

В. Б. Флягин, В. П. Дзедзепов, В. С. Киселев, К. О. Оганесян

Изучение реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ d$ при эффективной энергии
нейтронов 600 МэВ и гипотеза зарядовой
независимости *)

ЖЭТФ, 1958, т 35, в 4, с 854-867.

г. Дубна, 1958 год

*) Работа доложена на 3-й сессии Ученого совета Объединенного института ядерных исследований в ноябре 1957 года.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P—188

В. Б. Флягин, В. П. Джелепов, В. С. Киселев, К. О. Оганесян

Изучение реакции $\pi + p \rightarrow \pi^+ + d$ при эффективной энергии
нейтронов 600 МэВ и гипотеза зарядовой
независимости *)



г. Дубна, 1958 год

*) Работа доложена на 3-й сессии Ученого совета Объединенного института ядерных исследований в ноябре 1957 года.

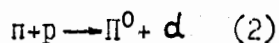
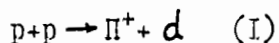
А н н о т а ц и я .

Измерены угловое распределение и полное сечение образования P^0 -мезонов в реакции $\text{p}+\text{p}\rightarrow\text{P}^0+\text{d}$ при энергии нейтронов 600 Мэв. В опытах использовалась система, позволявшая регистрировать совпадения между одним из гамма-квантов от распада P^0 -мезона и дейтроном. Для регистрации гамма-квантов применялся телескоп из сцинтилляционных счетчиков, содержащий свинцовый конвертор. Дейтроны анализировались многоканальным магнитным спектрометром.

Найденные угловое распределение $(0,220 \pm 0,022) + \cos^2\theta$ (в с.ц.м.) и полное сечение реакции $(1,5 \pm 0,3) 10^{-27} \text{см}^2$ подтверждают справедливость гипотезы зарядовой инвариантности.

В в е д е н и е.

Одной из основ современной феноменологической теории сильных взаимодействий является гипотеза зарядовой независимости ядерных сил. Элементарный анализ показывает, что все известные в настоящее время опытные факты по сильным взаимодействиям не противоречат требованиям этой гипотезы. Наиболее перспективным путем для доказательства справедливости закона сохранения изотопического спина при высоких энергиях является точное количественное изучение процессов образования Π -мезонов. Ценные сведения в этом смысле могут быть получены при сравнении сечений образования Π -мезонов в реакциях:



Инг еще в 1952 году указал, что если изотопический спин в мезон-нуклонных взаимодействиях сохраняется, то между дифференциальными сечениями указанных реакций должно существовать простое соотношение:

$$\sigma_2(\theta) = \frac{1}{2} \sigma_1(\theta) \quad (3)$$

Иначе говоря, угловые распределения Π -мезонов, образующихся в реакциях (1) и (2), должны быть тождественны, а полные сечения реакций должны относиться как 2:1.

Реакция (1) подробно изучалась многими авторами (см. обзор⁽¹⁾ и работы⁽²⁻⁶⁾) и в настоящее время сведения о ней имеются, начиная от порога вплоть до энергии протонов 900 Мэв. На синхротроне Лаборатории ядерных проблем эта реакция систематически исследовалась в области энергий 460-900 Мэв в работах⁽⁴⁻⁶⁾.

По сравнению с первой реакцией изучение реакции (2) связано со многими трудностями, обусловленными, в основном, относительно малой интенсивностью пучков нейтронов, большой шириной энергетического спектра нейтронов и, наконец, относительной сложностью идентификации реакции, вызванной тем, что одна из образующихся частиц- Π^0 -мезон является нейтральной и практически мгновенно распадается.

Указанные обстоятельства, по-видимому, послужили основной причиной того, что до сего времени реакция (2) изучалась всего в двух работах и только при одной энергии падающих нейтронов 400Мэв. При этом в одной из работ⁽⁷⁾ было определено лишь угловое распределение образующихся Π^0 -мезонов; оно оказалось равным $(0,20 \pm 0,06) + \cos^2\theta$; в другой⁽⁸⁾ - наряду с угловым распределением измерялось также и полное сечение. Следует указать, однако, что если полное сечение в последней работе⁽⁸⁾ было определено с точностью $\sim 20\%$ ($\sigma_t = (0,41 \pm 0,07) 10^{-27} \text{ см}^2$), то точность измерения углового распределения была явно недостаточной. Взятые в совокупности результаты описанных опытов с определенной точностью свидетельствовали о выполнении соотношения Янга⁽³⁾.

Описываемые ниже исследования были выполнены с целью выяснения справедливости гипотезы зарядовой независимости мезон-нуклонного взаимодействия на основе изучения реакции (2) при энергии, значительно превышающей порог образования мезонов.

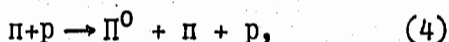
ПОСТАНОВКА ОПЫТА.

В условиях относительно небольшой интенсивности пучка нейтронов от синхротронотрона ($3 \cdot 10^4 \text{ I/см}^2\text{сек}$) к методу исследования и аппаратуре предъявляется требование возможно более высокой эффективности. С этой целью нами была применена система, в которой

регистрировался на совпадение с дейтроном только один гамма-квант от распада Π^0 -мезона. Такая система при энергии нейтронов 600Мэв обладает эффективностью в несколько десятков раз большей, чем система, применявшаяся в работе⁽⁷⁾, в которой при помощи трех телескопов регистрировалось одновременное образование двух гамма-квантов и дейтрона.

Для отбора дейтронов по импульсам применялся магнитный спектрометр, при помощи которого можно было выделить относительно узкий энергетический интервал из спектра первичных нейтронов.

При выборе метода исследования учитывалась также необходимость исключения примеси частиц от реакции



которая могла существенно исказить результаты. Эта задача также легко решалась в условиях использования магнитного спектрометра в канале регистрации дейтронов.

Схема опыта изображена на рис. I. Пучок нейтронов, пройдя коллиматор; выполненный в виде вертикальной щели, падал на полиэтиленовую (CH_2) или графитовую мишень (С). Эффект, обусловленный водородом, определялся по разности эффектов CH_2 -С. Для различных областей энергий дейтронов (различных областей углов в с.ц.м.) было выбрано две пары мишеней (с толщинами (CH_2) 6 г/см² и 2 г/см²), чтобы свести до минимума поправки на многократное рассеяние дейтронов в мишенях. Мишени из графита содержали число ядер углерода равное числу этих ядер в полиэтиленовых мишенях. Результаты, полученные с мишенями различных толщин, согласовывались по общим точкам.

