

С 343e2

A-139

4571/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/xi-76

1 - 9924

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

НАБЛЮДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПОД УГЛОМ 0° ,
КУМУЛЯТИВНО РОЖДЕННЫХ В РЕАКЦИИ
 $d+Al \rightarrow n+\dots$ ПРИ ИМПУЛЬСАХ
ПАДАЮЩИХ ДЕЙТРОНОВ ОТ 2,5 ДО 10,2 ГЭВ/С

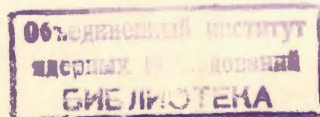
1976

1 - 9924

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

НАБЛЮДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПОД УГЛОМ 0° ,
КУМУЛЯТИВНО РОЖДЕННЫХ В РЕАКЦИИ
 $d+Al \rightarrow n+\dots$ ПРИ ИМПУЛЬСАХ
ПАДАЮЩИХ ДЕЙТРОНОВ ОТ 2,5 ДО 10,2 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



Целью настоящего эксперимента является изучение спектров нейтронов, возникающих во взаимодействиях релятивистских дейтронов с мишенью из Al. При этом, в отличие от нашей ранней работы ^{/1/}, где изучалась стриппинговая часть спектра, здесь рассматривается высокоэнергичная часть спектра. Как будет видно из дальнейшего, спектр нейтронов простирается в нашем эксперименте до импульсов, почти равных импульсу налетающего дейтрона, т.е. значительно дальше, чем если бы нейтроны возникали в NN-взаимодействиях, где один из нуклонов - из дейтрона, другой - из Al-мишени. В настоящее время в мировой литературе такие частицы называются кумулятивными ^{/2/}. Кумулятивно рожденные протоны наблюдались в ряде экспериментов ^{/3/} в $\pi(N)$ -ядерных взаимодействиях и наблюдались, в основном, в задней полусфере в лабораторной системе координат.

Постановка нашего эксперимента подробно описана в ^{/1/}. Дейтроны падали на Al-мишень, помещенную внутри синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ.

Нейтроны из реакции $d + Al$ отбирались под 0° к первичному пучку в телесном угле $\sim 10^{-7}$ ср. Детектором нейтронов являлась однометровая водородная пузырьковая камера. Эксперимент выполнялся при 5 импульсах падающих дейтронов: 2,5; 3,46; 4,46; 7,66 и 10,2 ГэВ/с.

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

Основной методической проблемой в данной работе являлось восстановление импульсного спектра падающих на камеру нейтронов. Спектр восстанавливался после анализа 3-лучевых звезд pr -взаимодействий. В наблюдаемых 3-лучевых звездах возможны следующие реакции pr -взаимодействий:

$np \rightarrow pp \pi^-$	/1/
$pp \pi^- \pi^0$	/2/
$np \pi^+ \pi^-$	/3/
$np \pi^+ \pi^- (k \pi^0) \quad k=1,2 \dots$	/4/
$pn \pi^+ \pi^+ \pi^- (k \pi^0) \quad k=0,1,2, \dots$	/5/

Из общего числа 3-лучевых звезд при данном P_d отбирались звезды с суммарным импульсом видимых треков $P_\Sigma > \bar{P}_n^s + 2\Delta P_n^s$ и ошибкой $\delta P_\Sigma = \frac{\Delta P_\Sigma}{P_\Sigma} < 10\%$, где

