

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46.2г
А-139

14/11-75
1 - 8565

1415/2-75

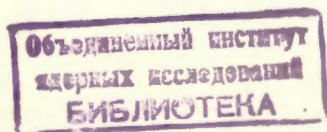
А. Абдвалиев, К. Бешлиу, А. П. Гаспарян,
А. П. Иерусалимов, Д. К. Копылова, Ф. Которобай,
М. С. Левицкий, В. И. Мороз, А. В. Никитин, Ю. А. Троян

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ
пр -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ
МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ 1-5 ГЭВ/С

1975

А. Абдивалиев,¹ К. Бешлиу,² А. П. Гаспарян,
А. П. Иерусалимов, Д. К. Копылова, Ф. Которобай,
М. С. Левицкий, В. И. Мороз, А. В. Никитин, Ю. А. Троян

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ
пр -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ
МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ 1-5 ГЭВ/С



¹ Ленинадский государственный педагогический институт.

² Бухарестский университет.

1-метровая водородная пузырьковая камера^{/1/} ЛВЭ ОИЯИ была облучена монохроматическими нейтронами от стриппинга дейтонов, ускоренных в синхрофазотроне. Дейтоны падали на мишень из Al толщиной 1 см. Ось канала нейтронов проходила под углом 0° к траектории дейтонов в ускорителе в точке мишени. Пучок нейтронов формировался двумя стальными коллиматорами, которые давали изображение пучка на передней стенке камеры размером $\sim 5 \times 4,7$ см². Камера расположена на расстоянии 140 м от мишени. Примесь в канале частиц другого сорта отсутствовала благодаря очищающему полю ускорителя и малому телесному углу, в котором идет пучок нейтронов. Всего получено 200 тыс. фотографий при 8 значениях импульса нейтронов в интервале от 1 до 5 ГэВ/с, на которых зарегистрировано более 1,5 млн. звезд пр-взаимодействий.

Целью данной работы является получение топологических сечений пр-взаимодействий, которые, помимо физического интереса, необходимы для последующего определения сечений каналов отдельных реакций.

Метод определения топологических сечений

Для этой цели было использовано около 200 тыс. звезд. Полное число звезд при каждой энергии нормировалось на полное сечение пр-взаимодействий^{/2/}, известное с точностью около 1%. Тогда топологические сечения 1-, 3-, 5- и 7-лучевых звезд равны:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{tot}}{N_{tot}} N_i \quad /1/$$

Здесь $i = 1, 3, 5, 7$ - число событий данной топологии.

В решении этой задачи имеется методическая трудность, связанная со спецификой нейтронного облучения /не видна начальная частица/ и конструктивными особенностями камеры. Стальное входное окно камеры по количеству вещества эквивалентно ~ 50 см жидкого водорода. Вслед за окном находится объем водорода длиной 50 см, который не просматривается объективами. На 100 см водорода из полного числа первичных нейтронов при импульсе около 5 ГэВ/с провзаимодействует примерно 14%.

Вследствие изотопической симметрии p -взаимодействий в конечном состоянии должно в среднем образовываться одинаковое число зарядово-сопряженных частиц. Например, $\bar{n}_{\pi^+} = \bar{n}_{\pi^-}$, $\bar{n}_n = \bar{n}_p$. Для \bar{n}_n и \bar{n}_p , используя закон сохранения барионного заряда и пренебрегая процессами с рождением гиперонов /вклад их меньше 1%/ , можно получить, что

$$\bar{n}_n = \bar{n}_p = 1. \quad /2/$$

Следовательно, можно считать, что сколько нейтронов выбывает из первичного пучка в результате столкновений с протонами, столько же рождается вторичных нейтронов.

Еще одним источником фоновых нейтронов могут быть взаимодействия первичных и вторичных нейтронов с ядрами железа входного окна, задней стенки камеры, стекла и раstra. При этом может возникнуть значительное количество малоэнергичных / $P_n < 0,3$ ГэВ/с/ нейтронов с практически изотропным угловым распределением.

