

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



1 - 9111

А.П.Гаспарян, Л.П.Зиновьев, А.П.Иерусалимов,
Ф.Которобай, А.Г.Кочуров, В.И.Мороз, С.С.Нагдасев,
А.В.Никитин, Ю.В.Смирнов, Ю.А.Троян

НЕЙТРОННЫЙ (СТРИППИНГОВЫЙ) КАНАЛ
ЛАБОРАТОРИИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОИЯИ

1975

1 - 9111

А.П.Гаспарян, Л.П.Зиновьев, А.П.Иерусалимов,
Ф.Которобай, А.Г.Кочуров, В.И.Мороз, С.С.Нагдасев,
А.В.Никитин, Ю.В.Смирнов, Ю.А.Троян

НЕЙТРОННЫЙ (СТРИПИНГОВЫЙ) КАНАЛ
ЛАБОРАТОРИИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОИЯИ

§ I. Схема канала

Ускорение дейтронов на синхрофазотроне ОИЯИ^{/1,2/} дало возможность сформировать квазимонохроматический нейтронный канал за счет процесса стриппинга дейтронов на внутренней мишени ускорителя.

Основанием для этой работы послужил расчет импульсного спектра нейтронов. Простые оценки процесса стриппинга в импульсном приближении с использованием волновой функции дейтрона для потенциала Хильтена ($\alpha = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$, $\mu = 11 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$ /3/) показывают следующее:

- 1) Импульсный спектр нейтронов, вышедших из мишени под углом 0^0 , имеет ширину $(3+4)\%$ для нашей области импульсов дейтронов (рис. 1а)
- 2) Ширина импульсного распределения нейтронов быстро растет, если вовлекать в канал нейтроны, вышедшие под углами, отличными от 0^0 .
- 3) В угловом распределении нейтронов стриппинга $\frac{dG_n}{d\Omega}$ уменьшается в 2 раза при изменении азимутального угла от 0 до 6 мрад ($P_d = 11 \text{ ГэВ/с}$), (рис. 1б).

Подобные расчеты стриппинга d с использованием потенциала Хильтена находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом^{/12/}.

Согласно сделанным выше оценкам, канал нейтронов строился таким образом, чтобы использовать нейтроны стриппинга, вышедшие под углом не более 1 мрад к направлению дейтронов.

Этим условиям удовлетворяет мишень из Al диаметром 1 см и длиной $l = 3$ см, расположенная внутри ускорителя.

Сразу отметим, что расположение мишени внутри ускорителя позволяет использовать его поле для очистки нейтронного пучка. Угловой разброс внутреннего ускоренного пучка составляет $0,5 \pm 0,6$ мрад в горизонтальной плоскости и значительно меньше в вертикальной /13/.

При прохождении мишени, расположенной на радиусе $R_M = 2819$ см, дейтроны поворачиваются на угол $e/R_M = 1,06$ мрад, т.е. относительно середины мишени поворот составляет $\pm 0,53$ мрад.

Многочисленное рассеяние дейтронов при прохождении сквозь мишень приводит к тому, что среднеквадратичный угловой разброс пучка нейтронов будет равен

$$\theta_n = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{15}{P_d \cdot P_d} \sqrt{\frac{l}{X_M}}$$

Коэффициент $1/\sqrt{2}$ появляется из-за того, что нейтроны образуются по всей длине мишени.

$$\theta_n = 0,56 \text{ мрад для } P_d = 11 \text{ ГэВ/с.}$$

Под 0° идут не только нейтроны от стриппинга дейтронов, но и нейтроны, рожденные в неупругих процессах. В работе /4/ определена при $P_d = 9,38$ ГэВ/с доля стриппинга по отношению ко всем неупругим процессам на среднем ядре фотозумльсии ($A=47$), которая оказалась равной $0,22 \pm 0,04$. Из этого следует, что на один стриппинговый нейтрон приходится ~ 7 нейтронов, рожденных в неупругих процессах и характеризующихся широким импульсным спектром с максимальной границей $\sim 1/2 P_d$. В работе /5/ оценено угловое распределение вторичных нейтронов из Be под действием протонов с импульсом $P_p = 9$ ГэВ/с, которое оказалось $\sim 0,06$ радиан. Пересчитывая эту величину к импульсу налетающих нуклонов $5,5$ ГэВ/с и сравнивая телесные углы стрип-