Гамма-кванты от распада Π^0 -мезонов регистрировались телескопом, который устанавливался на угле, соответствующем направлению

движения P^0 -мезона в л.с.к. Телескоп состоял из трех сцинтилляционных счетчиков (с диаметрами 90 мм, 120 мм и 125 мм), перед которыми располагался свинцовый конвертор толщиной 7 мм и диаметром 90 мм. Четвертый счетчик, находящийся перед конвертором, включался на антисовпадение с остальными и служил для уменьшения фона от заряженных частиц. Сцинтилляторами счетчиков служили растворы терфенила в толуоле или фенилциклогексане, заливавшиеся в контейнеры из дюралюминия или плексигласа.

Для того, чтобы исключить влияние магнитного поля на фотоумножители, последние были заключены в железные экраны с толщиной стенки 5 мм. Добавочная экранировка осуществлялась наружными кожухами счетчиков, изготовленными также из железа. Достаточность экранировки проверялась по скорости счета гамма-квантов при включенном и выключенном магнитном поле. Плато телескопа по высокому напряжению, питающему фотоумножители, составило около 200 в с наклоном не более 10 %.

Энергетический порог гамма-телескопа определялся толщиной сцинтилляторов и был выбран достаточно низким (~ 25 Мэв). Невысокий энергетический порог был необходим для того, чтобы эффективность телескопа по возможности слабо менялась при измерении энергии регистрируемых гамма-квантов в пределах $150 \leq E_\gamma \leq 400$ Мэв.

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР.

Спектрометр был осуществлен на основе электромагнита с максимальным полем в 18000 эрстед и зазором 60 мм.

В результате анализа всех необходимых условий опыта: требований определенного энергетического и углового разрешений, максимальной эффективности при возможно меньшем фоне, минимального

числа каналов и т.д. была избрана схема спектрометра, изображенная на рис. 1 .

Детектором быстрых дейтронов служили тонкостенные (сталь 0,15мм) счетчики, наполненные метилалем (CH_2OCH_3), работавшие при больших напряжениях (1700-2100 в) в режиме "ограниченной пропорциональности". Эти счетчики были расположены тремя группами вдоль траектории движения дейтронов близ краев полюсных наконечников. На рис. 1 изображена система счетчиков, регистрировавших дейтроны на совпадение с одним гамма-телескопом. В тех случаях, когда это оказывалось возможным по условиям геометрии, в целях сокращения времени измерений использовались две такие системы, работавшие от общей мишени. Счетчики групп "а" и "в" имели размеры: диаметр 10 мм, длина 100 мм; группы "с" - 18 мм и 300 мм, соответственно.

Включение счетчиков в соответствующие комбинации совпадений обуславливалось требованием определенного вида кривой разрешающей способности. Каждый счетчик группы "а" был включен на совпадение только с одним рядом счетчиков "в" (4 счетчика) и со всеми счетчиками группы "с". Энергетическое разрешение, таким образом, определялось поперчными размерами одного счетчика "а" и одного ряда счетчиков группы "в". Для каждого угла суммировались показания четырех групп совпадений типа " $a_{\psi} + v_{\psi}$ ". Угловое разрешение системы, определяемое шириной ковра счетчиков "а", было выбрано равным $1,5^{\circ}$ в л.с.к.

Изменение угла, на котором регистрировались дейтроны, производилось путем перемещения групп счетчиков "а" и "в" вдоль краев полюсных наконечников. Весь интервал углов дейтронов (максимальный угол вылета дейтрона в л.с.к. равен 14°) охватывался при

двух положениях магнита относительно пучка нейтронов.

Остировка положения счетчиков на траектории движения дейтронов производилась с помощью токонесущей нити, помещавшейся в магнитное поле. Ошибка в сечении, связанная с точностью установки счетчиков, для большинства углов не превышала 1-2%, и только для четырех углов, соответствующих вылету дейтрона в заднюю полусферу в с.ц.м., ошибка составляла 7%. Здесь относительно большая величина погрешности обусловлена тем, что дейтроны, образующиеся при различных энергиях падающих нейтронов, в л.с.к. имеют очень близкие значения энергии. Взаимным расположением счетчиков "а" и "в" задавался только нижний энергетический порог, отвечающий энергии нейтронов ~550 Мэв. Максимальная энергия регистрируемых дейтронов определялась верхней границей спектра нейтронов.

Блок-схема электронных устройств спектрометра изображена на рис. 1^х). Импульсы от счетчиков "а", "в" и "с" поступали на стандартные усилители - преобразователи импульсов УПИ - I с полосой пропускания 1 мГц и коэффициентом усиления 10^4 , в выходных каскадах которых формировались импульсы с определенной длительностью (4-5 10^{-7} сек) и амплитудой (8 в). Общее число каналов усиления для двух систем газовых счетчиков было равно 18-ти (на рис. 1 и 2 изображена только одна из систем счетчиков).

Сформированные в УПИ-I сигналы в каждом из каналов, кроме канала "с", "раздваивались" и поступали на смеситель (А или В) и схему пропускания (Пр). Стандартизированные импульсы от двух сме-

х) Часть электронных устройств нашего спектрометра собрана по схемам, любезно предоставленным нам авторами многоканального гамма-спектрометра, разработанного в Лаборатории ядерных проблем (9).

сителей, гамма-телескопа и селективирующих счетчиков "с" подавались на схему четырехкратных совпадений (сс) (разрешающее время $5 \cdot 10^{-7}$), которая выдавала управляющий импульс на схемы пропускания (Пр). Последняя пропускала на "медленные" выходные одновибраторы импульсы от совпадений (γ квант + дейтрон) и почти полностью устраняла загрузку этих одновибраторов случайными импульсами от фона посторонних излучений.

Нужные комбинации срабатывания координатных счетчиков, через которые прошла частица, отбирались при помощи реле, обмотки которых включались в анодные цепи выходных одновибраторов. Счет этих комбинаций и их суммы осуществлялся электромагнитными счетчиками (Σ , a_1, b_1, a_2, b_2 и т.д.).

КОНТРОЛЬНЫЕ ОПЫТЫ.

I. Для того, чтобы убедиться, что регистрируемые спектрометром частицы являются действительно дейтронами, были измерены кривые поглощения этих частиц в меди для двух углов вылета P^0 -мезонов ($\theta_p^* = 34^\circ$ и 146° .*). Полученные кривые (рис. 3) не оставляют сомнения в том, что регистрируемые аппаратурой события обязаны совпадениям гамма-квантов именно с дейтронами. Крутые спады на кривых находятся точно в местах расположения центров распределений пробегов, которые ожидаются на основе рассмотрения кинематики исследуемой реакции (на рис. 3 стрелки d). Протоны с такими же импульсами имеют пробеги, примерно вдвое превышающие пробеги дейтронов.

