

12-02
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л. АЖГИРЕЙ, И. ВЗОРОВ, В. ЗРЕЛОВ,
М. МЕЩЕРЯКОВ, Б. НЕГАНОВ, А. ШАБУДИН.

ВЫБИВАНИЕ ДЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР Li , Be, C и O
ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ В 675 Мэв^{x)}

x) Сообщено 17 мая 1957 года на второй сессии Ученого Совета
Объединенного института ядерных исследований.

Изучены импульсные спектры заряженных частиц, испускаемых при бомбардировке дейтерия, лития, бериллия, углерода и кислорода протонами с энергией 675 Мэв. Исследование производилось методом магнитного анализа под углом $7,6^\circ$ относительно пучка протонов. Для всех элементов обнаружено испускание группы дейтронов с энергией около 600 Мэв. В случае дейтерия источником быстрых дейтронов является упругое ($p-d$)-рассеяние; в остальных случаях испускание дейтронов происходит в реакции $p+(Z, A) \rightarrow d+p+(Z-1, A-2)$, представляющей собой рассеяние протонов на квазидейтронных группах внутри ядер. С точностью около 20% дифференциальное сечение этой реакции составляет $2,9 \cdot 10^{-27}$, $2,2 \cdot 10^{-27}$, $3,7 \cdot 10^{-27}$ и $4,6 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад соответственно для Li , Be , C и O . Для тех же ядер средняя энергия движения квазидейтронных групп оценена равной примерно 8, 11, 14 и 14 Мэв.

В высокоимпульсной части спектров не обнаружено в заметных количествах выбитых ядер трития.

Выполненные эксперименты показывают, что при прохождении нуклонов данной энергии через легкие ядра существенную роль играют процессы трехчастичного взаимодействия, сопровождающиеся передачей дейтронам больших импульсов.

Полученные результаты согласуются с представлениями, лежащими в основе высокоимпульсной модели ядра.

I. В в е д е н и е

Со времени ранних попыток объяснения свойств взаимодействия нуклонов с ядрами при высоких энергиях ($E > 100$ Мэв) обычно принято рассматривать процесс прохождения нуклонов через ядро, как ряд последовательных актов соударения налетающего нуклона с расположенными на его пути отдельными нуклонами. Такой подход к проблеме нуклон-ядерного взаимодействия кажется естественным в рамках модели независимых частиц, если длина волны налетающего нуклона и эффективный радиус нуклон-нуклонного взаимодействия малы по сравнению со средним расстоянием между нуклонами в ядре.

Имеется, однако, основание считать, что представление о существовании внутри ядра каскада парных соударений дает лишь грубое приближение к действительности. Прежде всего надо отметить, что в области энергий 100-1000 Мэв эффективный радиус нуклон-нуклонного взаимодействия только примерно в полтора раза меньше среднего расстояния между нуклонами в плотно упакованных ядрах. Это обстоятельство само по себе свидетельствует о том, что множественное взаимодействие нуклонов в каскадном процессе не является редким. Не следует также упускать из вида и то, что в простейшей форме модель независимых частиц не учитывает пространственных корреляций нуклонов внутри ядра. Между тем существующие экспериментальные данные, как было отмечено Брюкнером, Иденом и Френсисом (1), определенно указывают на значительную роль в ряде ядерных процессов при высоких энергиях эффектов, обусловленных пространственной корреляцией нуклонов. К таким процессам относятся ядерный фотоэффект, успешно описываемый квазидейтронной моделью Левингера (2), поглощение мезонов ядрами и образование мезонов в нуклон-ядерных соударениях, рассеяние нуклонов внутри ядер (3-6), а также захват нуклонов из ядер налетающими нуклонами с образованием дейтронов.

Наиболее примечательная особенность последнего процесса, обнаруженного при облучении различных веществ нейтронами и протонами с энергией около 90 Мэв (7-10), состоит в испускании дейтронов преимущественно вперед с энергией, только немногим меньшей энергии налетающего нуклона. Рассмотрение процесса основано на представлении, что падающий нуклон взаимодействует в ядре одновременно только с одним нуклоном соответствующего типа, движущимся примерно с тем же импульсом, что и падающий нуклон (II). Было показано, что полученные при 90 Мэв данные по угловому распределению и выходу дейтронов удастся, по крайней мере качественно, объяснить, если использовать импульсное распределение нуклонов в ядре, простирающееся в сторону высоких импульсов много дальше, чем распределение, отвечающее модели ферми-газа из невзаимодействующих частиц (I2, I3). Это соответствует допущению о наличии в ядре сильных локальных взаимодействий.

Образование быстрых дейтронов наблюдалось также и под действием протонов и нейтронов с энергией 300 Мэв в результате захвата нуклонов из ядра не непосредственно падающими частицами, а относительно медленными вторичными нуклонами, испытывшими до этого одно или несколько соударений внутри ядра (I4).

В настоящей статье излагаются некоторые результаты экспериментов, выполненных с целью изучения при энергии 675 Мэв соударений протонов с тесными скоплениями сильно взаимодействующих нуклонов в ядрах Li , Be , C и O и, в первую очередь, с квазидейтронными группами. Попутно приводится также результат другого эксперимента по наблюдению при энергии 675 Мэв упругого рассеяния протонов свободными дейтронами. Сопоставление полученных в одинаковых условиях данных об упругом ($p-d$)-рассеянии и выбивании

дейтронов из легких ядер протонами позволяет сделать определенные заключения о характере последнего процесса.

В описываемых экспериментах были получены сведения относительно:

а) импульсных спектров вторичных заряженных частиц, испущенных в $p + Li$, $p + Be$, $p + C$ -соударениях в направлении $7,6^\circ$ относительно пучка первичных протонов;

б) величин дифференциальных сечений процесса прямого выбивания дейтронов из ядер Li , Be , C и O , а также величины дифференциального сечения упругого ($p - d$)-рассеяния;

в) величины средней энергии движения квазидейтронных групп в бомбардируемых ядрах;

г) верхней границы значения вклада ядер трития в выход выбитых частиц.