\bar{P}_n^s - среднее значение импульса стриппинговых нейтронов, а ΔP_n^s - ширина стриппингового спектра. Среднее значение относительных ошибок δP_Σ в отобранной группе событий не отличалось от δP_Σ для другой произвольно выбранной группы событий. Критерии отбора событий реакции /1/, где $P_n = P_\Sigma$, соответствовали критериям, использованным в работе /1/. Импульсы нейтронов, которые образовывали звезды реакций 2,3,5, определялись из уравнения баланса энергии для данной звезды при соответствующих предположениях о массах видимых и нейтральных частиц /4/. Чтобы из нескольких гипотез о событии выбрать правильную, проводилась идентификация положительных частиц в звезде /ионизация, π -и- e -распад и т.д./. Дополнительная идентификация быстрых частиц возможна после сравнения импульсных спектров положительных и отрицательных частиц. Пример такого сравнения приведен на рис. 1 для $P_d = 4,46 \text{ ГэВ/с}$. Из рисунка видно, что все положительные частицы с $P_+ > P_+^{гр}$ можно считать протонами. Ошибка, которая может быть при этом допущена, составляет в среднем 2%. В случае, если событие удовлетворяло нескольким гипотезам, предпочтение отдавалось тем из них, где нуклоны в с.с.м. летят в разные полусферы /4/.

Максимальными значениями для P_n считались значения импульсов падающих дейтронов. Гипотеза, по которой $P_n > P_d$, отбрасывалась. Если после применения всей

вышеуказанной процедуры для события осталось n гипотез, то найденным P_n приписывались веса $1/n$. Среднее число гипотез о событии в кумулятивной области оказалось равным 1,4. Для определения оценочного импульса в гипотезе /4/ в уравнение баланса энергии закладывалась масса M , равная среднему значению эффективной массы улетающих нейтрона и π^0 -мезонов /4/.

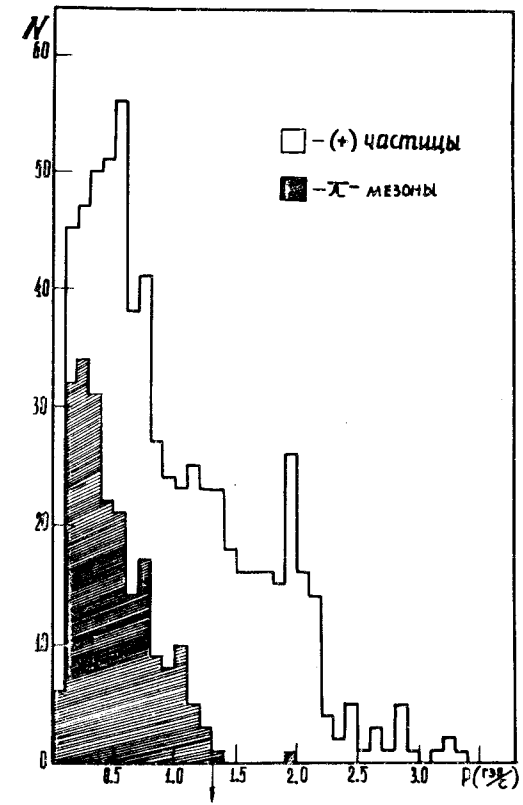


Рис. 1. Импульсные распределения положительных и отрицательных частиц из 3-лучевых звезд /для $P_d = 4,46 \text{ ГэВ/с}$. Положительные частицы с $p > p^{гр}$ /указано стрелкой/ считались протонами.

Для значений импульсов дейтронов $4,46$ и $7,66 \text{ ГэВ/с}$ - $M = 1,21 \text{ ГэВ}$, а для $P_d = 10,2 \text{ ГэВ/с}$ - $M = 1,34 \text{ ГэВ}$.

Поэтому, если идентификация положительных частиц не противоречила гипотезам /3,4/, то считалось, что событие образовано нейтроном с минимальным /3/ и оценочным /4/ импульсами, взятыми с весами, соответствующими сечениям каналов /3,4/. Сечения различных каналов, используемые здесь и в дальнейшем, взяты из работ /5/. Ошибка в определении импульса нейтрона, связанная с измерительными ошибками, неоднозначностью определения типа реакции в данной звезде и с возможным рождением 2-х нейтральных частиц составляла в среднем для всех $P_d = 0,17 \text{ ГэВ/с}$.