Однако, хотя примесные нейтроны разного рода должны быть учтены для правильного определения топологических сечений выбранным нами методом, они несущественны для физической обработки каналов реакций, выделяемых при помощи программы идентификации, т.к. в область углов и импульсов первичного пучка их попадает не более 1%.

Отбор звезд производился по всей площади кадра на просмотрном столе, где изображение близко к натуральному. Измерялась координата Y вершины звезды относительно линии, проходящей через реперные кресты

/пучок идет вдоль оси X /. Для однолучевых звезд вершина выбиралась из соображений сохранения заряда. В случае коротких треков, когда кривизну определить невозможно, вершина определялась так, чтобы угол между треком и осью X камеры не превышал 90° . В статистику брались звезды с длиной трека $l \geq 0,2$ см. При просмотре не накладывалось ограничений на нахождение вершины звезды внутри объема камеры.

На рис. 1 приведены распределения по величине Y для 1-, 3- и 5-лучевых событий при импульсе падающих нейтронов около 5 ГэВ/с. Площади под гистограммами отнормированы на единицу. Ясно, что в отсутствие вторичных звезд гистограммы должны быть идентичными.

Подложка минимальна для 5-лучевых звезд и максимальна для однолучевых. Среди отобранных однолучевых звезд имеется примесь / 12% / событий, у которых вершина находится в стекле или в дне камеры /случай "стекло - дно"/.

Из рис. 1 следует, что первичный пучок нейтронов концентрируется по величине координаты Y в интервале от 4 до 9 см. Края распределений обусловлены примесными нейтронами /вторичными от пучка и фоновыми/. Для определения числа звезд, рожденных только первичными нейтронами, требуется корректно оценить величину фона в интервале 4-9 см. С этой целью было проведено моделирование взаимодействий с учетом конструктивных особенностей камеры. При моделировании считалось, что первичные нейтроны пучка могли взаимодействовать в стали окна /которая пересчитывалась на водородный эквивалент/, в невидимом объеме камеры и в фотографируемой области. Вторичные нейтроны от пучка взаимодействовали только с водородом. Источники малоэнергичных нейтронов не учитывались.

Данные по угловым и импульсным характеристикам вторичных нейтронов и топологические сечения, необходимые для моделирования, были взяты из материала, полученного при облучении 55-сантиметровой пропановой камеры нейтронами сплошного импульсного спектра от 2 до 10 ГэВ/с /3/ и компиляции /2/.

В результате моделирования определялась величина подложки по отношению к полному числу звезд данной

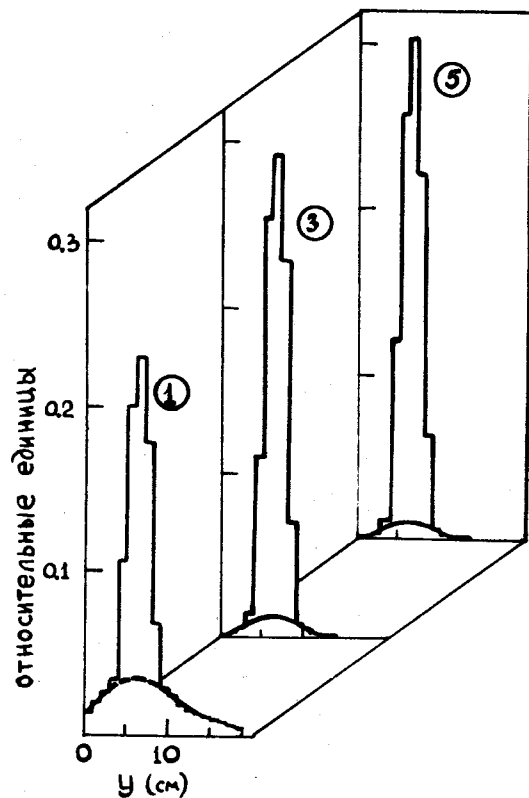


Рис. 1. Распределение по координате Y 1-, 3- и 5-лучевых звезд в относительных единицах для импульса падающих нейтронов ≈ 5 ГэВ/с.