2. Метод исследования

Задавшись целью обнаружить прямое выбивание дейтронов из легких ядер под действием быстрых протонов, мы провели эксперименты, в которых методом магнитного анализа были получены импульсные спектры вторичных частиц. Этот метод уже использовался нами при изучении импульсных спектров продуктов реакций $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$, $p + p \rightarrow \pi^- + p + \pi^0$ и $p + p \rightarrow d + \pi^+$ (15). Расположение анализирующего магнита с полюсами диаметром 100 см и воздушным зазором 10 см относительно первичного пучка и бетонной защиты синхротрона показано на рис. I. Напряженность магнитного поля H в зазоре магнита измерялась по методу ядерной абсорбции с точностью 0,2% и поддерживалась постоянной с точностью 0,2% с помощью электронного стабилизатора. Радиус кривизны ρ средней траектории был равен 367,6 см. Угол

отклонения частиц в магнитном поле составлял 19° .

В этих экспериментах использовался пучок неполяризованных протонов с энергией 675 ± 6 Мэв ^{х)}, выведенный из шестиметрового синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований. Плотность потока в месте расположения мишени составляла $3 \cdot 10^9$ протонов/см² сек. Интенсивности пучка контролировались ионизационной камерой, наполненной гелием. Латунный коллиматор А со щелью шириной 1 см и высотой 4 см определял размеры пучка протонов, падающего на мишень. Соосность пучка протонов и коллиматора А достигалась посредством перемещения пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью дополнительного магнитного поля, создаваемого двумя подвижными стальными брусками, установленными в рассеянном поле ускорителя в месте выхода пучка протонов из вакуумной камеры. Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом $7,6^{\circ}$ к направлению первичного пучка, пройдя коллиматоры В и С с сечениями соответственно (2 x 3) см и (3 x 4) см и анализирующее поле, отбирались коллиматором D со щелью шириной 1 см и высотой 3 см, и затем по стальному коллиматору, расположенному в 4-метровой бетонной стене, попадали в телескоп, составленный из четырех сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему тройных и четверных совпадений. Первые три счетчика в качестве сцинтилляторов имели кристаллы толана сечением (3 x 3), (2,5 x 2,5) и (4 x 4) см соответственно, четвертый счетчик имел жидкий

х) Это значение средней энергии протонов в выведенном в атмосферу пучке после внесения некоторых изменений в устройство синхроциклотрона было получено в нашей лаборатории Л. Сороко, О. Савченко и Ю. Акимовым из измерений дифференциальным методом протонов в меди.

сцинтиллятор (раствор гербирила в бензилциклогексане) диаметром 10 см. Эффективность регистрации частиц в исследуемом интервале импульсов практически оставалась постоянной. Весь путь частиц от входа в коллиматор В и до телескопа проходил в вакууме. Коллиматор Д применялся для того, чтобы уменьшить влияние эффектов, обусловленных рассеянием и замедлением частиц в стенках коллиматоров В и Д. Ввиду высокого уровня излучений вблизи синхротрона не представлялось возможным осуществить выделение пучка вторичных частиц перед анализирующим магнитом при помощи набора сцинтилляционных счетчиков.

Использовались химически чистые мишени U , Be и C . Упругое ($p-d$)-рассеяние наблюдалось по разности эффектов с мишенями из D_2O (чистотой 99,93%) и H_2O , залитых в тонкостенные алюминиевые контейнеры. При наблюдении прямого выбивания дейтронов из ядер кислорода использовалась мишень из H_2O . В таблице I приведены размеры мишеней, а также потери энергии и средние углы многократного рассеяния протонов с энергией 675 Мэв.

Таблица I.

Мишени	Высота, см	Ширина, см	Толщина, г/см ²	ΔE , Мэв	$\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ сред, град.
H_2O	6,0	1,5	1,18	2,78	0,18
D_2O	6,0	1,5	1,30	2,78	0,18
U	2,5	1,0	1,11	2,30	0,08
Be	2,5	1,0	3,16	6,50	0,18
C	2,5	1,0	3,37	7,52	0,21

При использовании мишеней указанных размеров и угле расходимости пучка вторичных частиц $\sim 0,3^\circ$ разрешающая способность спектрометра $\frac{\Delta R}{R}$ составляла около 3%.

3. Обработка результатов измерений

Ординаты импульсных спектров вычислялись путем деления на величину N_p числа совпадений, отвечающего одному и тому же количеству протонов, прошедших через мишень. Фон в отсутствие мишени не превышал 2%. При расчете спектров вводились поправки, учитывающие:

1. Поглощение вторичных протонов и дейтронов в мишени, сцинтилляторах и фольгах, закрывавших вход и выход в вакуумный тракт. Эта поправка составляла максимум 4%.

2. Просчеты регистрирующего устройства. Эта поправка достигала заметной величины только в узкой области, где были расположены пики дифракционно рассеянных μ протонов. При измерении спектров в этой области интенсивность пучка понижалась так, чтобы эффект просчетов не превышал 10%.

Искажение формы спектров, обусловленное изменением вдоль рассмотренного интервала импульсов угла многократного рассеяния и потерь энергии вторичными частицами в мишени было настолько мало, что не выходило за пределы экспериментальных ошибок.