Звезды с $P_\Sigma > \bar{P}_n^s + 2\Delta P_n^s$ образуются только частью кумулятивно рожденных нейтронов, другая их часть дает звезды с P_Σ ниже указанного значения. На такие нейтроны была сделана поправка. Данные для нахождения поправок были взяты из облучения 55 см пропановой камеры широким спектром нейтронов. Используемое нами распределение суммарных импульсов из каналов /3,4/ при импульсе падающих нейтронов 7 ГэВ/с показано в качестве примера на рис. 2. Такие же распределения были построены для каналов /2,5/ для различных P_n .

В принципе определение величины поправки сводилось к следующему: если всю площадь под гистограммой на рис. 2 обозначить через $x+y$, где y - доля площади в процентах, лежащая ниже выбранной границы для P_Σ , а x - доля площади выше этой границы, то поправка равна $y/x+y$. Для всех импульсов дейтронов поправка составила /20-30%/. Пример восстановленного наблюдаемого в камере спектра нейтронов при $P_d = 4,46 \text{ ГэВ/с}$ приведен на рис. 3. Спектр состоит из двух частей: одна часть - край спектра нейтронов от реакции стриппинга и другая часть - кумулятивно рожденные нейтроны. Из рисунка можно выбрать некоторое разделяющее их $P_n^{\Gamma P}$. В дальнейшем выбор $P_n^{\Gamma P}$ будет обоснован. Для разных импульсов падающих дейтронов $P_n^{\Gamma P}$ были взяты равными 1,6; 2,15; 2,8; 4,7; 6,2 ГэВ/с для $P_d = 2,5$; 3,46; 4,46; 7,66; 10,2 ГэВ/с , соответственно.

Спектр, показанный на рис. 3, содержит упомянутые выше поправки, введенные для событий с $P_n > P_n^{\Gamma P}$.

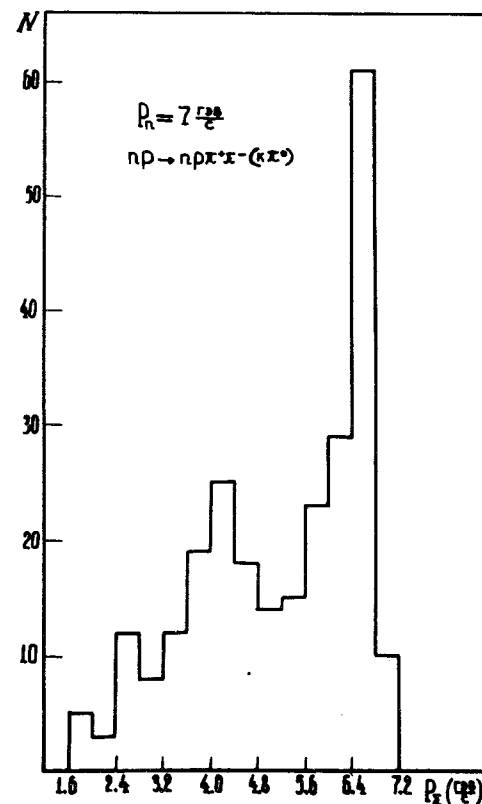


Рис. 2. Распределение суммарных импульсов для событий канала $p p \rightarrow p \pi^+ \pi^- (k \pi^0)$ с $P_n = 7 \text{ ГэВ/с}$; $k=0, 1, 2, \dots$

Табл. 1 дает представление об использованном материале. В первой строке приводится полное число 3-лучевых звезд при данном P_d , во второй - число 3-лучевых звезд, образованных кумулятивными нейтронами, в третьей - та же величина с поправкой. Отношение числа звезд, наблюдаемых в камере от кумулятивных нейтронов ко всем 3-лучевым звездам при данном P_d составляет ~ 0,5%. В таблице приведены статистические ошибки.