топологии и ее форма. На рис. 1 подложка, полученная путем моделирования, нанесена в виде сплошной линии на распределения по координате Y для 3- и 5-лучевых звезд. Видно, что кривая хорошо описывает края распределения и не имеет существенных подъемов в области первичного пучка.

В результате моделирования относительная доля подложек ко всем звездам данной топологии при $P_n = 5$ ГэВ/с получилась: $a_1 = 17\%$, $a_3 = 9\%$, $a_5 = 7\%$ / a_1 - однолучевые

a_3 - 3- и a_5 - 5-лучевые звезды/. Подложка для 1-лучевых звезд получилась значительно меньше экспериментально наблюдаемой, даже если учесть случаи "стекло - дно", что указывает на присутствие малоэнергичного фона. Для его определения рассмотрим распределения по Y однолучевых звезд с разной длиной треков /рис. 2/. Рис. 2а - распределение случаев "стекло - дно", 2б - распределение однолучевых звезд с длиной

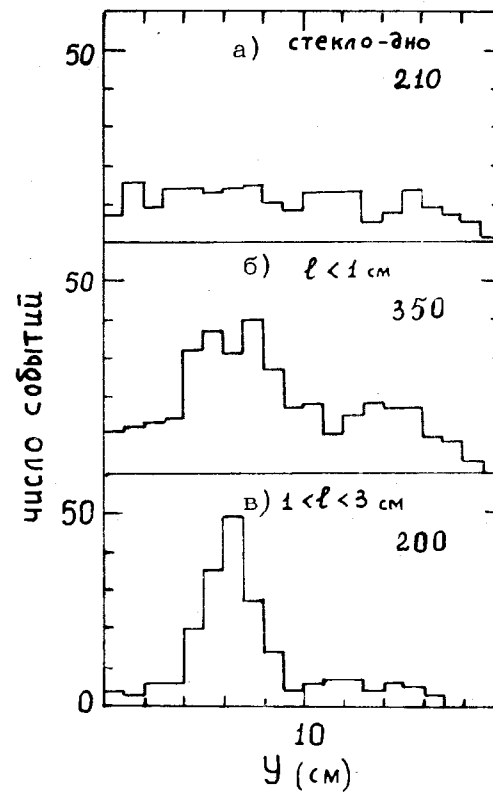


Рис. 2. Распределение по координате Y для однолучевых звезд с различными длинами треков: 2а - случаи "стекло - дно", 2б - случаи с $l < 1$ см, 2в - случаи с $1 < l < 3$ см для импульса падающих нейтронов ≈ 5 ГэВ/с.

трека < 1 см, 2σ - то же для длин $1 < \ell < 3$ см. Распределения построены для импульса первичного пучка $P_n \approx 5$ ГэВ/с и полного числа однолучевых звезд, равного $N_i=1800$. Видно, что форма для случаев "стекло - дно" близка к равномерной. Длины $\ell = 0,2; 1$ и 3 см соответствуют импульсам протонов отдачи, равным $100, 150$ и 200 МэВ/с. Из рис. 26, 2в видно, что формы распределений резко меняются с увеличением импульса протонов отдачи.

При $P_n \approx 5$ ГэВ/с сечение однолучевых звезд составляет ≈ 20 мб^{3/2}. Половину этого сечения составляет упругое рассеяние ^{1/2}. Зная наклон в t -распределении для упругого рассеяния и предполагая, что в неупругих процессах этот наклон приблизительно в 2 раза меньше, можно оценить долю однолучевых звезд с разными импульсами протонов отдачи при учете только взаимодействий первичных и вторичных нейтронов. В области импульсов протонов отдачи $150 > P > 100$ МэВ/с она не превышает 7% /эти события концентрируются в области первичного пучка/. На опыте после вычитания случаев "стекло - дно" из полного числа звезд эта доля составляет 22%, как это следует из рис. 26. Оценка доли звезд от первичных и вторичных нейтронов с $200 > P > 150$ МэВ/с согласуется с экспериментальными данными /рис. 2/.

Очевидно, излишек событий с $150 > P > 100$ МэВ/с обусловлен источниками малоэнергичных нейтронов. Если на рис. 2в вычесть долю, обусловленную первичными и вторичными нейтронами, то распределение оставшихся случаев близко к равномерному.