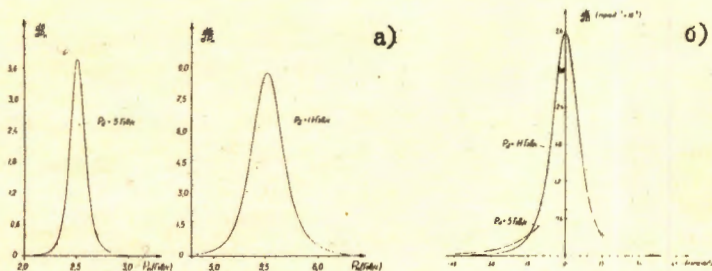


Рис. 1. а) Импульсное распределение стриппинговых нейтронов, вылетевших под углом, равным 0° , к направлению дейтронов при $P_d = 11 \text{ ГэВ/с}$ и $P_d = 5 \text{ ГэВ/с}$. В расчете использовалась волновая функция дейтрона для потенциала Хьюлтена.

б) Угловое распределение стриппинговых нейтронов при $P_d = 11 \text{ ГэВ/с}$ и $P_d = 5 \text{ ГэВ/с}$.

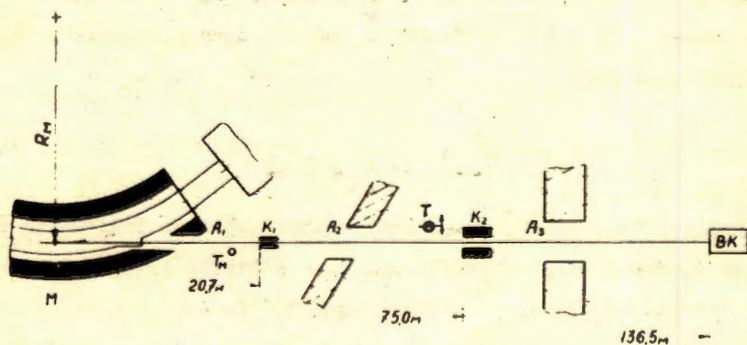


Рис. 2. Схема нейтронного канала.

M - мишень; A_1 - отверстия в стойках магнита ускорителя; A_2, A_3 - амбразуры в бетонной защите; K_1, K_2 - первый и второй коллиматоры; T - мониторирующий телескоп; T - телескоп (Ак СТС).

пинга и вторичных нейтронов, получим, что в нейтронном канале можно ожидать $\sim 2\%$ нейтронов из неупругих процессов в мишени.

Поскольку перед эффективной областью камеры находится стальное входное окно и водород ($\sim 7\text{ г}$), в камере появляются вторичные нейтроны^{16/}.

Расстановка оборудования в канале показана на рис.2.

Внутренний пучок ускоренных дейтронов взаимодействует с мишенью. Нейтроны проходят ~ 7 м в магнитном поле ускорителя и через майларовое окно и отверстия в стойках магнита ускорителя попадают в экспериментальный зал. Пучок нейтронов на 1-метровую водородную камеру^{17/} формируется двумя раздвижными стальными коллиматорами длиной 150 и 220 см. Коллиматоры имели отверстия 14×15 и 21×22 мм² соответственно, что позволило получить на входном окне камеры пучок нейтронов 45×50 мм² (рис.3). Юстировка коллиматоров производилась с использованием теодолита и прецизионного уровня.

Перед коллиматором K_I в области прямой видимости мишени установлен мониторирующий телескоп T_M из трех сцинтилляционных счетчиков с дополнительным конвертером перед первым из них.

§ 2. Направление канала

Пространственное положение нейтронного канала определяется радиальной и азимутальной координатами мишени внутри ускорителя. В качестве расчетного направления канала принималась касательная к окружности с центром, совпадающим с монтажным центром квадранта.

Действительное направление 0^0 нейтронного канала отличается от расчетного по следующим причинам:

- а) Теоретическая равновесная орбита отличается от расчетной окружности.
- б) Реальная равновесная орбита искажена из-за погрешностей в магнитном поле H и влияния токов Фуко, которые наводятся в конструкциях ускорителя; следовательно, искажения орбиты зависят от производной по времени (\dot{H}).

После установки мишени в расчетном положении на оси канала, зафиксированном отверстиями в коллиматорах, было определено специальным экспериментом направление касательной к реальной орбите в точке расположения мишени. Для этого был временно исключен коллиматор K_1 , расширена амбразура A_2 и в 40 м от мишени на пути нейтронного пучка установлен телескоп Т (Ак ССС). Между счетчиками антисовпадений А и совпадений ССС помещался алюминиевый конвертор нейтронов k (длина вдоль пучка 18 см, высота 4 см, толщина 1 см). Телескоп мог перемещаться перпендикулярно каналу, сохраняя общее направление на мишень.