ж) Здесь и далее знак * служит для обозначения углов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов.

2. Использование магнитного поля для регистрации дейтронов и выбранный энергетический порог ($E_{\Pi} = 550$ Мэв) позволяют полностью избавиться от примеси частиц от реакции (4) для большинства исследованных углов Π^0 -мезонов. Область углов, где указанная примесь отсутствует, соответствует дейтронам, вылетающим вперед в с.ц.м. и имеющим "большие" импульсы в л.с.к. (ветви кривых - на рис. 4, лежащие выше границы возможных импульсов протонов от реакции 4). Из рис. 4 следует также, что, напротив, в области "малых" импульсов, соответствующих дейтронам, вылетающим "назад" в с.ц.м., (ветви кривых, лежащие ниже пунктирной линии) примесь протонов может иметь место. В этой области на кривой углового распределения Π^0 -мезонов было измерено четыре точки, углы $\theta_{\Pi}^* = 27^\circ, 34^\circ, 40^\circ$ и 50° . Для двух из них $\theta_{\Pi}^* = 34^\circ$ и 50° примесь протонов, считааемых на совпадение с Π^0 -мезонами, была определена с помощью фильтров, помещаемых перед счетчиками "с". В силу различия пробегов дейтронов и протонов, имеющих одинаковые импульсы, реакция (4) легко отделялась. Измерения показали, что эта примесь невелика; для $\theta_{\Pi}^* = 34^\circ$ она составляет $(6,5 \pm 5,9) \%$ и для $\theta_{\Pi}^* = 50^\circ$: $(0,2 \pm 0,7) \%$ от основного эффекта (реакции 2). Для остальных двух углов примесь учитывалась путем линейной интерполяции и экстраполяции этих данных.

3. С целью установления того факта, что регистрируемые гамма-кванты действительно являются продуктами распада Π^0 -мезонов, образующихся в реакции (2), нами была изучена корреляция углов выхода гамма-квантов и дейтронов. Опыт выполнен для угла $\theta_{\Pi}^* = 108^\circ$. Результаты этого опыта представлены на рис. 5. Здесь по оси абсцисс отложены углы между осью телескопа и направлением, в ко-

тором движется Π^0 -мезон. Кривая на рисунке - ожидаемый эффект, рассчитанный для средней энергии нейтронов 600 Мэв. Можно видеть, что искомая корреляция отчетливо наблюдается.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА.

Телескоп, устанавливаемый на направлении движения Π^0 -мезонов, регистрировал наиболее энергичные гамма-кванты от его распада (от 150 до 400 Мэв в зависимости от угла, на котором велись наблюдения). Для определения зависимости эффективности телескопа K_γ от энергии регистрируемых квантов были поставлены вспомогательные опыты, в которых изучалось прохождение быстрых электронов через конверторы различной толщины. Результаты этих опытов существенно облегчают задачу расчета эффективности. В самом деле, если из опыта известна вероятность, с которой регистрируются электрон q^- и позитрон q^+ , то вероятность, с которой будет зарегистрирована эта пара легко определить: $\eta = 1 - (1 - q^-) (1 - q^+)$ (5). Вероятность образования самих электроно-позитронных пар W нетрудно вычислить по известным из экспериментов⁽¹⁰⁾ сечениям поглощения гамма-квантов (эффектом Комптона и тем более фотоэффектом для энергий порядка 100 Мэв можно пренебречь). Произведение этих вероятностей ηW определяет эффективность телескопа к γ -квантам данной энергии.

Схема опыта, в котором измерялись величины q , изображена на рис. 6. Электроны нужных энергий получались путем конверсии в свинцовой мишени гамма-квантов, которые всегда присутствуют в качестве примеси в пучках нейтронов больших энергий. Источником этих гамма-квантов являются Π^0 -мезоны, образующиеся на внутренней мишени синхроциклотрона. Электроны конверсии отклонялись магнитным полем и, пройдя коллиматор диаметром 2 см, попадали в телескоп

(счетчик антисовпадений 4 в этих опытах был удален). Эксперимент состоял в измерении отношения скоростей счета телескопа с конвертором к интенсивности первичного пучка электронов. Переменными параметрами служили: 1) толщина конвертора t , 2) энергия позитронов E^+ , 3) расстояние от центра последнего сцинтиллятора до оси пучка l .

При вычислении вероятности регистрации пары, величины рассчитанные по формуле (5), усреднялись по ряду значений переменных E^+ , t и площади конвертора. В расчете принималось, что для электрона и позитрона равных энергий телескоп обладает одинаковой эффективностью. Интегрирование эффективности телескопа (произведения ηw) по толщине конвертора t дает искомую величину коэффициента K_{γ} для данной энергии гамма-квантов.

Вследствие выбранной нами геометрии (большой площади конвертора) часть электронов даже в случае вылета их из конвертора в направлении движения гамма-квантов может не попасть в задний счетчик. Это приводит к тому, что некоторые участки конвертора работают с меньшей эффективностью. Поэтому, эффективный телесный угол меньше действительного угла, захватываемого конвертором телескопа.

Результаты вычислений коэффициента K_{γ} , отнесенные к эффективному телесному углу, который в большинстве измерений был равен $8,5 \cdot 10^{-2}$ рад., приведены в таблице 2.

Таблица 2.

θ_{γ}^*	27° 49°	94°	132°	146°	152°	164°
Средняя энергия гамма-квантов (л.с.) Мэв.	400	280	200	173	163	150
Эффективность телескопа (отнес. к эф. телес. углу).	0,61	0,58	0,56	0,54	0,53	0,51

Точность найденных относительных эффективностей достаточно высока (лучше чем 5 %). При измерении абсолютного выхода реакции (2) для уменьшения ошибки в величине K_r (ее абсолютного значения) был использован конвертор меньших, чем обычно, размеров: толщина 4 мм, диаметр 60 мм.

При помощи описанного выше способа расчета эффективности были определены также поправки на зависимость ее от расстояния между телескопом и мишенью (при измерениях на малых углах телескоп отодвигался от мишени, чтобы пучок нейтронов не попадал на его стенки).