Таким образом, если в 3- и 5-лучевых звездах форма и величина подложки полностью определяется вторичными нейтронами, то в 1-лучевых звездах подложка содержит 3 компоненты: случай "стекло - дно" с равномерным распределением по Y , вклад от источников малоэнергичных нейтронов, имеющих также равномерное распределение по Y , вклад от вторичных нейтронов. Аналогичная обработка была проведена при $P_n=1,2; 3,7$ ГэВ/с. Во всех случаях моделирование взаимодействий первичных нейтронов дает хорошее описание формы распределений для 3- и 5-лучевых звезд и во всех случаях подложка в 1-лу-

чевых звездах выше получаемой при моделировании. С другой стороны, при всех трех энергиях формы распределений случаев "стекло - дно" и малоэнергичного фона близки к равномерным. Анализ данных моделирования и построений типа рис. 2 позволяет получить процентный состав подложек для однолучевых событий:

$$\begin{aligned} a_1^{1,2} &= /5+6+6,5/\% = /17,5 \pm 1/\% \\ a_1^{3,7} &= /10+12+11/\% = /33 \pm 2/\% \\ a_1^5 &= /12+14,5+12,5/\% = /39 \pm 2/\%. \end{aligned} \quad /3/$$

Здесь верхний индекс у a означает импульс падающих нейтронов, нижний - множественность; первая цифра в скобках соответствует случаям "стекло - дно", вторая - малоэнергичным нейтронам, третья - вторичным нейтронам. Если на экспериментальных распределениях однолучевых звезд провести общую кривую, экстраполируя "края" распределения в область пучка, то доля подложки к общему числу звезд, полученная таким образом, составит $a_1^{1,2} = 20\%$, $a_1^{3,7} = 36\%$, $a_1^5 = 38\%$. Сравнение с цифрами из /3/ показывает, что эта процедура достаточно точна. Отметим, что знание подложки с точностью до 2% дает ошибку в сечении 1-лучевых звезд для $P_n \approx 5$ ГэВ/с не более 1%, а для меньших энергий еще меньше. Поэтому в дальнейшем при всех энергиях кривые, описывающие подложки, проведены от руки /на рис. 1 для 1-лучевых звезд кривая проведена таким же образом/.

Формы распределений, получаемых для 1-, 3- и 5-лучевых звезд, после вычитания подложек совпадают при всех энергиях первичного пучка в пределах одной статистической ошибки.

Изменение величины малоэнергичного фона в зависимости от P_n можно объяснить следующим образом. Полное и неупругое сечение взаимодействия частиц с ядрами ^{4/} в нашем интервале энергий практически не меняется. Однако средняя множественность малоэнергичных нейтронов от развала ядер $/P_n \leq 0,3$ ГэВ/с/ растет пропорционально корню квадратному из кинетической энергии падающих частиц в области от 1 до 5 ГэВ. Из /3/ с учетом поправки на величину сечения однолучевых звезд малоэнергичный фон меняется

с энергией как: $\tau_5 : \tau_{3,7} : \tau_{1,2} = 2,3 : 1,9 : 1$, что хорошо согласуется с зависимостью от \sqrt{T} .

Оценка импульсов падающих нейтронов

Как будет видно из дальнейшего, топологические сечения являются плавными функциями импульса падающих нейтронов, не имеющими нигде резких изменений. Поэтому достаточно привести оценку средних значений импульсов падающих нейтронов и их дисперсий. Оценка импульсов падающих нейтронов производилась путем выделения реакции $np \rightarrow pp\pi^-$, суммарный импульс вторичных частиц которой равен импульсу падающего нейтрона. Использование критериев отбора этой реакции требует знания направления канала нейтронов относительно оптических осей камеры. В случае неполяризованного пучка суммарный импульс всех видимых треков направлен по каналу нейтронов. Для расчетов использовалось около 25 000 треков. Азимутальные и полярные углы канала получились одинаковыми для всех значений P_n и равными