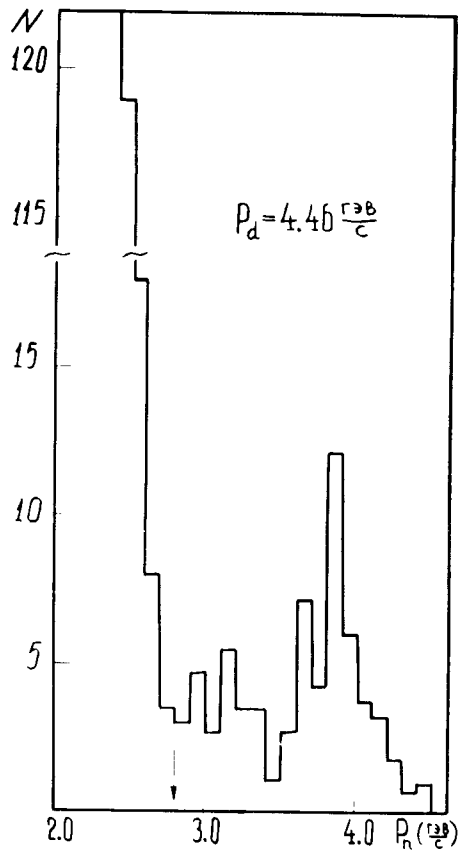


Рис. 3. Импульсный спектр нейтронов, восстановленный по 3-лучевым звездам в камере для $P_d = 4,46$ ГэВ/с. Стрелкой отмечено $P_n^{Гр}$. Спектр представлен с поправкой в области $P > P_n^{Гр}$.

Таблица 1

P_d (ГэВ/с)	2.50	3.46	4.46	7.66	10.20
N_{III}	1680	7580	8323	13000	7430
N_c	5 ± 3	39 ± 6	52 ± 7	29 ± 5	17 ± 4
N_c с погр.	6 ± 3	53 ± 8	68.5 ± 9	49 ± 8	28.4 ± 7

На рис. 4 дан пример распределения нейтронов правой части спектра от реакции стриппинга ($P_n < P_n^{Гр}$) в инвариантной переменной b_{11} , предложенной в работе [6]. В нашем случае b_{11} равна кинетической энергии нейтрона T в системе покоя дейтрона. Эти спектры, определенные по реакции $pp\pi^-$ и полученные для всех значений P_d , резко обрываются при T , соответствующем выбранному $P_n^{Гр}$. При аппроксимации этих распределений функцией вида $A_1 e^{-A_2 T}$ значения A_2 /см. табл. 2/ в пределах ошибок для различных P_d совпадают. Средний наклон A_2 соответствует $T_0 = A_2^{-1}$, равной ~ 3 МэВ, что хорошо согласуется с энергией связи нуклона в дейтроне - 2,2 МэВ. Зная T_0 , можно определить среднее значение квадрата импульса Ферми нуклона в дейтроне $\langle P_{\text{Ф}}^2 \rangle$. В данной

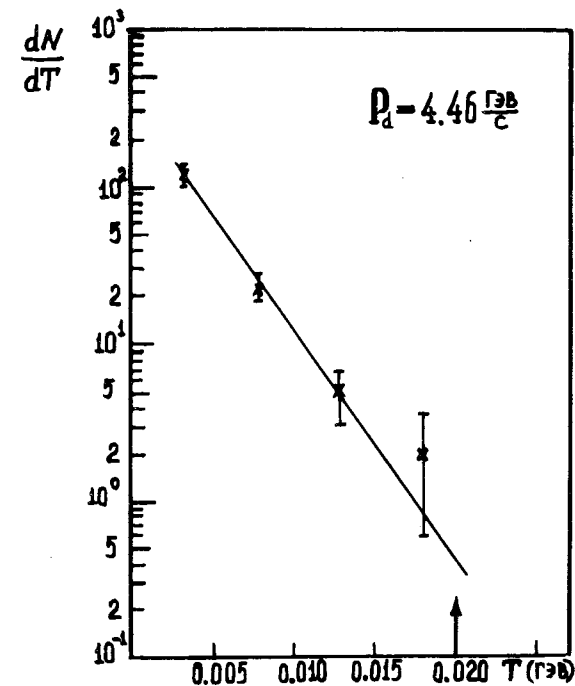


Рис. 4. Распределение числа нейтронов от реакции стриппинга в зависимости от кинетической энергии нейтрона в системе покоя дейтрона для $P_d = 4,46$ ГэВ/с.