Отношение эффективности двух гамма-телескопов, использовавшихся в опытах, измерялось отдельно. С этой целью на одном из исследуемых углов один телескоп был заменен другим (установка регистрировала реакцию $p+r\text{-}n^0+d$). По отношению скоростей счета в этих двух случаях $N_1 : N_2 = 0,97 \pm 0,05$ можно было заключить, что эффективности телескопов, несмотря на небольшую разницу в их геометрии, примерно одинаковы.

ИЗМЕРЕНИЯ.

В каждой серии измерений считался эффект от мишеней CH_2 и C с конвертором и без него. Кроме того, для контроля измерялся фон в отсутствие мишени. Эффект, обусловленный исследуемой реакцией, определялся как разность:

$$A = (N_{\text{CH}_2}^k - N_{\text{CH}_2}^{\delta k}) - (N_{\text{C}}^k - N_{\text{C}}^{\delta k}) \quad (7)$$

Здесь N - скорости счета для различных мишеней. Индексы "к" и "бк" означают с конвертором и без конвертора, соответственно.

В условиях опытов скорости счета с мишенями меньшей толщины (CH_2 2 гр/см²), с которыми выполнено большинство измерений, имели в среднем следующие значения:

Таблица I.

Мишень	Скорость счета с конвертором имп/час.	Скорость счета без конвертора имп/час.
CH_2	12	3
C	3	1,5
Фон	~0,5	~0,5

Из приведенных цифр следует, что углеродная мишень давала относительно небольшой эффект. Этот факт представляет самостоятельный интерес, так как указывает на некоторую особенность процесса образования P^0 -мезонов в реакции (2) на нуклонах сложных ядер. Для данного эксперимента малость N_c^k по сравнению с $N_{\text{CH}_2}^k$ сыграла очень важную роль, так как это позволило получить достаточную точность результатов в течение разумного срока.

Измерения, в которых вводилась искусственная задержка импульсов, поступающих от телескопа на общую схему совпадений (ср на рис. 2), показали, что основная доля счета без конвертора обусловлена случайными совпадениями импульсов от телескопа и спектрометра. Возрастание фона и счета без конвертора, а также уменьшение полезного эффекта вследствие необходимости удаления телескопа от мишени при измерениях на углах близких к 0° и 180° явились основным препятствием, затруднившим проведение измерений эффекта вблизи этих углов.

При измерении кривых поглощения дейтронов в медных поглотителях и определении примеси частиц от реакции (4) очень важно было учесть фон случайных совпадений всей системы с последним

ковром счетчиков спектрометра "с". Величина этого фона определялась путем смещения счетчиков "с" в сторону от траектории движения дейтронов.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.

Относительные скорости счета для различных углов вылета дейтронов пропорциональны следующей величине:

$$A(\theta_d) \sim \int_0^{\infty} G(\theta_d^*, E_n) \frac{d \cos \theta_d^*}{d \cos \theta_d} \xi_d(\theta_d, E_n) \cdot \xi_{\pi}(\theta_d^*, E_n) N_n(E_n) dE_n \quad (8)$$

Здесь θ_d^* - угол дейтрона в с.ц.м.

θ_d - " - " в л.с.

$G(\theta_d^*, E_n)$ - дифференциальное сечение реакции (2) в с.ц.и.

ξ_d - кривая разрешающей способности спектрометра

N_n - энергетический спектр нейтронов в пучке (известен

$$\xi_{\pi} = K_{\gamma} \frac{1 - \beta^2}{[1 - \beta \cos \phi(E_n)]^2} \quad - \text{эффективность регистрации } \Pi^0\text{-мезона, где}$$

ϕ - угол между осью телескопа и направлением движения Π^0 мезона (в л.с.)

β - скорость Π^0 -мезона (в л.с.)

K_{γ} - эффективность телескопа к гамма-квантам (см. выше)

Все величины берутся в произвольных единицах. Функция

$\frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \phi)^2}$ выражает в относительных единицах угловое распределение гамма-квантов от распада Π^0 -мезона.

Кривые разрешающей способности $\xi_d(\theta_d, E_n)$ определяются геометрией спектрометра и размерами мишеней. Они вычислялись сначала аналитически для параллельно падающего пучка, а затем результаты этих расчетов численно интегрировались по направлениям углов входа дейтронов в спектрометр. В расчете учитывались конеч-

ные размеры мишеней и регистрирующих счетчиков. Вычисленные указанным способом кривые разрешающей способности имеют вид трапеций с закругленными углами.

Точное определение вида функции $G(\theta^*, E_n)$ на основе измерений, выполненных с относительно широким спектром нейтронов и детектором, имеющим постоянный энергетический порог, невозможно. Для того, чтобы обойти эту трудность в настоящих экспериментах угловое распределение продуктов реакции (2) и абсолютная величина полного сечения находились для некоторого среднеэффективного значения энергий нейтронов. Предполагалось при этом, что угловое распределение продуктов исследуемой реакции не зависит от энергии нейтронов в энергетическом интервале, захватываемом детектором, т.е., что

$$G(\theta^*, E_n) = f(\theta^*) \cdot G(E_n) \quad (9)$$

С учетом (9) вместо (8), получим:

$$A(\theta_d) = \int_0^\infty f(\theta_d^*) \frac{d \cos \theta_d^*}{d \cos \theta_d} \cdot \left\{ d \cdot \right\} N_n(E_n) G(E_n) dE_n \equiv \int_0^\infty N(E_n) G(E_n) dE_n \quad (10)$$

Здесь во втором интеграле функция $N(E_n)$, смысл которой ясен из формулы, имеет ту же размерность, что и спектр нейтронов, поэтому её можно назвать эффективным спектром нейтронов. Новое обозначение введено для упрощения дальнейших записей. На рис. 7 приведены энергетический спектр нейтронов в пучке II), измеренный методом магнитного спектрометра и типичный эффективный спектр нейтронов.

В связи с тем, что функция $f(\theta_d^*)$, которую необходимо определить входит в подинтегральное выражение, обработка результатов измерений производилась методом последовательных приближений. В первом приближении принималось, что энергетический спектр

нейтронов представляет собой линию, лежащую в районе его максимума (на энергии 600 Мэв). Угловое распределение в этом случае легко определить, пользуясь упрощенной формулой, вытекающей из (10):

$$f_1(\theta_d^*) \sim f(\theta_d) / \frac{d \cos \theta_d^*}{d \cos \theta_d} \cdot \xi_{\pi}(\theta_d^*) \quad (11)$$

Полученная при этом расчете функция $f_1(\theta_d^*)$ уже была близка к окончательному виду. Далее, используя результат первого приближения и учитывая зависимость всех величин, входящих в формулу (10), от энергии нейтронов, было определено второе приближение. Поправки к первому приближению оказались менее 8 % для всех углов Π^0 -мезонов и были, в основном, связаны со сделанным ранее предположением о виде спектра. Таким образом, оказалось возможным ограничиться вычислением только второго приближения для $f(\theta^*)$.