Сброс дейтронов на мишень производился с растяжкой в растущем магнитном поле, чтобы учесть влияние \dot{H} на орбиту.

Полученная разностным путем (с конвертором и без конвертора) зависимость числа отсчетов от угла между направлением вылета нейтронов и направлением канала показана на рис. 4. В таблице 1 приведены углы θ_p , соответствующие максимумам угловых распределений (рис. 4), для разных импульсов P_0 ускоренных дейтронов.

Для того, чтобы нейтроны, вышедшие под 0° из мишени, шли точно по осям коллиматоров K_1 и K_2 , мишень необходимо переместить вдоль осевой линии коллиматоров на величину

$$\delta S_p = R_m \cdot \theta_p .$$

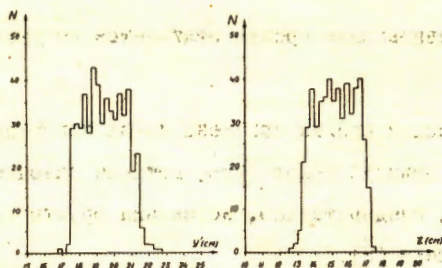


Рис.3. Распределение зарегистрированных в камере вершин событий $n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}n$, вызванных нейтронами, направленными по оси канала.

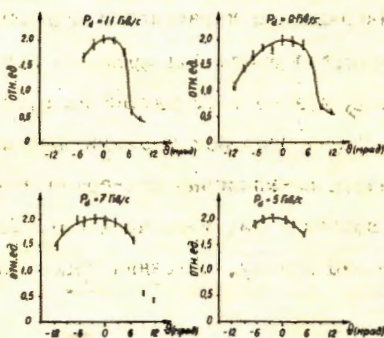


Рис.4. Экспериментальные угловые распределения стриппинговых нейтронов.

Табл.1. Углы, соответствующие максимумам экспериментальных угловых распределений.

P_n (Гб/с)	ϑ_{max}
11	+2'
9	0'
7	-2'
5	-4'

Поскольку требуемые перемещения мишени оказались малыми и для нейтронов с импульсами (3,10+5,09) ГэВ/с почти укладываются в половину длины мишени, облучение 1-метровой водородной камеры в этом интервале импульсов проходило при одном (расчетном) положении мишени. Для облучения камеры нейтронами с импульсом 2,23 ГэВ/с и меньше мишень была передвинута на 32 мм вдоль оси канала.

Для оценки количества γ -квантов в канале был проведен специальный эксперимент с тонкими алюминиевым и свинцовым конверторами одинаковой площади и одинаковой ядерной толщины:

$$N_{Al} \cdot A_{Al}^{2/3} = N_{Pb} \cdot A_{Pb}^{2/3}, \quad \text{4x299nd}$$

где N - число ядер в мишени, A - атомный вес.

Этот эксперимент показал, что число γ -квантов, идущих из мишени под 0° , не превышает 3% от числа нейтронов, идущих в том же направлении.

§ 3. Управление пучком нейтронов

Для облучения камеры необходимо в каждом цикле ускорителя сбрасывать определенное количество нейтронов.

Дозировка нейтронов осуществляется способом, близким к изложенному в [8].

После достижения магнитным полем на среднем радиусе ускорителя $R_0 = 2800$ см заданной величины H_0 , вырабатывался запускающий сигнал, используемый для управления механизмом расширения камеры и схемой "ворот" мониторирующего телескопа. С задержкой $\tau \approx 70$ мс пучок дейтронов подводился к мишени, расположенной на радиусе R_m , и изменением частоты ускоряющего поля быстро наводился на мишень. На мониторирующий телескоп при этом попадали заряженные и нейтральные частицы с мишени. Часть нейтральных частиц вызывала взаимодействия в

конверторе монитора и, соответственно, увеличивала счет. По достижении на мониторе $N_{\text{Ф}}$ отсчетов вырабатывался управляющий импульс, которым отключалось ускоряющее ВЧ поле синхрофазотрона, и пучок ускоренных дейтронов сворачивался в растущем магнитном поле на внутренний радиус, т.е. уходил от мишени.

Такая процедура позволяла получить длительность сброса частиц на мишень (0,6–1,0) мс.