Для нахождения абсолютных значений дифференциальных сечений $\frac{d^2\sigma}{d\omega d\rho}$ были проведены отдельно под данным углом прямые измерения сечений $\frac{d\sigma}{d\omega}$ испускания вторичных заряженных частиц с $N_p > 1100 \cdot 10^3$ гаусс-см от $p + Be$ и $p + C$ -соударений. Площади под кривыми, представляющими спектры заряженных частиц с $N_p > 1100 \cdot 10^3$ гаусс-см, нормировались к соответствующим экспериментальным значениям $\frac{d\sigma}{d\omega}$. Точность этой процедуры составляет

около 20%. Ординаты спектров, полученных с литием и кислородом, находились путем сравнения выхода вторичных частиц от этих элементов и углерода и использования известного сечения для углерода. Таким же образом были вычислены ординаты пика, отвечающего дейтронам отдачи в упругом ($p-d$)-рассеянии под углом $7,6^\circ$.

4. Результаты эксперимента и их интерпретация

Импульсные спектры вторичных частиц из лития, бериллия и углерода для интервала от $3600 \cdot 10^3$ ^{до $6200 \cdot 10^3$} гаусс-см. приведены на рис. 2, 3 и 4 вместе со статистическими ошибками измерений. Участок каждого спектра от $4000 \cdot 10^3$ до $4500 \cdot 10^3$ гаусс-см состоит из интенсивного пика, отвечающего протонам, дифракционно рассеянными на ядрах, и тесно примыкающего к нему слева выступа, представляющего нижнюю часть импульсного распределения протонов, квазиупруго рассеянных на нуклонах внутри ядра. В случае дифракционного рассеяния протонов с энергией 675 Мэв на ядрах лития, бериллия и углерода, дифракционные пики должны быть расположены при $4355 \cdot 10^3$, $4360 \cdot 10^3$ и $4370 \cdot 10^3$ гаусс-см соответственно, а пик, отвечающий протонам от упругого ($p-p$)-рассеяния, — при $4300 \cdot 10^3$ гаусс-см. Найденные экспериментальные положения дифракционных пиков отличаются от вычисленных не более, чем на 0,5%. Вид спектров указывает на то, что в условиях настоящих опытов выход вторичных протонов был обусловлен в основном дифракционным рассеянием на ядрах.

Опытам, в которых было обнаружено прямое выбивание дейтронов из легких ядер протонами с энергией 675 Мэв, предшествовало наблюдение под углом $7,6^\circ$ дейтронов отдачи от упругого ($p-d$)-рассеяния. На рис. 5 показан соответствующий этому процессу участок

около 20%. Ординаты спектров, полученных с литием и кислородом, находились путем сравнения выхода вторичных частиц от этих элементов и углерода и использования известного сечения для углерода. Таким же образом были вычислены ординаты пика, отвечающего дейтронам отдачи в упругом ($p-d$)-рассеянии под углом $7,6^\circ$.

4. Результаты эксперимента и их интерпретация

Импульсные спектры вторичных частиц из лития, бериллия и углерода для интервала от $3600 \cdot 10^3$ ^{до $6200 \cdot 10^3$} гаусс-см. приведены на рис. 2, 3 и 4 вместе со статистическими ошибками измерений. Участок каждого спектра от $4000 \cdot 10^3$ до $4500 \cdot 10^3$ гаусс-см состоит из интенсивного пика, отвечающего протонам, дифракционно рассеянными на ядрах, и тесно примыкающего к нему слева выступа, представляющего нижнюю часть импульсного распределения протонов, квазиупруго рассеянных на нуклонах внутри ядра. В случае дифракционного рассеяния протонов с энергией 675 Мэв на ядрах лития, бериллия и углерода, дифракционные пики должны быть расположены при $4355 \cdot 10^3$, $4360 \cdot 10^3$ и $4370 \cdot 10^3$ гаусс-см соответственно, а пик, отвечающий протонам от упругого ($p-p$)-рассеяния, - при $4300 \cdot 10^3$ гаусс-см. Найденные экспериментальные положения дифракционных пиков отличаются от вычисленных не более, чем на 0,5%. Вид спектров указывает на то, что в условиях настоящих опытов выход вторичных протонов был обусловлен в основном дифракционным рассеянием на ядрах.

Опытам, в которых было обнаружено прямое выбивание дейтронов из легких ядер протонами с энергией 675 Мэв, предшествовало наблюдение под углом $7,6^\circ$ дейтронов отдачи от упругого ($p-d$)-рассеяния. На рис. 5 показан соответствующий этому процессу участок

спектра вторичных частиц от $(p-d)$ -соударений. Обнаруженный при $5405 \cdot 10^3$ гаусс-см отчетливый пик отвечает дейтронам отдачи в упругих $(p-d)$ -соударениях. Форма этого пика представляет собой экспериментальную кривую разрешения спектрометра. Ширина пика на полувысоте составляет около $150 \cdot 10^3$ гаусс-см. Значение дифференциального сечения упругого $(p-d)$ -рассеяния с испусканием дейтронов в направлении $7,6^\circ$ по отношению к первичному пучку найдено равным $(0,55 \pm 0,12) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}^x$.

Имея в виду результаты опыта по упругому $(p-d)$ -рассеянию, мы призвели тщательн^{ые} измерения импульсных спектров в интервале от $5000 \cdot 10^3$ до $6200 \cdot 10^3$ гаусс-см. Эксперимент был выполнен с литием, бериллием, углеродом и кислородом в условиях, когда перед четвертым счетчиком находился медный фильтр толщиной 18 см, достаточный для того, чтобы полностью затормозить выбитые дейтроны. Число частиц, остановившихся в фильтре, находились по разности между числом тройных и четверных совпадений. При этом вводились найденные экспериментально поправки, учитывающие поглощение и рассеяние протонов в фильтре и в сцинтилляторах. Справа от дифракционного пика четверные совпадения с фильтром вызывались дифракционно-рассеянными протонами, испытавшими по пути в спектрометре дополнительное рассеяние.