Необходимо заметить, что получаемое указанным способом угловое распределение зависит от предположения о виде функции возбуждения исследуемой реакции $\mathcal{E}(E_{\Pi})$. С целью проверки чувствительности результатов к виду этой функции для некоторых углов были вычислены значения сечений с двумя сильно отличающимися функциями возбуждения:

1. С функцией возбуждения, описывающей зависимость сечения рождения мезонов в реакциях (1) и (2) при небольших энергиях

$$\mathcal{E} \sim 0,14\eta + 1,0\eta^3, \quad (12)$$

здесь η - импульс мезона в с.ц.м. и

2. С функцией возбуждения для реакции (1), найденной в работах⁽⁴⁻⁶⁾, для энергий протонов 460-660 Мэв.

Результаты вычислений показали, что получаемое угловое распределение мало чувствительно к виду функции $\mathcal{E}(E_{II})$. Для двух указанных зависимостей отношение сечений для ряда обследованных углов меняется меньше, чем на 5 %. В окончательных данных, которые приводятся в этой работе, используется вторая зависимость сечения от энергии.

Окончательные результаты измерений углового распределения P^0 -мезонов от реакции (2) представлены на рис. 8. Ошибки, указанные на рисунке, включают погрешности в определении относительной эффективности K_g - 5 %, а также в измерении примеси протонов в области малых углов от реакции (4) - (6 %); погрешности, связанные с установкой счетчиков спектрометра (1-7 %); неточность определения относительной эффективности телескопов (5 %) и статистические ошибки эксперимента.

Сплошная кривая на рис. 8 найдена по способу наименьших квадратов и соответствует выражению

$$f(\theta^*) = (0,220 \pm 0,022) + \cos^2 \theta^*. \quad (13)$$

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ.

Для того, чтобы по известному угловому распределению $f(\theta^*)$ (найденному в относительных единицах), определить полное сечение исследуемой реакции, достаточно было измерить дифференциальное сечение в абсолютных единицах для одного из углов. Это было сделано при помощи одновременного измерения скорости счета изучаемого эффекта и скорости счета протонов отдачи, образующихся в той же мишени при упругом (пр)-рассеянии, сечение которого известно из работы (12).

Протоны отдачи регистрировались одним из детекторов гамма-квантов с выключенными антисовпадениями и убранным конвертором. В этом случае исключалась необходимость дополнительного измерения относительных эффективностей телескопов, применявшихся в данном опыте. Для того, чтобы непосредственно использовать данные опытов по (пр)-рассеянию, в детекторе протонов помещался фильтр, обеспечивающий энергетический порог ($E_{\text{пор}}$), тождественный с порогом детектора, устанавливавшимся в (12). Измерение скорости счета протонов производилось на угле 60° в л.с., так как в цитированной работе (12) для этого угла дифференциальное сечение (пр)-рассеяния определено наиболее точно.

Если определить эффективную энергию, как значение аргумента функции возбуждения $\mathcal{G}(E_{\text{п}})$ при $\mathcal{G}(E_{\text{п}}) = \bar{\mathcal{G}}$, где

$$\bar{\mathcal{G}} = \frac{\int_0^{\infty} \mathcal{G}(E_n) N(E_n) dE_n}{\int_0^{\infty} N(E_n) dE_n} \quad (14),$$

то искомое дифференциальное сечение при эффективной энергии ($E_{\text{эф}}$), определяемое из нашего опыта, будет равно:

$$\frac{d\mathcal{G}(\theta_d^*)}{d\Omega} = \frac{d\mathcal{G}_{\text{пр}}}{d\Omega} \frac{\Delta\Omega_p}{\Delta\Omega_d} \frac{A_{\pi}}{A_p} \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} N_n(E_n) dE_n}{\int_0^{\infty} N'(E_n) dE_n}, \quad (15)$$

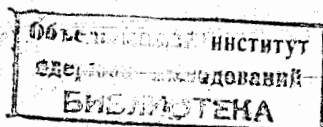
где $\frac{d\mathcal{G}_{\text{пр}}}{d\Omega}$ сечение упругого (пр)-рассеяния (в л.с.);

$\Delta\Omega_p, \Delta\Omega_d$ - телесные углы, вырезаемые детекторами протонов и дейтронов, соответственно;

A_{π}, A_p - скорости счета P^0 -мезонов, образующихся в реакции (2) и протонов отдачи от упругих (пр)-столкновений;

$N_n(E_n)$ - спектр нейтронов;

$N'(E_n)$ - эффективный спектр нейтронов для реакции (2), нормированный нужным образом (в отличие от $N(E_{\text{п}})$ - не нормированного).



С помощью описанного выше метода по формуле (15) была определена абсолютная величина сечения реакции (2) для угла $\theta_n^* = 138^\circ$.

При определении потока протонов отдачи A_p в опытные данные вводилась поправка на примесь Π^+ -мезонов, образующихся в (пр)-столкновениях. Величина поправки согласно (12) составляла 17 %.

Дифференциальное сечение, определяемое по формуле (15), совершенно не зависит от вида функции возбуждения $G(E_\Pi)$. В то же время эффективные энергии, к которым относится получаемое сечение, несколько отличаются для различных $G(E_\Pi)$. Соответствующие расчеты показывают, что для двух типов $G(E_\Pi)$, указанных в предыдущем параграфе, эффективные энергии для $\theta_n^* = 138^\circ$ колеблются от 590 до 605 Мэв. Окончательный результат определения полного сечения реакции (2), приводимый ниже, мы относим к эффективной энергии нейтронов (600 ± 10) Мэв.

В соответствии с найденным угловым распределением $f(\theta^*)$ и абсолютным значением сечения для угла $\theta_n^* = 138^\circ$

$$\sigma_t = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Ошибка в величине этого сечения наряду со статистической погрешностью измерений (7,5%) включает ошибки в определении полного и дифференциального сечений упругого (пр)-рассеяния (12% и 6,5%, соответственно), ошибку в измерении абсолютной эффективности гамма-телескопа (10%) и магнитного спектрометра (7%), ошибку в определении относительной эффективности телескопов (5%), а также погрешность, связанную с экстраполяцией углового распределения в область больших и малых углов (2%).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Рассмотрим полученные данные с точки зрения гипотезы зарядовой инвариантности. Для этого произведем их сравнение с извест-

ными в литературе результатами измерений углового распределения и полного сечения реакции (I) при энергиях близких к 600 Мэв. Сводка имеющихся данных приводится в таблице 3.