Таблица II

$P_d (\frac{\Gamma \pm \sigma}{c})$	2.50	3.46	4.46	7.66	10.20
A_2	372±50	359±32	338±34	399±71	296±57

геометрии опыта среднее значение импульса Ферми $\sqrt{\langle P_{\phi}^2 \rangle}$ равно ~ 70 МэВ/с.

Если принять, что экспоненциальное поведение стриппинговых спектров сохраняется и при больших T /см. рис. 4/, т.е. в кумулятивной области, то при правильной нормировке всех спектров средняя для всех P_d примесь нейтронов от стриппинга в кумулятивную область составит ~ 12%. Теоретические спектры стриппинговых нейтронов, полученные при расчете полюсной диаграммы с использованием волновых функций дейтрона Мак-Ги и Хьюлтена^{7/}, дают среднюю величину примеси ~ 13%. В расчетах при заданных параметрах получается завышенная величина ширины стриппингового спектра по сравнению с экспериментальной^{1/}.

Поэтому теоретические расчеты необходимо уточнить /например, как в^{8/} /, и это уточнение приведет к уменьшению вклада указанного фонового процесса в кумулятивную область.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ И ИНВАРИАНТНОЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ НЕЙТРОНОВ

В данном эксперименте не измерялся поток дейтронов на мишень. Поэтому нормировку сечения кумулятивного рождения нейтронов производили, исходя из известных характеристик процесса стриппинга дейтронов и числа зарегистрированных звезд от стриппинговых нейтронов.

Для дифференциального сечения кумулятивно образованных нейтронов с данным импульсом P_i можно написать

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dP} \Big|_c^{0^\circ, P_i} = \frac{\Delta^2 N}{\Delta P \cdot \Delta \Omega} \Big|_c^{\Delta \Omega, P_i} \frac{1}{\Delta N} \Big|_{\Delta \Omega} \frac{\Delta \Omega}{\bar{\Omega}_s} \cdot \sigma_s \quad /1/$$

Здесь σ_s - полное сечение стриппинга на ядре Al при данном P_d , $\bar{\Omega}_s$ - средний телесный угол углового распределения процесса стриппинга дейтронов, $\Delta \Omega$ - телесный угол на камеру, $\Delta N \Big|_{\Delta \Omega}^{\Delta \Omega}$ - полное число стриппинговых

нейтронов в телесном угле $\Delta \Omega$, $\frac{\Delta^2 N}{\Delta P \cdot \Delta \Omega} \Big|_c^{\Delta \Omega, P_i}$ - число кумулятивных нейтронов с импульсом P_i в интервале ΔP_i , $\Delta \Omega$.

Число стриппинговых и кумулятивных нейтронов при данном P_d можно выразить через число 3-лучевых звезд, образованных этими нейтронами в камере.

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dP} \Big|_c^{0^\circ, P_i} = \frac{\Delta N}{\Delta P} \Big|_c^{\text{III}} \frac{\sigma_s^{\text{III}}(\bar{P}_n^s) \cdot \sigma_s}{\bar{\sigma}_c^{\text{III}} \cdot N \Big|_s^{\text{III}} \cdot \Omega_s} \quad /2/$$

где $\sigma_s^{\text{III}}(\bar{P}_n^s)$ - сечение образования 3-лучевых звезд при среднем импульсе стриппинговых нейтронов, а $\bar{\sigma}_c^{\text{III}}$ - среднее значение сечений образования 3-лучевых звезд в кумулятивной области

$$\bar{\Omega}_s = \pi \theta_s^2 = \pi \frac{\langle P_{\perp \phi}^2 \rangle}{\bar{P}_n^s{}^2} = \frac{\pi \cdot 4 \langle P_{\perp \phi}^2 \rangle}{P_d^2}$$