Полученные результаты показаны на рис. 2 - 4 и 6. В рассматриваемом интервале импульсов ординаты спектров приведены увеличенными в 100 раз по сравнению с ординатами остальной части спектров. На спектрах вторичных частиц из лития и бериллия обнаружены хорошо разрешенные пики вблизи $5400 \cdot 10^3$ гаусс-см. В этой же области спектров углерода и кислорода замечены характерные выступы на правом крыле дифракционного пика. Никаких особенностей не было замечено в спектрах частиц, прошедших через медный фильтр.

x) Результаты опытов по изучению $(p-d)$ -соударений под $7,6^\circ$ будут обсуждены в другом сообщении.

Экспериментально полученные спектры остановившихся в фильтре частиц во всех случаях представляют собой пики с максимумами при $5350 \cdot 10^3$, $5280 \cdot 10^3$, $5250 \cdot 10^3$ и $5230 \cdot 10^3$ гаусс-см соответственно для лития, бериллия, углерода и кислорода.

Из полученных нами спектров следует, что под действием протонов с энергией 675 Мэв с заметной вероятностью происходит испускание из легких ядер частиц, импульс которых больше, чем импульс протонов, дифракционно рассеянных на ядрах. Сообщенные таким частицам импульсы группируются около значений, только немногим меньших значения импульса дейтронов, испущенных в упругом ($p-d$)-рассеянии. Подобно дейтронам отдачи от упругого ($p-d$)-рассеяния обнаруженная группа частиц полностью тормозится в медном фильтре толщиной 18 см. В условиях этих опытов в область импульсов $H_p > 5000 \cdot 10^3$ гаусс-см из частиц, тяжелее протона, могли попасть только дейтроны и ядра трития. Последние могли быть испущены вследствие квазиупругого соударения налетающего протона с группой из трехкратно взаимодействующих нуклонов и обладали бы импульсом около $6000 \cdot 10^3$ гаусс-см, что значительно превышает импульс частиц в обнаруженных пиках.

Перечисленные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что протоны с энергией 675 Мэв иногда производят выбивание дейтронов из легких ядер. Этот процесс кинематически очень схож с упругим ($p-d$)-рассеянием. Из наличия такого соответствия между двумя процессами можно сделать вывод, что выбивание дейтронов происходит в результате почти упругих соударений налетающих протонов с квазидейтронными группами внутри ядер.

Следует подчеркнуть, что обнаруженная группа дейтронов не могла возникнуть вследствие захвата падающими протонами нейтронов

из ядер, то есть в реакции типа $p + (Z, A) \rightarrow d + (Z, A - 1)$. Действительно, испущенные в этом процессе дейтроны должны иметь импульс, больше импульса дейтронов отдачи в упругом ($p - d$)-рассеянии, причем эта разница между импульсами должна возрастать с увеличением массы ядра мишени. Так, например, в случае захвата протонами нейтронов из ядер C^{12} без возбуждения остаточных ядер C^{11} дейтроны испускались бы с импульсом на $255 \cdot 10^3$ гаусс-см больше импульса дейтронов в упругом ($p - d$)-рассеянии, тогда как в действительности, наблюдаемый пик расположен ниже пика упруго-рассеянных дейтронов на $\sim 150 \cdot 10^3$ гаусс-см. Обнаруженную группу дейтронов нельзя также отождествить и с дейтронами, возникающими вследствие захвата нуклонов из ядер вторичными, относительно медленными нуклонами, которые были вовлечены в ядерный каскад первичным протоном. Дейтроны, испущенные в таком процессе непрямого захвата нуклонов, должны иметь размытый импульсный спектр без всякой корреляции с дейтронным пиком в упругом ($p - d$)-рассеянии. Обнаруженные пики не могут быть приписаны и дейтронам, образованным в реакциях $p + p \rightarrow d + \pi^+$ и $p + n \rightarrow d + \pi^0$, возможно, протекающих внутри ядер. Отвечающий этим реакциям пик дейтронов должен наблюдаться при $4560 \cdot 10^3$ гаусс-см, что приблизительно на $800 \cdot 10^3$ гаусс-см ниже рассматриваемого участка импульсного спектра. Наконец, в силу принципа детального равновесия следовало ожидать образования дейтронов в реакции $p + n \rightarrow d + \gamma$, обратной фоторасщеплению квазидейтронных групп в ядрах. При угле наблюдения $7,6^\circ$ и энергии протонов 675 Мэв дейтроны в этой реакции должны испускаться с импульсом $4690 \cdot 10^3$ гаусс-см, что более чем на $400 \cdot 10^3$ гаусс-см ниже рассматриваемого участка спектра.

Итак, можно утверждать, что пики, обнаруженные у верхних границ импульсных спектров, действительно отвечают только дейтронам, выбитым из ядер вследствие соударений протонов с квазидейтронными группами. Приближенная оценка абсолютных величин дифференциальных сечений этого процесса была проведена путем сравнения площадей, с одной стороны, под спектрами дифракционно и квазиупруго рассеянных протонов и, с другой стороны, под пиками, отвечающими частицам с пробегом, меньшим 18 см меди. Полученные таким способом численные значения дифференциальных сечений $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_d$ выбивания дейтронов даны в таблице II вместе с соответствующими значениями дифференциальных сечений $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_t$ испускания вторичных заряженных частиц с $H_p > 1100 \cdot 10^3$ гаусс-см от p+Be - и P+C-соударений.

Таблица II

Элемент	$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_t$ 10 ⁻²⁷ см ² / стерад.	$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_d$ 10 ⁻²⁷ см ² / стерад.	$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_d / Z$ 10 ⁻²⁷ см ² / стерад.	ΔE, МэВ	Энергия вырывания дейтрона, МэВ
D	-	0,55±0,12	0,55	-	-
Li	-	2,9±0,6	0,97	10	9,5
Be	590±30	2,2±0,5	0,55	23	16,7
C	900±50	3,7±0,8	0,61	30	25,2
O	-	4,6±1,0	0,58	33	20,7

В случае Li, Be и C спектры были измерены вплоть до $H_p = 6200 \cdot 10^3$ гаусс-см, что включило в себя область, в которой следовало ожидать обнаружить группу выбитых ядер трития. Изучение высокоимпульсных участков спектров показало, что если вообще выбивание ядер трития и происходило в условиях этого эксперимента, то их выход составлял не более 2 ± 3% от выхода выбитых дейтронов.