Таблица 3

Энергия падающ. нуклона в Мэв.	Реакция	Угловое распределение	Полное сечение в 10^{-27} см^2	Ссылка
580	$p+p \rightarrow \pi^+ + d$	$(0,216 \pm 0,033) + \cos^2 \theta^*$	$3,10 \pm 0,24$	(2)
600	$p+p \rightarrow \pi^0 + d$	$(0,220 \pm 0,022) + \cos^2 \theta^*$	$1,5 \pm 0,3$	наши данные
660	$p+p \rightarrow \pi^+ + d$	$(0,23 \pm 0,03) + \cos^2 \theta^*$	$3,1 \pm 0,2$	
610	"		$3,15 \pm 0,22$	(5)

Из таблицы следует, что угловые распределения π -мезонов от реакций (2) и (I) при близких энергиях являются тождественными с хорошей точностью. Данные же о полных сечениях этих реакций, найденные для практически равных энергий, свидетельствуют, что эти сечения отличаются по величине в два раза.

Уместно заметить здесь, что несколько большая величина константы в угловом распределении π^+ -мезонов от реакции (I) для энергии протонов 633 и 660 Мэв получена в работе⁽⁶⁾. Однако, если экстраполировать до энергии 600 Мэв обнаруженную в⁽⁶⁾ зависимость этой константы от энергии, то для нее также получается значение, близкое к найденному нами для реакции (2).

Таким образом, опытные данные, полученные при изучении реакции (2), и сопоставление их с результатами исследований реакции (I) для одинаковой энергии нуклонов (600 Мэв) показы-

вайт, что соотношение Янга выполняется и, тем самым, подтверждают справедливость гипотезы зарядовой независимости мезон-нуклонных взаимодействий.

Независимо от существования зарядовой инвариантности, быстрый рост сечения реакции (2) с энергией и форма углового распределения позволяют сделать заключение, что при энергиях 400-600 Мэв P^0 -мезоны рождаются главным образом в P-состоянии.

Закон сохранения изотопического спина не противоречит этому выводу и, вместе с тем, то обстоятельство, что он выполняется для мезон-нуклонных взаимодействий дает возможность непосредственно перенести ряд закономерностей, известных для реакции (1), на реакцию (2). Можно утверждать, например, что зависимость полного сечения реакции (2) от энергии должна носить резонансный характер, подобный тому, который был установлен для реакции (1) в работах^(5,6). Далее, в опытах⁽¹³⁾ по исследованию асимметрии испускания P^+ -мезонов в реакции (1), выполненных недавно на поляризованном пучке протонов, обнаружена примесь d -волны. Этот вывод также можно перенести на реакцию (2).

Известно, что для ряда переходов, сопровождающихся испусканием P -мезонов в d -состоянии, характерным является присутствие в угловом распределении члена, пропорционального $\cos^4\theta^*$. Попытка обнаружить этот член в представлении полученных нами экспериментальных данных в виде полинома $a + b \cos^2\theta^* + c \cos^4\theta^*$ показала, что коэффициент при $\cos^4\theta^*$ мал и определяется с погрешностью, вдвое превышающей его величину. Сходные результаты для реакции (1) ранее были получены в работе⁽⁵⁾. Как утверждают авторы цитированной выше работы⁽¹³⁾, их данные также согласуются с допущением о малости амплитуд переходов с испусканием P^+ -мезонов в s и d -состояниях

по сравнению с амплитудой перехода $\psi_2 \rightarrow {}^3S_1 p_2$ (в обозначениях Розенфельда⁽¹⁾).

Рассматривая наши данные в связи с выдвинутой недавно гипотезой⁽¹⁴⁾ о существовании псевдоскалярного Π_0^0 -мезона с изотопическим спином равным нулю и массой близкой к массе обычного Π -мезона, мы не можем исключить возможность их образования в реакции $p+p \rightarrow \Pi_0^0 + d$. Однако эти данные позволяют заключить, что, если Π_0^0 -мезоны и рождаются в указанной реакции, то выход их относительно мал по сравнению с выходом известных Π^0 -мезонов.*) При этом следует иметь в виду, что относительно малая вероятность рождения гипотетических Π_0^0 -мезонов может быть обусловлена резонансным характером образования обычных Π^0 -мезонов в реакции (2) (с $T = 3/2$, $J = 3/2$).

Авторы выражают свою благодарность Д.Д.Бавкову, М.С.Козодаеву, А.А.Маркову, А.Н.Синаеву и А.А.Тяпкину за ценные советы по вопросам, связанным с разработкой электронных устройств спектрометра; авторы благодарят также Л.И.Лapidуса и Б.М.Понтекорво за постоянный интерес к работе и М.М.Кузнецова за участие в создании аппаратуры.

*) Мы не приводим более точных количественных оценок выхода Π_0^0 -мезонов, которые в принципе можно сделать на основании наших опытных данных, так как такие оценки требуют конкретных предположений о виде углового распределения Π_0^0 -мезонов.

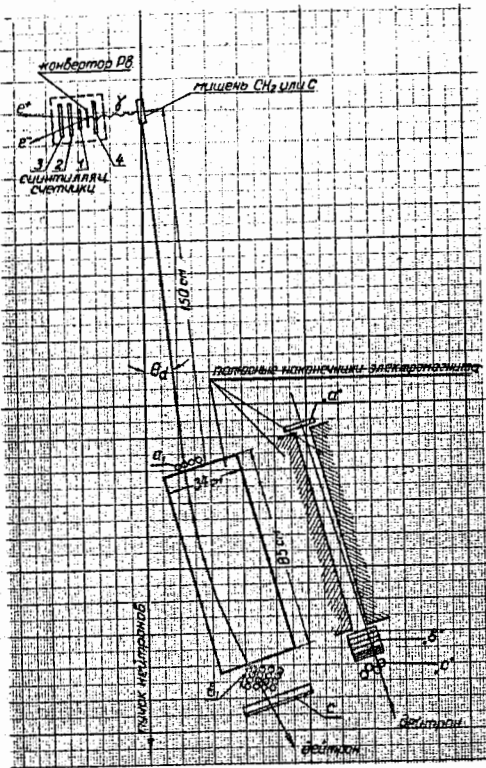


Рис. I - Схема опыта.