Система дозировки пучка нейтронов устойчиво работала при интенсивности внутреннего пучка 10^7 – 10^9 ускоренных дейтронов, обеспечивая в камере ~ 100 нейтронов на снимок.

Импульс дейтронов, попадающих в мишень, оценивается по формуле:

$$P_{\alpha} = 0.3 \cdot (H_0 + H\tau) \cdot (H_M/H_0) \cdot R_M, \quad (1)$$

где H_M – напряженность магнитного поля на радиусе R_M в тот момент, когда на R_0 поле равно H_0 .

В (1) не учитываются эффекты, связанные с размерами ускоренного пучка. Их учет привел бы к замене R_M в (1) на $(R_M - \delta R)$, где δR – амплитуда радиальных колебаний в пучке.

Загрузка камеры определяется $N_{3\beta}$ – количеством $n\beta$ -взаимодействий (звезд) на снимке. Для оценки флуктуаций $N_{3\beta}$ можно воспользоваться простой формулой

$$N_{3\beta} = \bar{N}_{3\beta} \left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{N_{3\beta}} + \frac{1}{N_{\text{Ф}}}} \right) \quad (2)$$

(чертой отмечены средние значения).

Из (2) следует, что нужно выбирать $N_{\text{Ф}}$ в несколько раз большим, чем $N_{3\beta}$ (коэффициент пропорциональности между $N_{\text{Ф}}$ и $N_{3\beta}$ можно подбирать, изменяя толщину конвертора К на мониторе или меняя расстояние от монитора до мишени). Чрезмерное увеличение $N_{\text{Ф}}$ может при-

вести к появлению просчетов в мониторе, что нежелательно. Практически выбиралось $N_{ЗВ}=5$ (5 трехлучевых звезд на снимок, $P_n=5$ ГэВ/с), $N_{Ф}=50$.

Формула (2) дает несколько заниженную оценку флюктуаций, т.к. не учитывает флюктуаций в количестве нейтронов, попавших в камеру в промежуток от управляющего импульса ($N_{Ф}$) до отвода пучка от мишени.

§ 4. Импульсный спектр нейтронов

Для определения импульсного спектра нейтронов и направления канала в 1-метровой водородной камере использовались $\bar{3}$ -лучевые звезды, которые измерялись на НРД (~ 80%) и ПУОС (~ 20%).

Результаты измерений обсчитывались по системе программ^{9,10}.

Были использованы измерения 55 тыс. звезд при 8 энергиях.

Направление канала в камере определялось по формуле

$$l_0 \vec{i} + m_0 \vec{j} + n_0 \vec{k} = \sum \vec{P}_i / |\sum \vec{P}_i|, \quad (3)$$

где \vec{P}_i - суммарный импульс i -той звезды.

Суммирование (3) можно проводить по всем звездам, но более выгодно определять направление канала, суммируя только \vec{P}_i звезд, отвечающих реакции $np \rightarrow pp\bar{\pi}^-$. В этой реакции нет незарегистрированных вторичных частиц и \vec{P}_i в пределах ошибок измерений направлен вдоль оси канала. Ширина углового распределения \vec{P}_i для всех $\bar{3}$ -лучевых звезд оказывается в ~14 раз больше ширины углового распределения \vec{P}_i ($np \rightarrow pp\bar{\pi}^-$).

Учитывая, что $np \rightarrow pp\bar{\pi}^-$ составляет ~6% от всех $\bar{3}$ -лучевых звезд при $P=5$ ГэВ/с (при меньшем импульсе этот процент выше), получаем, что для определения направления канала по выделенным P_i ($np \rightarrow pp\bar{\pi}^-$) требуется статистика в $(14)^2 \times 0.06 \approx 12$ раз меньшая, чем при суммировании (3) без выборки.

Выделение реакции $n p \rightarrow p p \bar{X}^-$ проводилось с помощью кинематических критериев: "асимптоты" f_{∞} /II/ с граничным значением 30 МэВ или функции разбаланса энергии F

$$F_i = \sqrt{p_i^2 + M_n^2} + M_p - E_i,$$

где M_n , M_p - масса нейтрона и протона соответственно; E_i - суммарная энергия всех вторичных частиц в звезде.

Для реакции $n p \rightarrow p p \bar{X}^-$ $F = 0$, с учетом ошибок измерений - близко к 0. Событие i считалось реакцией $n p \rightarrow p p \bar{X}^-$, если

$$|F_i| < 10 \text{ МэВ.}$$

Оба критерия давали совпадающие результаты.