5. Анализ дейтронных пиков

Отличительной особенностью полученных спектров является то, что пики, отвечающие выбитым дейтронам, значительно шире, чем пик, наблюдаемый в случае упругого ($p-d$)-рассеяния. Это различие, очевидно, вызвано главным образом разбросом по импульсам квазидейтронных групп в ядрах. Величину средней энергии движения квазидейтронных групп в ядрах можно оценить, исходя из данных для ширины экспериментальных пиков и кривой разрешения спектрометра и считая малым эффект рассеяния дейтронов при выходе из ядер. Простые вычисления показали, что средняя энергия движения квазидейтронных групп составляет около 8, 11, 14 и 14 Мэв соответственно для Li, Be, C и O.

Обнаруженные пики с левой стороны четко не выделены. Это могло быть вызвано частью потерями энергии протонами и дейтронами в ядрах, частью торможением дейтронов в стенках коллиматоров. Нельзя также исключить возможность того, что к наблюдаемым пикам слева примыкают размытые пики дейтронов от возможных реакций $p+p \rightarrow d+\pi^+$ и $p+n \rightarrow d+\pi^0$.

Опыт доказал существование в спектрах легких элементов небольшого сдвига влево дейтронных пиков относительно положения пика, отвечающего дейтронам в упругом ($p-d$)-рассеянии. Соответствующая наблюдаемому сдвигу разница между энергией упруго рассеянных дейтронов и средней энергией дейтронов, выбитых из ядер, приведена в предпоследнем, а энергия вырывания дейтрона из ядер - в последнем столбце таблицы II. Эта разница представляет собой, в основном, энергию вырывания дейтрона из потенциальной ямы, образованной остальными нуклонами. Если протон после соударения с квазидейтронной группой также покидает ядро без даль-

нейших соударений, то наблюдаемый процесс можно представить как реакцию типа $p + (Z, A) \rightarrow d + p + (Z-1, A-2)$. Согласно полученным данным, энергия отдачи и возбуждения остаточного ядра $(Z-1, A-2)$ должна быть невелика.

Необходимо отметить, что рассеяние протонов на квазидейтронных группах с передачей дейтронам больших импульсов, по существу, представляет собой процесс, обусловленный трехчастичным взаимодействием. Для данного угла сечение этого процесса, как видно из таблицы II, возрастает с увеличением размеров ядра-мишени. Отнесенное на один протон в ядре дифференциальное сечение процесса выбивания дейтронов не сильно отличается от найденного в тех же условиях сечения упругого $(p-d)$ -рассеяния. Этот факт, видимо, означает, что характер трехчастичного взаимодействия один и тот же как в соударениях протонов с квазидейтронными группами в легких ядрах, так и в соударениях протонов со свободными дейтронами. Подобная ситуация кажется возможной только в случае отсутствия заметного влияния других нуклонов ядра на процесс взаимодействия налетающего протона с тесной квазидейтронной группой.

Оценка полного сечения процесса выбивания дейтронов из ядер была произведена в предположении, что угловые распределения дейтронов отдачи в упругих $(p-d)$ -соударениях и в соударениях протонов с квазидейтронными группами одинаковы. Угловая зависимость сечения упругого $(p-d)$ -рассеяния при энергии 660 Мэв в интервале $40^\circ - 150^\circ$ в системе центра масс протона и дейтрона была измерена в нашей лаборатории Г.Лексиним (16). Из ^{этих} данных было ~~б~~ оценено, что полное сечение упругого $(p-d)$ -рассеяния составляет около $1,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Отсюда, считая, что выход дейтронов пропорционален Z , были найдены полные сечения σ_d процесса выбивания дейтронов. Значения их приведены в таблице III.

Для сравнения там же приведены значения полных сечений σ_t взаимодействия протонов с ядрами указанных элементов при энергии 650 Мэв⁽¹⁷⁾. Вклад трехнуклонных соударений в полное сечение взаимодействия

Таблица III.

Ядро	Li	Be	C	O
$\sigma_d, 10^{-27} \text{ см}^2$	~ 4,5	~ 6	~ 9	~ 12
$\sigma_t, 10^{-27} \text{ см}^2$	-	272 \pm 7	340 \pm 10	416 \pm 30

протонов с ядрами, очевидно, должен быть еще больше за счет соударений протонов с квази-pp и nn-группами, а также с pn-группами, находящимися в состояниях, отличных от 3S_1 и 3D_1 -состояний.

6. Заключение.

Эти эксперименты показали, что при бомбардировке Li, Be, C и O протонами с энергией 675 Мэв происходит с заметной вероятностью испускание дейтронов почти с теми же импульсами, как и в упругом (p - d) - рассеянии. Такое тесное соответствие между указанными процессами заставляет допустить, что выбивание дейтронов из легких ядер происходит вследствие соударений налетающих протонов с квазидейтронными группами. Рассмотрение уширения дейтронных пиков дает для средней энергии движения квазидейтронных групп в потенциальной яме остальных нуклонов ядра оценочное значение около 8, 11, 14 и 14 Мэв соответственно для Li, Be, C и O. Указание на то, что средняя энергия движения квазидейтронных групп в ядрах лития меньше, чем в ядрах остальных исследованных элементов, представляется реальным. Сходный резуль-

тат был получен в Массачузеттсе (18) при наблюдении фоторасщепления кваздейтронных групп. Из сопоставления дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов свободными дейтронами и кваздейтронными группами следует, что характер трехнуклонных взаимодействий в свободных ($p-d$)-соударениях и в соударениях протонов с кваздейтронными группами не различается сколь-нибудь заметно. Если в условиях этих экспериментов и происходило выбивание ядер трития в результате соударений протонов с тесными трехнуклонными группами, то выход ядер трития составлял не более 2-3% от выхода выбитых дейтронов.