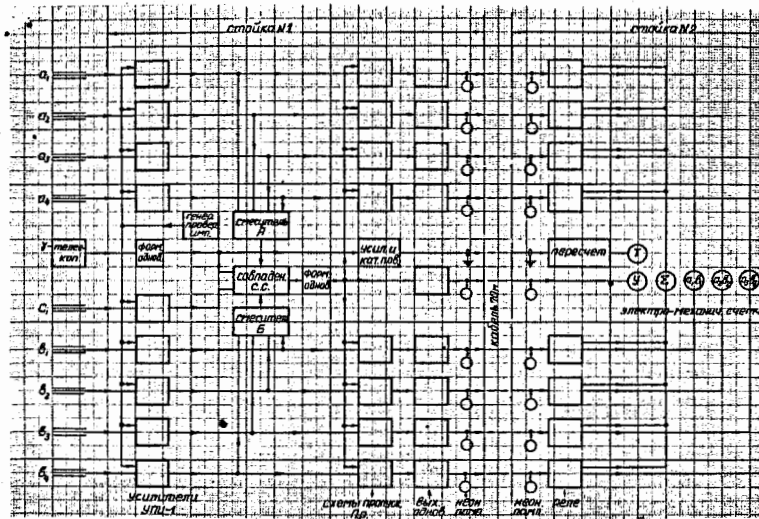


Рис. 2 - Блок-схема электронных устройств.

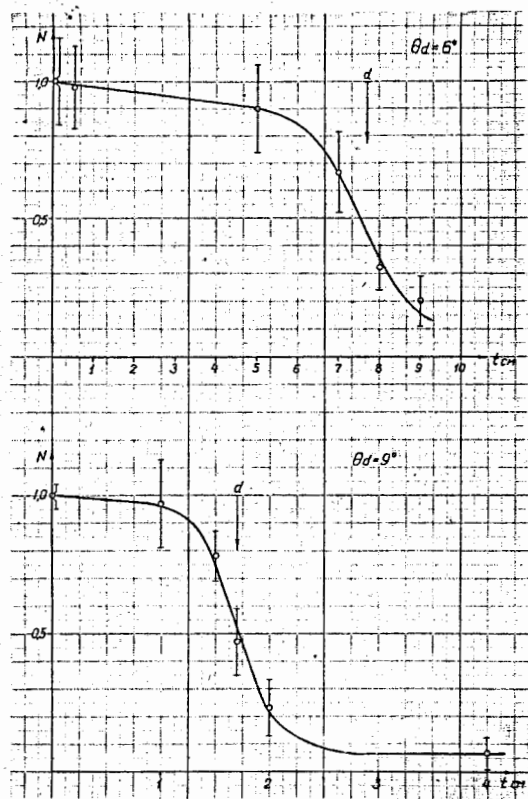


Рис. 3

Кривые поглощения дейтронов в меди. Стрелками указаны центры распределений пробегов дейтронов, определенные из кинематики исследуемой реакции (2).

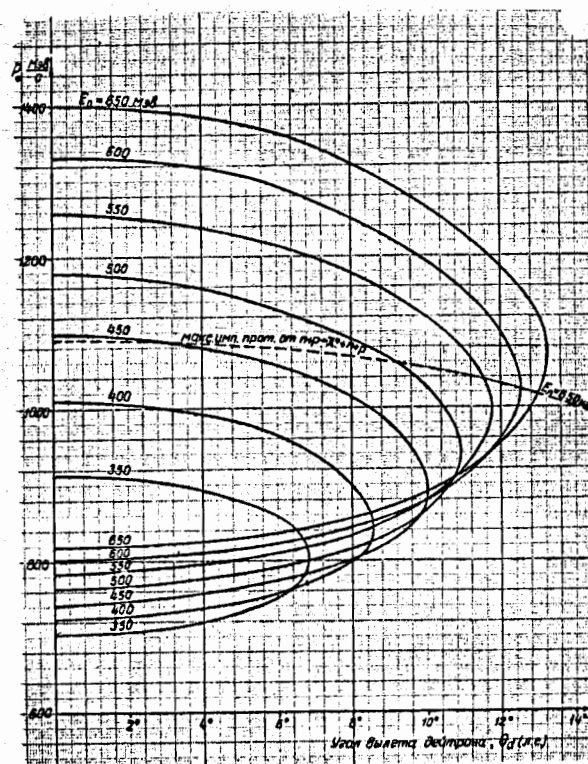


Рис. 4

Зависимость импульса дейтрона, образующегося в реакции (2), от угла его вылета (л.с.) и энергии падающего нейтрона.

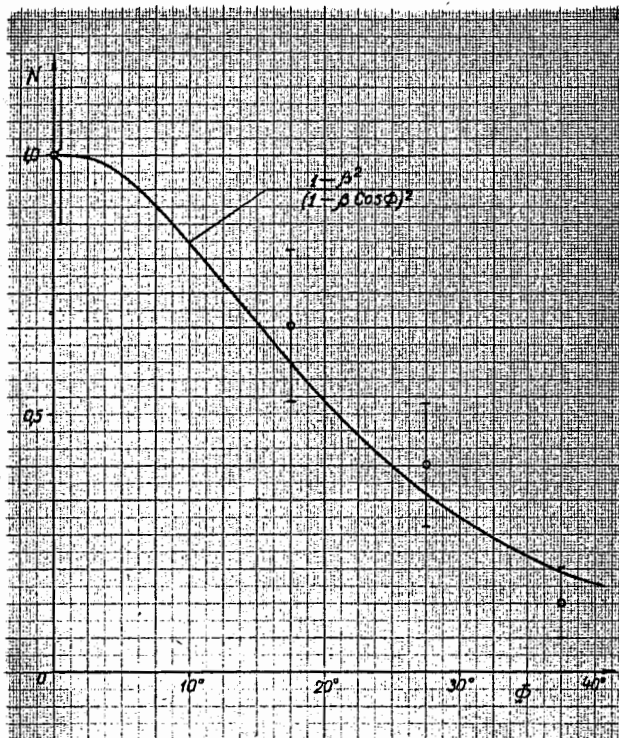


Рис. 5

Зависимость скорости счета установки от угла Φ между осью телескопа и направлением, в котором вылетает Π^0 -мезон.