Таким образом,

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dP} \Big|_c^{0^\circ, P_i} = \frac{\Delta N}{\Delta P} \Big|_c^{\text{III}} \frac{\sigma_s^{\text{III}}(\bar{P}_n^s) \cdot \sigma_s \cdot P_d^2}{N \Big|_s^{\text{III}} \cdot \bar{\sigma}_c^{\text{III}} \cdot 4\pi \langle P_{\perp \phi}^2 \rangle} \quad /3/$$

($\langle P_{\perp \phi}^2 \rangle = 2/3 \langle P_{\phi}^2 \rangle$), где $\langle P_{\phi}^2 \rangle$ - найденное нами значение импульса Ферми нуклонов в дейтроне).

Сечение стриппинга d на Al было получено в работах /9/. Из этих данных следует, что σ_s слабо уменьшается с увеличением импульсов дейтронов. Зависимость σ_s от P_d была аппроксимирована прямой и найдено сечение стриппинга для наших значений P_d /см. табл. 3/.

Таблица III

P_d (ГэВ/с)	2.50	3.46	4.46	7.66	10.20
ζ_s (мб)	320 ± 20	305 ± 20	295 ± 25	270 ± 50	260 ± 60

На рис. 5 приведено дифференциальное сечение кумулятивно рожденных нейтронов в реакции $d+Al$ под O° . Видно, что оно сильно растет с увеличением P_d . Полное

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0$ при $P_d = 10,2$ ГэВ/с в 70 раз больше, чем при

$P_d = 2,5$ ГэВ/с. Инвариантное сечение f кумулятивных нейтронов в переменных T в антилабораторной системе имеет вид:

$$f_a = \frac{1}{P_a} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dT} = \frac{\Delta N}{\Delta T_a} \Big|_c \frac{\sigma_s^{\text{III}}(\bar{P}_n^s) \cdot \sigma_s \cdot P_d^2 \cdot P_a}{N_s^{\text{III}} \cdot \sigma_c^{\text{III}} \cdot 4\pi \langle P_{\perp\phi}^2 \rangle \cdot P_L^2} \quad /4/$$

В формуле /4/ - P_a - импульс нейтрона в антилаб. системе P_L - в лаб. системе.

На рис. 6 представлено инвариантное сечение кумулятивных нейтронов для различных P_d . Точность в определении T_a в спектре нейтронов составляет для меньших P_d - 0,03 ГэВ и для больших - 0,02 ГэВ.

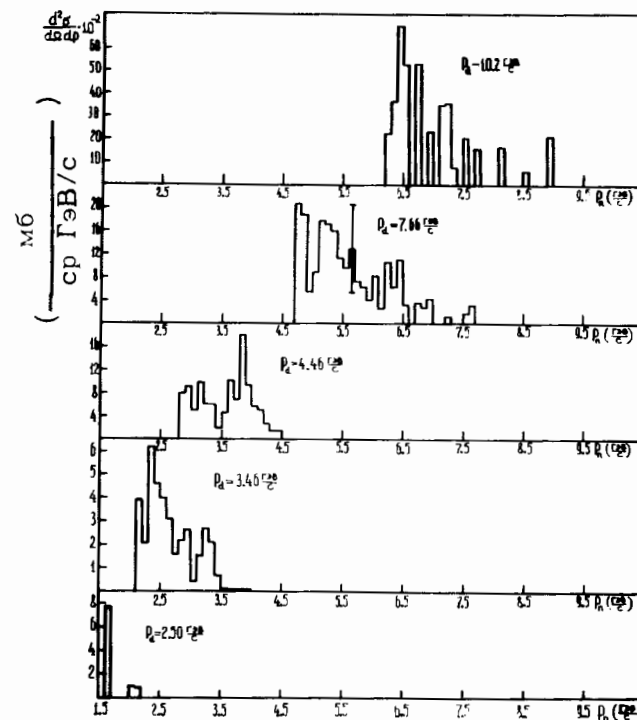


Рис. 5. Распределение дифференциальных сечений кумулятивных нейтронов при различных P_d .