Результаты настоящих экспериментов можно рассматривать как веский довод в пользу модели ядра, разработанной Брюкнером с сотрудниками (19-21) и недавно проанализированной Бете (22). В основании этой модели лежит предположение, что в ядерном веществе имеет место сильное короткодействующее взаимодействие между парами нуклонов, вследствие чего волновая функция основного состояния ядра содержит значительную примесь компонент, соответствующих большим импульсам отдельных нуклонов. Это эквивалентно допущению о наличии внутри ядра значительных корреляций в положении нуклонов или, иными словами, кратковременных образований из двух и более сильно взаимодействующих нуклонов.

В рамках высокоимпульсной модели ядра выбивание дейтронов из ядер под действием протонов высокой энергии можно рассматривать либо как результат передачи большого импульса тесной двунуклонной группе как целому, либо как захват из такой группы нейтрона с образованием дейтрона, вылетающего вперед. Тот факт, что среди выбитых частиц отсутствуют в заметном количестве ядра трития, повидимому, свидетельствует об относительно редком возникновении внутри ядер трехнуклонных групп, способных как

целое испытывать отдачу. Аналогичный результат предсказывается и высокоимпульсной моделью ядра $(2I, 22)$.

Проблема передачи больших энергий налетающими нуклонами ядерным фрагментам рассматривалась Блохинцевым ⁽²³⁾ в предположении, что внутри ядер возникают кратковременные, тесные скопления нуклонов, которые могут выбрасываться из ядра в виде отдельной частицы при соударении с нуклоном. Расчеты, основанные на таком представлении, дают зависимость сечения выбивания энергичных дейтронов из ядер, содержащих немного нуклонов, от атомного номера и атомного веса ядра в виде $Z^2 A^{-1/3}$ и для тех ядер, в которых уже существенны эффекты насыщения ядерных сил, - в виде $ZA^{-1/3}$. Вероятность выхода трития составляет лишь несколько процентов от выхода дейтронов, что не противоречит опыту. Абсолютные значения сечений также качественно согласуются с результатами измерений.

В настоящее время ничего нельзя сказать определенного о природе сил, действующих между налетающим протоном и квазидейтронной группой. При данной энергии длина волны протона в системе центра масс двух нуклонов $\lambda = 0,35 \cdot 10^{-13}$ см, что только в полтора раза больше комптоновской длины волны нуклона $\frac{h}{Mc}$. Не исключена возможность того, что столь тесные соударения протонов с квазидейтронными группами сопровождаются сильной деформацией мезонных оболочек у трех столкнувшихся ^{нуклонов} и возникновением между ними взаимодействия, которое осуществляется посредством одновременного обмена парами π -мезонов. С этой точки зрения высокоэнергичные соударения нуклонов с квазидейтронными группами, как тройные соударения, представляются благоприятным объектом для поиска эффектов, обусловленных трехчастичными силами, и заслуживают поэтому дальнейшего изучения.

В заключение авторы выражают благодарность Д.И.Блохи-
цеву, Г.А.Лексину и В.И.Огиевскому за участие в обсуждении, а
также Ю.Н.Денисову за помощь при проведении измерений магнит-
ного поля спектрометра.

И л л ю с т р а ц и и.

Рис.1 Схема опыта.

Рис.2 Импульсный спектр вторичных заряженных частиц от $(p + Li)$ -соударений под углом $7,6^\circ$

- I - суммарный спектр вторичных заряженных частиц;
- II - спектр протонов;
- III - спектр частиц, остановившихся в фильтре.

Рис.3 Импульсный спектр вторичных заряженных частиц от $(p + Be)$ -соударений под углом $7,6^\circ$

- I - суммарный спектр вторичных заряженных частиц;
- II - спектр протонов;
- III - спектр частиц, остановившихся в фильтре.

Рис.4 Импульсный спектр вторичных заряженных частиц от $(p + c)$ -соударений под углом $7,6^\circ$

- I - суммарный спектр вторичных заряженных частиц;
- II - спектр протонов;
- III - спектр частиц, остановившихся в фильтре.

Рис.5 Участок импульсного спектра вторичных заряженных частиц от $(p - d)$ -соударений с пиком упруго рассеянных дейтронов.

- I - результат измерений без фильтра, тормозившего дейтроны отдачи.
- II - то же с фильтром.

Рис.6 Импульсный спектр вторичных заряженных частиц от $(p + O)$ -соударений

- I - суммарный спектр вторичных заряженных частиц;
- II - спектр протонов;
- III - спектр частиц, остановившихся в фильтре.