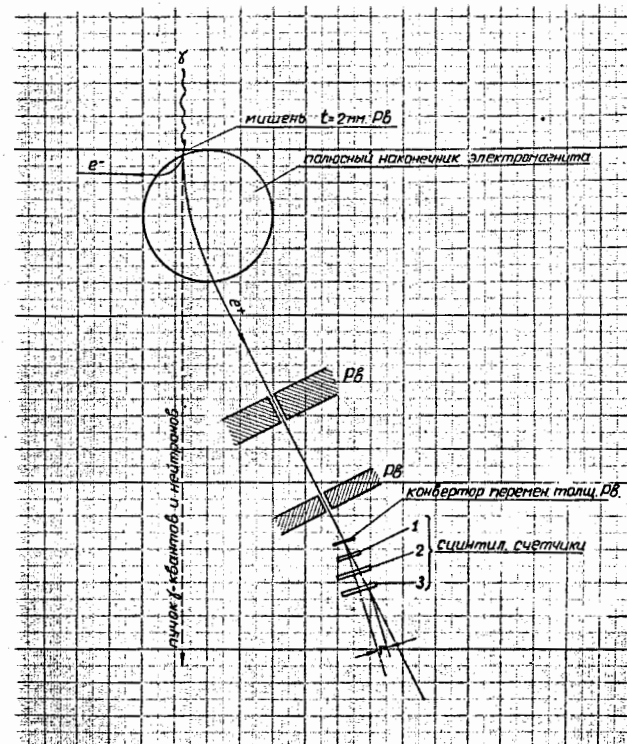
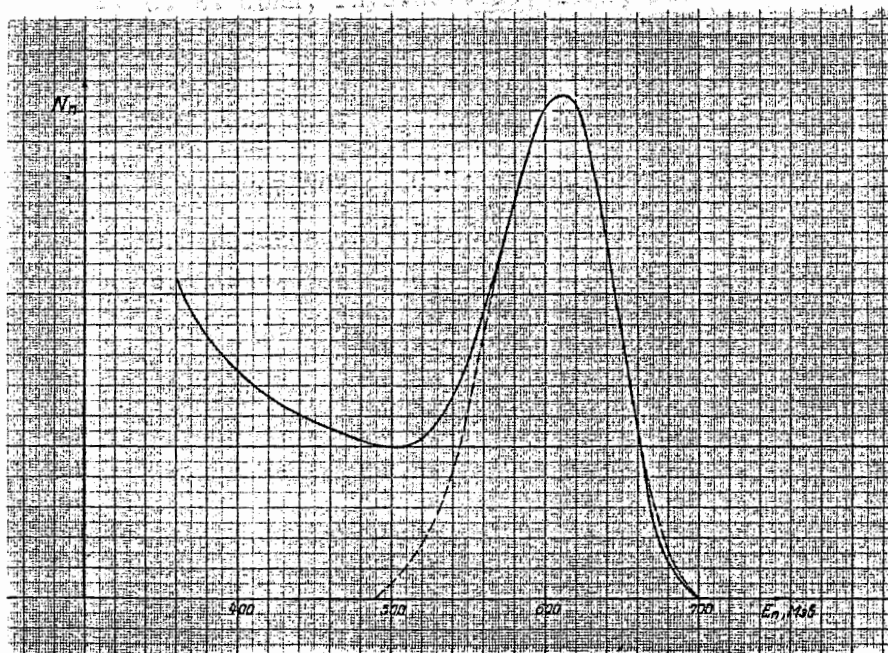


Рис. 6

Схема опыта по определению эффективности гамма-телескопа.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРОНОВ



Э. В. Л. Акимов. © Рис. 7. Энергетический спектр нейтронов в пучке (—) и эффективный спектр нейтронов (---).

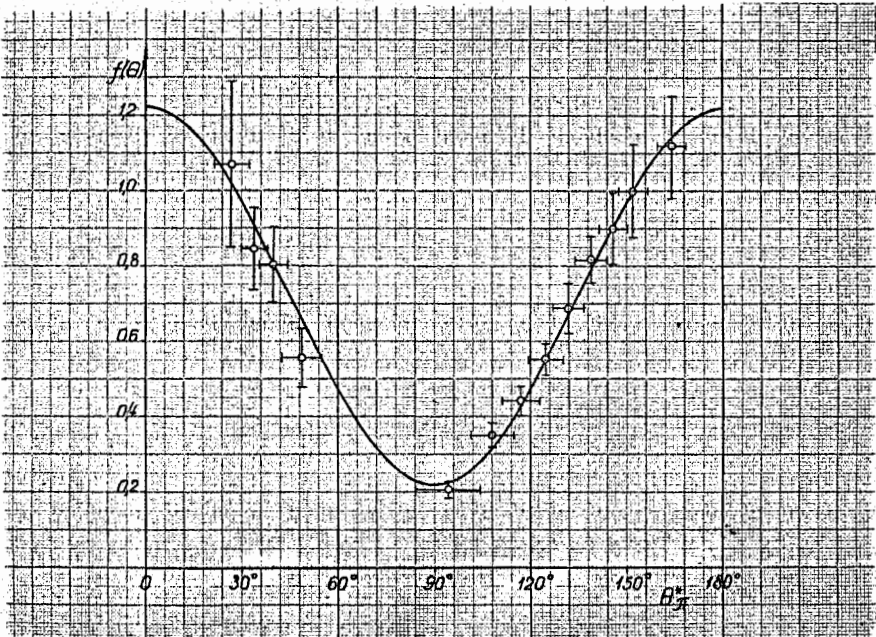


Рис. 8

Угловое распределение π^0 -мезонов от реакции $p+r \rightarrow \pi^0 + d$ в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов при энергии 600 Мэв.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. А.Н. Rozenfeld , Phys.Rev. 96, 139, 1954.
2. С. Е. Cohn, Phys.Rev.105, 1582, 1957.
3. А.Р. Batson , В.В. Culwik, L.Riddiford / preprint /
4. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Н.П. Богачев, В.М. Сидоров, ДАН, 100, 673, 1955г.
5. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, ДАН, 100, 677, 1955г.
6. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, ЖЭТФ (в печати).
7. R.H. Hildebrand, Phys. Rev. 89, 1090, 1953.
8. R.A. Schluter , Phys. Rev. 96, 734, 1954.
9. Ю.Д. Барков, М.С. Козодаев, А.А. Марков, А.Н. Синаев, А.А. Тяпкин, ПТЭ (в печати).
10. I. W. De Wire, A. Ashkin, L. A. Beach, Phys.Rev.83, 505, 1951.
11. В.С. Киселев, К.О. Оганесян, Р.А. Позе, В.Б. Флягин (готовится к печати).
12. Б.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов, ЖЭТФ, 31, 169, 1956г.
13. Ю.К. Акимов, С.В. Савченко, Л.М. Сороко, ЖЭТФ (в печати).
14. А.М. Балдин (препринт).