quad (6)$$

где P_i и $P_{i\text{э}}$ - подобранные и измеренные значения параметра;
 f_j - разбаланс закона сохранения при экспериментальных значениях параметров; Δf_j - среднеквадратичное отклонение величины f_j ;
 $\Delta P_{i\text{э}}$ - ошибка в определении величины $P_{i\text{э}}$.

Суммирование ведется по числу уравнений связи. В нашем случае вследствие того, что абсолютное значение импульса первичного нейтрона неизвестно, одно из четырех уравнений связи идет на его определение. Коэффициент в квадратных скобках пропорционален величине χ_{min}^2 . так как

$$\chi_{\text{min}}^2 = \sum_{j=1}^3 \left(\frac{f_j}{\Delta f_j} \right)_{\text{э}}^2. \quad (7)$$

Из (6) видно влияние примеси (большие значения χ_{min}^2) и ошибок параметров на величину P_i . Оценка величины искажений показала, что их вклад наиболее значителен для малых значений эффективной массы $M_{p\pi^-}$:

$$\frac{\tilde{M}_{p\pi^-} - M_{p\pi^-}}{M_{p\pi^-}} = \begin{cases} (20 \pm 50) \text{ Мэв/с}^2 & 1,08 < M_{p\pi^-} < 1,35 \text{ Гэв/с}^2 \\ (10 \pm 70) \text{ Мэв/с}^2 & 1,35 < M_{p\pi^-} < 1,8 \text{ Гэв/с}^2 \\ (-2,5 \pm 80) \text{ Мэв/с}^2 & M_{p\pi^-} > 1,8 \text{ Гэв/с}^2, \end{cases}$$

где $\tilde{M}_{p\pi^-}$ - эффективная масса, полученная из подобранных значений. Таким образом видно, что подобранные значения масс систематически сдвинуты относительно экспериментально измеренных, что приводит к искажению распределений, особенно в области малых масс.

Из рис. 9,10,11 видно существенное различие в распределениях эффективных масс $M_{p_n\pi^-}$ и $M_{p_p\pi^-}$. Изобары образуются преимущественно в нейтронной вершине. Отчётливо видны пики в области изобар $\Delta(1236)$ и $N^*(1470)$. Имеется также подъем в области масс, соответствующей изобаре $N^*(1688)$. С увеличением импульса падающего нейтрона растет доля тяжелых изобар. В распределении масс $M_{p_p\pi^-}$ виден пик в области изобары $\Delta(1236)$.

На рис. 12 приведено полное сечение реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ в зависимости от импульса падающего нейтрона.

При получении сечения были учтены поправки: на величину примеси в зависимости от импульса падающего нейтрона, на неизмеримые события, на эффективность просмотра и на потерю событий с импульсом протона $P_p < 140 \text{ Мэв/с}$.

Неточность в определении сечений состоит из статистических ошибок, методических - в определении формы импульсного спектра падающих нейтронов - и ошибок в перечисленных выше поправках. Для методических ошибок не превышает 30% .

Сечение реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ в зависимости от импульса первичного нейтрона имеет спадающую форму до 4 Гэв/с и затем выходит на плато.

В заключение перечислим наиболее важные, на наш взгляд, результаты, приведенные в данной работе:

- а) периферический характер взаимодействия;
- б) существенное отличие распределений эффективных масс $M_{p_n\pi^-}$ от $M_{p_p\pi^-}$;
- в) полное сечение реакции $pn \rightarrow pp\pi^-$ в зависимости от импульса падающего нейтрона в диапазоне от 2 до 10 Гэв/с.

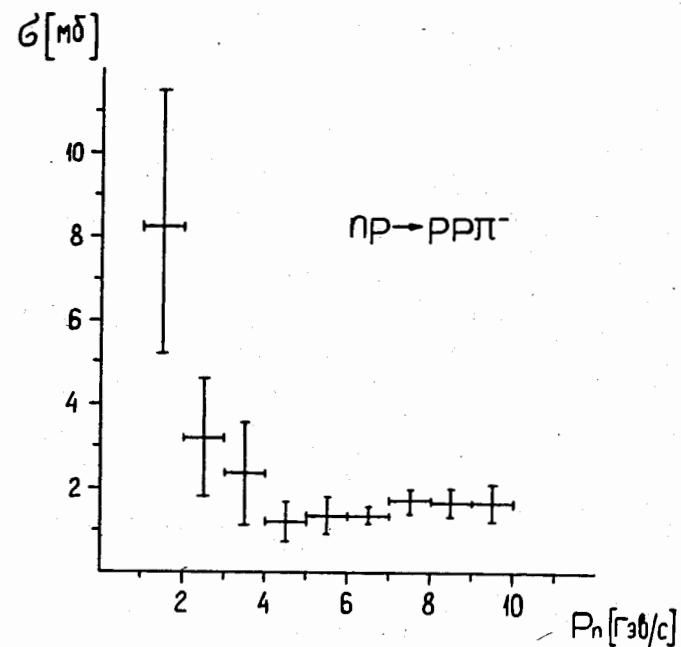


Рис. 12. Полное сечение реакции $p + n \rightarrow p + p + \pi^-$ в зависимости от величины импульса падающего нейтрона.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган Чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, **1**, 41 (1959).
2. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ Р1-3909, Дубна 1968; В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, **9**, 3, 565 (1969); Ю.А. Троян. Автореферат диссертации, ОИЯИ, Дубна, 1969.
3. D.V. Bugg, D.C. Salter and Y.H. Stafford. Phys. Rev., **146**, 980 (1966).
4. M.L. Perl, J. Cox, M.J. Longo and M.N. Kreisler. SLAC-PUB-622 (1969).
5. О.В. Благонарава и др. Препринт ОИЯИ 2005, Дубна, 1965.
6. З.М. Иванченко, А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ, Р-2399, Дубна, 1965.
7. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-4642, Дубна 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1970 года.