Двумерное распределение по направляющим косинусам (m_i , n_i) суммарных импульсов звезд \vec{P}_i , удовлетворяющих кинематическому критерию, приведено на рис.5.

Ясно различается сгущение точек около $m \approx 0,026$ и $n \approx -0,001$.

Для определения импульсного спектра стриппинговых нейтронов, идущих по каналу, использовались суммарные импульсы $|\vec{P}_i|$ для событий, удовлетворяющих (а) кинематическому критерию процесса $n p \rightarrow p p \bar{X}^-$ и (б) требованию, чтобы угол между \vec{P}_i и направлением канала не превышал 30° .

По отобранной таким образом событиям были построены импульсные спектры нейтронов, зарегистрированных в 1-метровой водородной камере (рис.6-13). Определение средних значений импульсов нейтронов и ширины импульсных распределений проводилось в два этапа. На первом этапе по всем событиям определялось \vec{P}_i и $\sqrt{\Delta P_i^2}$, а на втором эта процедура повторялась для событий, удовлетворяющих условию

Рис.5. Двумерное распределение по направляющим косинусам суммарных импульсов 3-лучевых звезд, удовлетворяющих кинематическим критериям реакции $n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi$.

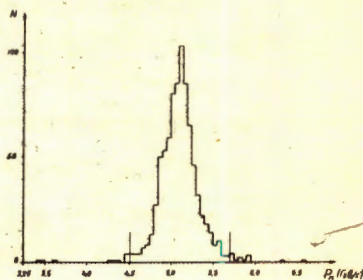
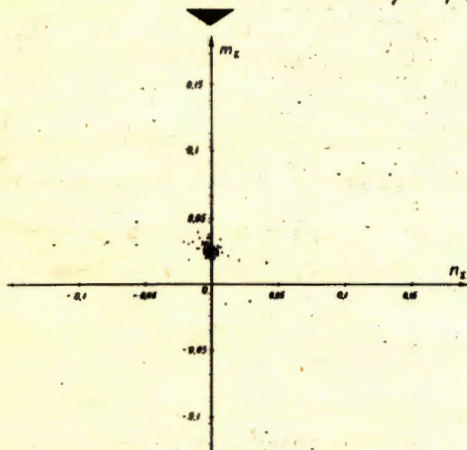


Рис.6. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 5,10$ ГэВ/с.

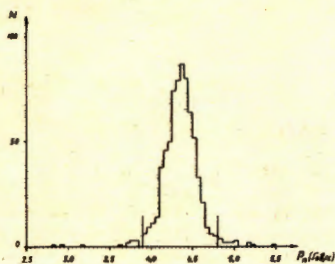


Рис.7. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 4,35$ ГэВ/с.

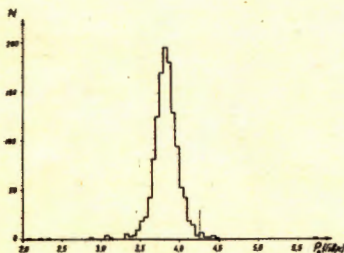


Рис.8. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 3,33$ ГэВ/с.

Табл. 2. Средние значения импульсов, ширины импульсных распределений и оценки спектральных ширин импульсов нейтронов в канале.

\bar{P}_n (MeV/c)	ΔP_n (MeV/c)	$\Delta P_{\text{канала}}$ (MeV/c)	$\Delta P_{\text{измерит.}}$ (MeV/c)
5100	192	172	85
4355	168	152	71
3830	132	117	61,4
3100	103	89	53
2230	81	70	40
1730	62	52	34
1430	46	35	29
1250	46	34	29

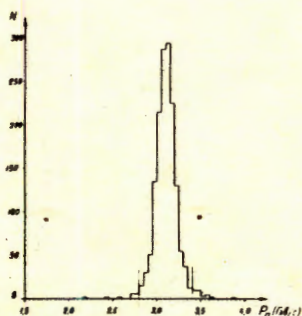


Рис. 9. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 3,10$ ГэВ/с.