$$\beta_k = 0,0257 \pm 0,0015$$

$$\text{tg } \alpha_k = 0,0010 \pm 0,0019.$$

Выделение реакции $np \rightarrow pp\pi^-$ производилось при помощи функции $f_\infty = P \sum \cos \theta - E \sum + m_p$, называемой асимптотой, которая для указанной реакции равна $f_\infty^{pp\pi^-} = (E_n - P_n)^{5/2}$. На рис. 3 представлено типичное распределение по асимптоте для событий, образованных нейтронами с импульсом 3,8 ГэВ/с. Ясно виден резкий пик в области - 0,113 ГэВ, обязанный присутствию случаев реакции $np \rightarrow pp\pi^-$. В дальнейшем эти события отбирались с условием, чтобы для них значение асимптоты было заключено в пределах $f_\infty - 0,03 < f_\infty < f_\infty + 0,03$ ГэВ. На отобранные таким образом события накладывалось дополнительное условие, так, чтобы суммарный импульс вторичных частиц составлял с направлением канала углы, не большие, чем $\Delta \beta \sum = \pm 0,0090$ и $\Delta \text{tg } \alpha \sum = \pm 0,0090$. /На рис. 3 зачерненные события - это события, отобранные по угловому критерию/.

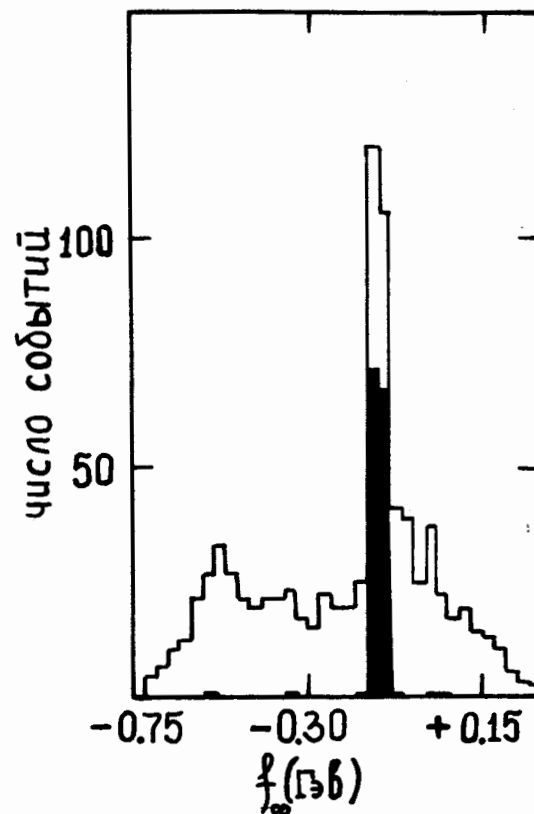


Рис. 3. Распределение 3-лучевых звезд по величине $f_\infty = P \sum \cos \theta - E \sum + m_p$ для импульса падающих нейтронов $\approx 3,8$ ГэВ/с /зачерненные события - события реакции $np \rightarrow pp\pi^-$, отобранные по угловому критерию/.

Пример спектра первичных нейтронов для импульса падающих нейтронов $\approx 3,8$ ГэВ/с показан на рис. 4.

Полученные таким образом восемь значений средних импульсов нейтронов, при которых производилось облучение и их дисперсии, приведены в табл. 1.

Отметим, что истинная ширина импульсного спектра падающих нейтронов меньше указанной в таблице, т.к. в приведенные ширины входит экспериментальная ошибка измерения треков.