Аппроксимация распределений снова производилась функцией вида $A_1 e^{-A_2 T}$. Значения параметров приведены в табл. 4. В третьей строке таблицы показаны величины $T_0^c = 1/A_2$. Хотя ошибки и велики, видно, что значения T_0^c мало меняются с энергией и не противоречат тем, которые найдены в других экспериментах, исследовавших данный эффект. Коэффициенты A_2 для инвариантной функции в стриппинговой области в пределах ошибок не зависят от энергии и равны в среднем 270 ± 40 , т.е. более чем на порядок отличаются от наклонов для кумулятивной части спектра.

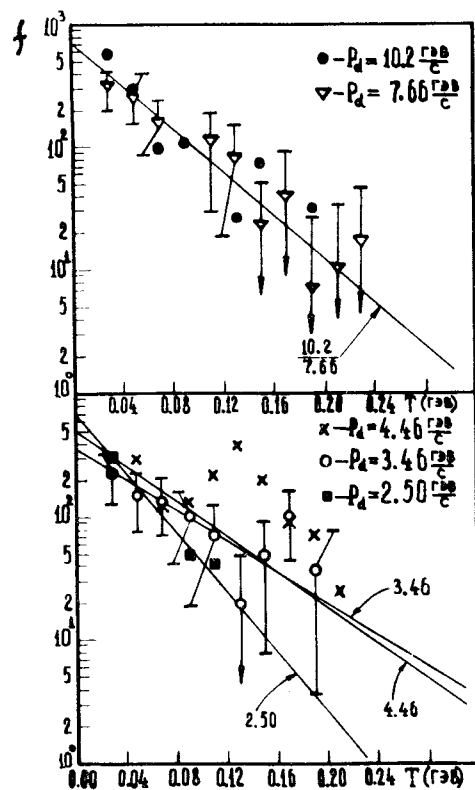


Рис. 6. Инвариантное сечение кумулятивных нейтронов в переменных T для различных P_d . Прямые - результат аппроксимации распределений экспонентой.

Таблица IV

P_d (гэв/с)	2.50	3.46	4.46	7.66	10.20
A_1	690 ± 60	380 ± 100	520 ± 260	750 ± 180	710 ± 200
A_2	28 ± 14	15 ± 3	17 ± 8	20 ± 4	19 ± 5
$1/A_2$ (мэв)	36 ± 18	67 ± 13	59 ± 30	50 ± 10	52 ± 13

На рис. 7 представлена зависимость $\Phi = \int f dT$ от импульса падающего дейтрона. Ошибки, указанные на графике, содержат, помимо статистических, и методические погрешности. Из рисунка следует, что, начиная примерно, с $P_d = 5-6$ ГэВ/с, зависимость интеграла инвариантной функции от энергии, в пределах ошибок, исчезает. Как было видно из табл. 4, исчезает зависимость от энергии для указанной области и коэффициентов A_1 и A_2 в дифференциальном инвариантном сечении. Интересно поведение инвариантного сечения при уменьшении P_d . Оно также уменьшается и, возможно, стремится к нулю при некотором значении энергии взаимодействия. Объясняется ли это тем, что кумулятивный эффект является пороговым или такое поведение связано с ограничениями по фазовому объему - предмет дальнейших экспериментов и более детального анализа.