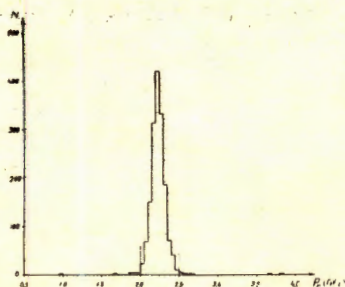
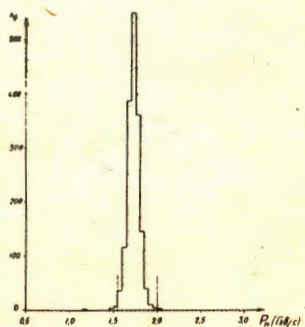


Рис. 10. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 2,23$ ГэВ/с.

Рис. 11. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{p} = 1,73$ ГэВ/с.



$$|P_i - \bar{P}_i| \leq 3 \sqrt{\Delta P_i^2} \quad (4)$$

Полученные в результате \bar{P} и $\Delta P = \sqrt{\Delta \bar{P}^2}$ приведены в таблице 2, а на рис.6-13 отмечены границы, соответствующие условию (4).

Полученные импульсные спектры нейтронов шире истинных, так как они включают, в частности, измерительные ошибки. Другие причины расширения спектров могут быть связаны с флуктуацией энергии дейтронов, попадающих в мишень (см. формулу I), процессами облучения и измерения.

Приближенно можно положить

$$\Delta P_{\text{стриппинга}} = \sqrt{\Delta \bar{P}^2 - \Delta \rho^2} \quad \text{измерит. ошибок}$$

канала

Из сказанного следует, что эта оценка может быть несколько завышена.

В таблице 2 приведены значения средних импульсов, ширины распределений и оценка ширины спектра импульсов нейтронов в канале.

Полученные оценки $\Delta P_{\text{стр.}}$ находятся в удовлетворительном согласии с вычисленными по волновой функции для потенциала Хольтена.

На рисунке видны низкоэнергетичные и высокоэнергетичные "хвосты" импульсных распределений. В низкоэнергетичный "хвост", как и ожидалось, попадает около 2% нейтронов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.М.Балдину, К.Бешлиу, А.Михулу и В.Л.Карповскому за постоянную поддержку работы, В.С.Барашенкову, Г.С.Березину, К.Г.Гудиме, В.И.Котову, Р.М.Лебедеву, Л.Г.Макарову, Э.Новаку — за ценные советы, коллективам отделов синхрофазотрона и мастерских ЛВЭ-за помощь в монтаже и наладке канала, коллективам КО, ОВК, ОЭФА и ООФИ-за помощь в облучении камеры и измерениях.

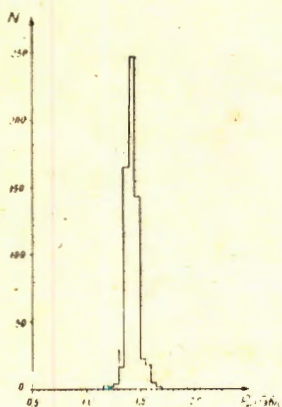


Рис.12. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{P} = 1,43$ ГэВ/с.

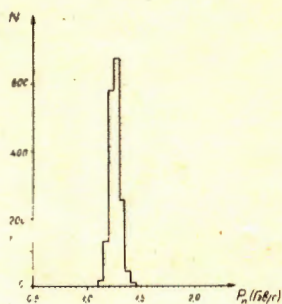


Рис.13. Импульсный спектр нейтронов с $\bar{P} = 1,25$ ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Балдин и др. ПТЭ, № 3, стр.29-31, 1971.
2. Ю.Д.Безногих и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-4214, Дубна, 1968.
3. Строение атомного ядра, ИЛ, М., 1959 г., стр.39-43, стр.123
4. М.И.Адамович и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-6386, Дубна, 1968.
5. Ю.Д.Зернин и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-2424, Дубна, 1965.
6. А.Абдивалиев и др. Сообщение ОИЯИ, I-8565, Дубна, 1975.
7. A.V.Belonogov et al. Nucl. Inst. and Meth., 20, 114 (1963).
8. Г.С.Казанский и др. ПТЭ, № 4, стр.39-42, 1965.
9. В.М.Карнаухов и др. Сообщение ОИЯИ, IO-6123, Дубна, 1971.
10. Н.Ф.Маркова и др. Сообщение ОИЯИ, Р10-3768, Дубна, 1968.
11. А.П.Гаспарян и др. Сообщение ОИЯИ, I-5538, Дубна, 1970.
12. R.Lander et al. Phys. Rev., V137, 5B, p 1228-1231 (1965).
13. А.Б.Кузнецов, К.И.Мызников. АЭ, т.12, № 5, стр.373 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1975 г.