Список литературы

1. K. Brueckner, R. Eden, N. Francis, Phys.Rev. 98, 1445 (1955)
2. J. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951)
3. J. Claidis, W. Hess, B. Moyer, Phys. Rev. 87, 425 (1952)
4. J. Wilcox, B. Moyer, Phys. Rev. 99, 875 (1955)
5. P. Cüer, J. Combe, J. Phys. et Radium, 16, 298 S(1955)
6. J. McEwen, W. Gibson, P. Duke, Phil. Mag, 2, 231 (1957)
7. H. York, Phys. Rev. 75, 1467 (1949)
8. K. Brueckner, W. Powell, Phys. Rev. 75, 1247 (1949)
9. J. Hadley, H. York, Phys. Rev. 80, 345 (1950)
10. W. Selove, Phys. Rev. 92, 1328 (1953); 101, 231 (1956)
11. P. Cüer, M. Morand, L. Van Roxsum, C.R. 228, 481 (1949)
12. G. Chew, M. Goldberger, Phys.Rev. 77, 470 (1950)
13. J. Heidman, Phys. Rev. 80, 171 (1950)
14. W. Hess, B. Moyer, Phys. Rev. 101, 337 (1956)
15. М.Мещеряков, Б.Неганов, И.Взоров, В.Зрелов, А.Шабудин,
ДАН, 109, 499, 1956.
16. Г.Лексин, ЖЭТФ, 32, 445, 1957.
17. В.Москалев, Б.Гавриловский, ДАН, 110, 972, 1956.
18. A. Wattenberg, A. Odian, P. Stein, H. Wilson, R. Weinstein,
Phys. Rev. 104, 1710 (1956)
19. K. Brueckner, C. Levinson, Phys. Rev. 97, 1344 (1955)
20. K. Brueckner, Phys. Rev. 97, 1353 (1955)
21. Brueckner, Phys. Rev. 188, 36 (1955)
22. H. Bethe, Phys. Rev. 103, 1354 (1956).
23. Д.Блохинцев, ЖЭТФ, в печати.