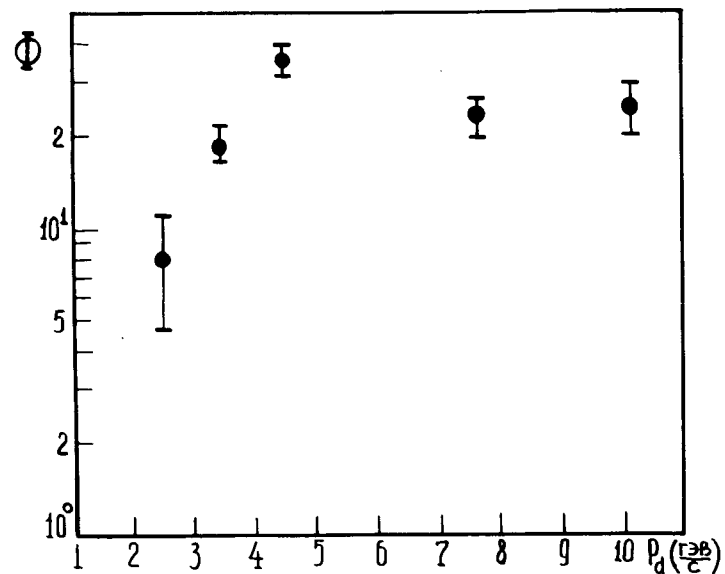


Рис. 7. Зависимость интеграла инвариантного сечения $\Phi = \int f dT$ кумулятивных нейтронов от P_d .

ВЫВОДЫ

1. В импульсном спектре нейтронов в реакции $d + Al$ под 0° наблюдаются нейтроны, энергия которых значительно превышает кинематический предел для NN-взаимодействий.

2. Наклоны распределений по переменной T стриппинговой части спектров нейтронов не зависят от импульсов дейтронов и согласуются с энергией связи нуклонов в дейтроне.

3. При аппроксимации инвариантных сечений функциями вида $A_1 e^{-A_2 T}$ найдено, что коэффициенты A_2 в кумулятивной области на порядок меньше, чем в стриппинговой области.

4. Параметры инвариантного сечения кумулятивного образования нейтронов перестают, в пределах ошибок, зависеть от импульсов падающих дейтронов, начиная с $P_d = 5-6$ ГэВ/с.

5. Инвариантное сечение кумулятивного образования нейтронов падает при $P_d < 4$ ГэВ/с с уменьшением импульса падающего дейтрона. Возможно, что кумулятивный эффект - пороговое явление. Однако этот вывод требует более тщательной экспериментальной проверки.

В заключение авторы благодарят С.Б.Герасимова, В.С.Ставинского за полезные обсуждения, Г.Г.Копылова, М.С.Левецкого - за помощь в составлении программ, лаборантов ЛВЭ и ЛВТА - за помощь в обработке материала.

Литература

1. А.П.Гаспарян и др. ОИЯИ, 1-9111, Дубна, 1975.
2. А.М. Baldin et al., JINR, E1-8054, Dubna(1974).
3. Г.А.Лексин. Элементарные частицы. Третья школа физики ИТЭФ, М., Атомиздат, 1975, вып. 2, с. 5.
Ю.А.Будагов и др. ОИЯИ, P1-8977, Дубна, 1975.
А.Азимов и др. ОИЯИ, P1-9021, Дубна, 1975.
Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, P1-8441, Дубна, 1974.
B.S. Aladashvili et al., JINR, E1-7304, Dubna, 1973.
B. Slowinski et al., JINR, E1-8694, 1974.
4. В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. ЯФ, т. 9, вып. 3 /1969/.

5. А.П.Гаспарян, А.В.Никитин, Ю.А.Троян. ЯФ, 14, 764 /1971/.
Препринт ОИЯИ, P1-5665, Дубна, 1971.
6. А.М. Baldin, JINR, E2-9138, Dubna, 1975.
А.М.Балдин. ДАН СССР, т. 222, вып. 5 /1064/ 1975.
7. R.Lander et al. Ph. Rev., v.137, 5B, p.1228-1231(1965).
Строение атомного ядра. М., ИЛ, стр. 39-43, стр.123 /1959/.
I.J.McGee. Phys. Rev., 151, 772 (1966).
8. L.Bertocchi et al. IC/73/183.
9. Э.Силеш, К.Т.Толстов, И.Тучек и др. ЯФ, т. XVI, вып. 1, 1972.
G.Bizard et al. Nucl. Instr. and Meth., vol. III, No.3, p.445, 1973.
М.И.Адамович, И.Далхажав и др. Препринт ОИЯИ, P1-6386, Дубна, 1972.
Ю.П.Горин, С.П.Денисов и др. ЯФ, 13, 344 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1976 года.