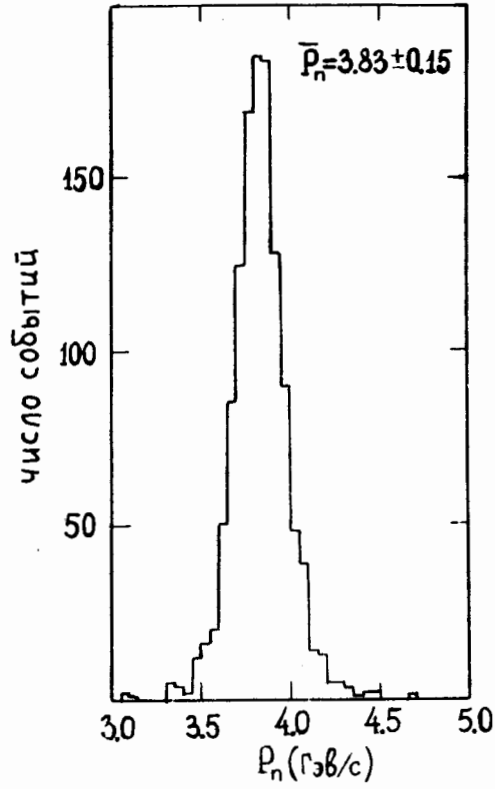


Рис. 4. Спектр суммарных импульсов из реакции $p + p \rightarrow pp + \pi^-$ для импульсов падающих нейтронов $\sim 3,8 \text{ ГэВ/с}$.

Топологические сечения и поправки к ним

В нашем подходе определения топологических сечений важно, чтобы эффективность просмотра для звезд различной топологии была одинаковой. Каждая серия пленок, полученная при облучении камеры нейтронами одного импульса, просматривалась дважды. Кроме этого, выборочно проводился третий просмотр. В результате

было получено, что в разных просмотрах значения $\frac{N_i}{N_{\text{tot}}}$

Таблица 1

P_n / ГэВ/с /	σ_{tot} / мб /	σ_1 / мб /	σ_3 / мб /	σ_5 / мб /	σ_7 / мб /
$1,25 \pm 0,05$	$37,5 \pm 0,4$	$36,1 \pm 0,6$	$1,45 \pm 0,06$	-	-
$1,42 \pm 0,05$	$39 \pm 0,3$	$36,5 \pm 0,6$	$2,50 \pm 0,10$	-	-
$1,72 \pm 0,07$	$40 \pm 0,2$	$35,9 \pm 0,6$	$4,10 \pm 0,15$	-	-
$2,23 \pm 0,09$	$42,0 \pm 0,1$	$33,3 \pm 0,6$	$8,70 \pm 0,30$	-	-
$3,10 \pm 0,12$	$43,0 \pm 0,1$	$29,2 \pm 0,6$	$13,50 \pm 0,50$	$0,26 \pm 0,02$	-
$3,83 \pm 0,15$	$42,5 \pm 0,1$	$26,7 \pm 0,6$	$15,20 \pm 0,50$	$0,61 \pm 0,04$	$0,007 \pm 0,003$
$4,37 \pm 0,18$	$42,3 \pm 0,1$	$25,0 \pm 0,5$	$16,30 \pm 0,50$	$1,02 \pm 0,06$	$0,008 \pm 0,003$
$5,09 \pm 0,22$	$42,0 \pm 0,1$	$22,8 \pm 0,5$	$17,50 \pm 0,50$	$1,70 \pm 0,08$	$0,030 \pm 0,005$

для $i = 1, 3, 5$ и при всех P_n совпали в пределах одной статистической ошибки.

В числе отобранных звезд различной топологии возможны также и другие искажения. Потери в однолучевых звездах из-за нерегистрации протонов с $P_p \leq 100$ МэВ/с при импульсе нейтронов $P_n = 5$ ГэВ/с составляют $\sim 5\%$ и постепенно уменьшаются до 2% при $P_n = 1,2$ ГэВ/с. Потеря 3- и 5-лучевых случаев из-за одного короткого трека пренебрежимо мала.

Случай вторичного взаимодействия в однолучевых звездах, которые имитируют 3- и 5-лучевые события,

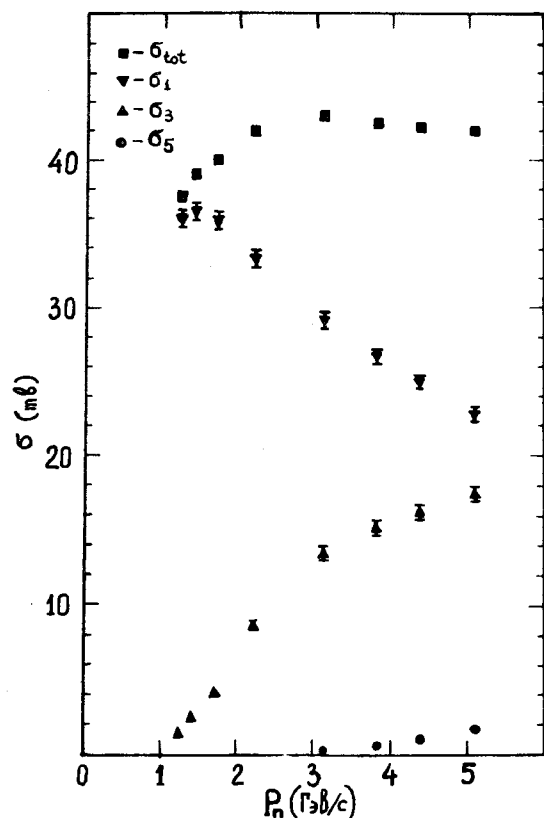


Рис. 5. Топологические сечения при взаимодействиях в диапазоне импульсов падающих нейтронов $1,2 \div 5$ ГэВ/с.

легко идентифицируются, и относительная доля сомнительных случаев ко всем 1-лучевым звездам при всех энергиях меньше $0,1\%$. Примесь однолучевых звезд с вторичным взаимодействием в 3-лучевых событиях при $P_n = 1,2$ ГэВ/с составляет $\sim 1\%$ и плавно уменьшается до $0,1\%$ при $P_n = 5$ ГэВ/с. В 5-лучевых звездах примесь практически отсутствует.

Принятая процедура вычитания подложки и неуверенность в оценке вводимых поправок лимитируют окончательную точность в определении топологических сечений. Топологические сечения мы определяем с точностью не лучше 2% . В табл. 1 и на рис. 5 представлены значения топологических сечений.

По топологии к $(n+2)$ -лучевым звездам нами относились n -лучевые события с парой Далитца. Если требуется знать топологические сечения для звезд, где все треки оставлены адронами, то необходимо ввести соответствующие поправки /в табл. 1 и на рис. 5 сечения даны без внесения этих поправок/. Долю событий с парами Далитца можно оценить при просмотре, идентифицируя электроны и позитроны, а также используя изотопические соотношения между различными реакциями в NN-взаимодействиях и привлекая значения вероятности распада π^0 -мезона по каналу $\gamma e^+ e^-$.

Анализ поправок на пары Далитца приводит к следующим выводам:

а/ потери в однолучевых звездах растут от $0,1\%$ при $P_n = 1,2$ ГэВ/с до 1% при $P_n = 5$ ГэВ/с;

б/ примесь событий с парами Далитца в 3-лучевых звездах уменьшается от 2% при $P_n = 1,2$ ГэВ/с до 1% при $P_n = 5$ ГэВ/с;

в/ в 5-лучевых звездах при $P_n = 3 \div 5$ ГэВ/с примесь составляет 5% ;

г/ в 7-лучевых событиях при $P_n = 3 \div 5$ ГэВ/с примесь равна 25% .

В заключение авторы выражают благодарность коллективам отделов, обслуживающим ускоритель, криогенному отделу, отделу эксплуатации физической аппаратуры и отделу водородных камер за проведение облучения, старшему инженеру В.И.Котову за помощь в наладке канала

нейтронов, лаборантам ЛВЭ и ЛВТА за помощь в просмотре и измерении событий.

Литература

1. A. V. Belonogov et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 20, 114 (1963).
2. O. Benary et al. *NN and ND Interactions (Above 0.5 GeV/c) a Computation. UCRL-2000 NN*, 1970.
3. А. П. Гаспарян, А. В. Никитин, Ю. А. Троян. *ЯФ*, 14, 764 /1971/. Препринт ОИЯИ Р1-5665, Дубна, 1971.
4. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев. "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами". Москва, Атомиздат, 1972.
5. А. П. Гаспарян, А. В. Никитин, Ю. А. Троян. Препринт ОИЯИ, 1-5538, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1975 года.