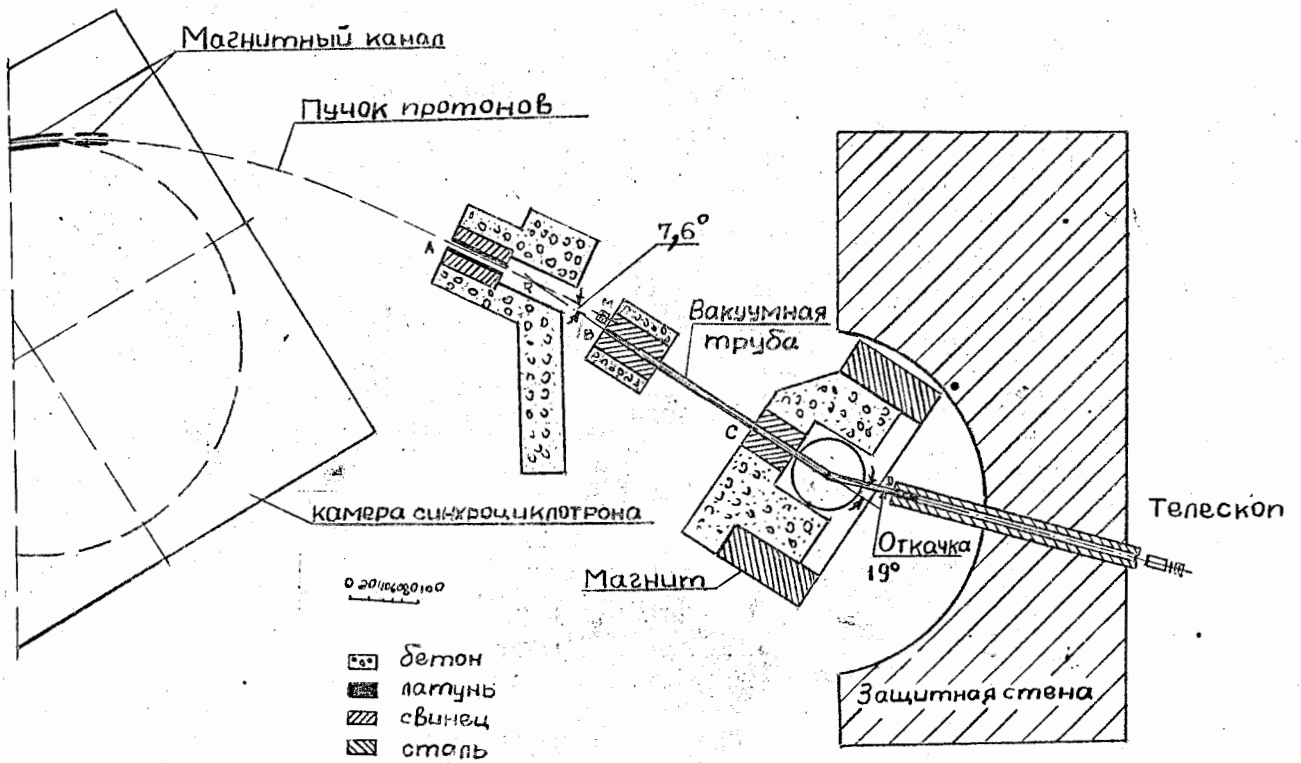


Рис. 1

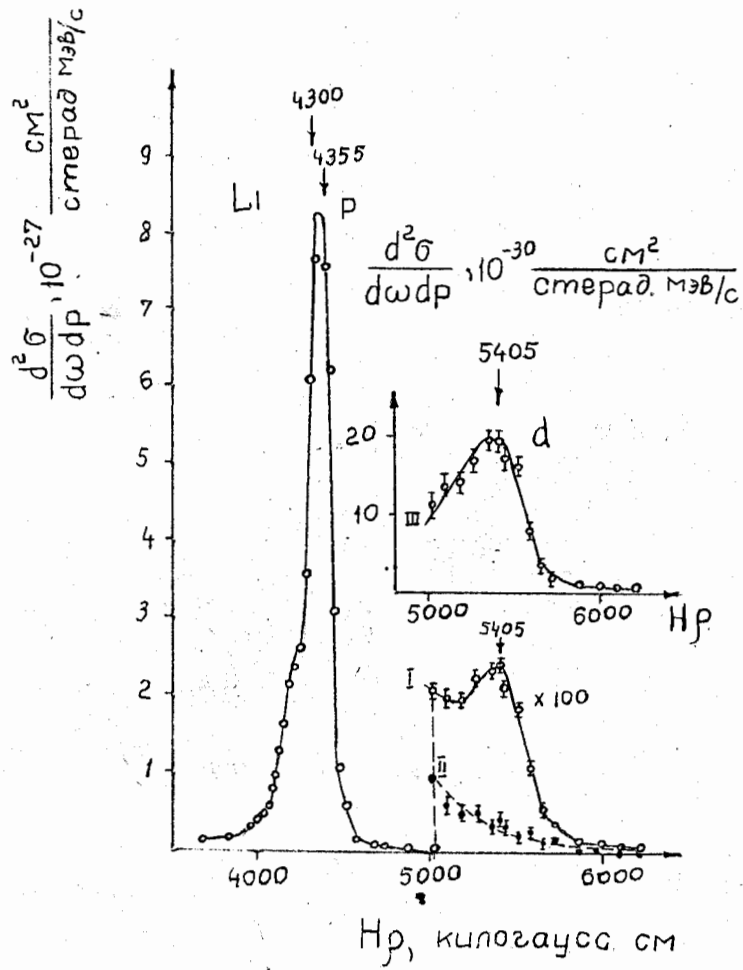


Рис 2

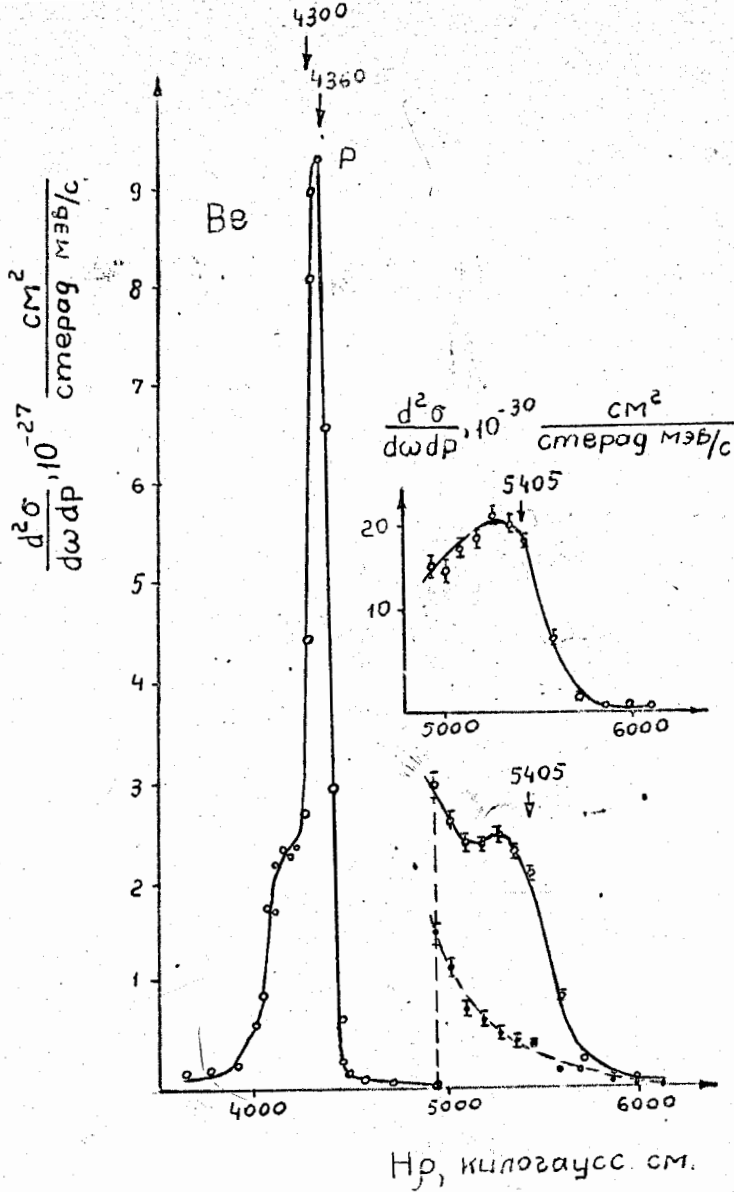
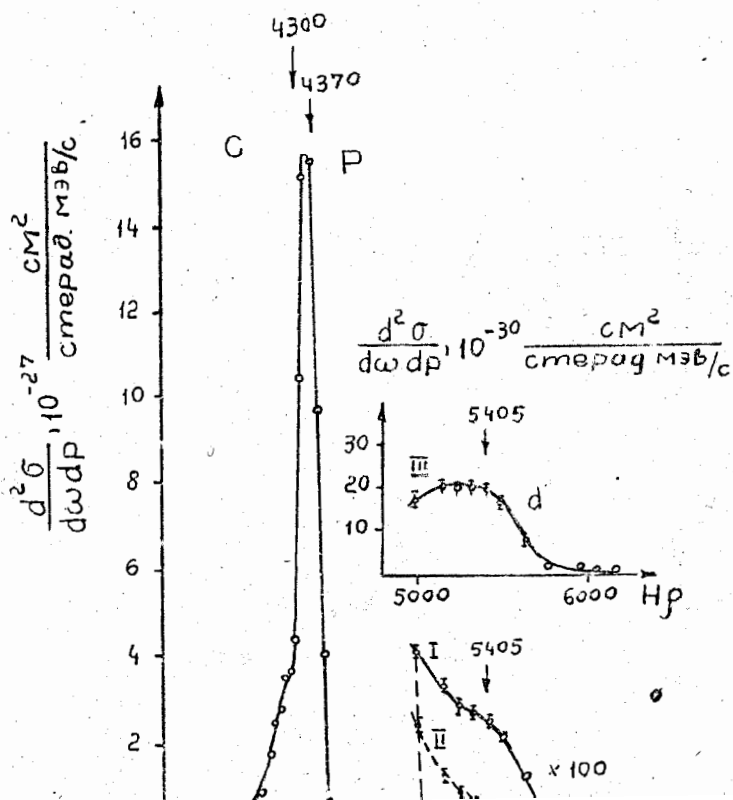


Рис. 3



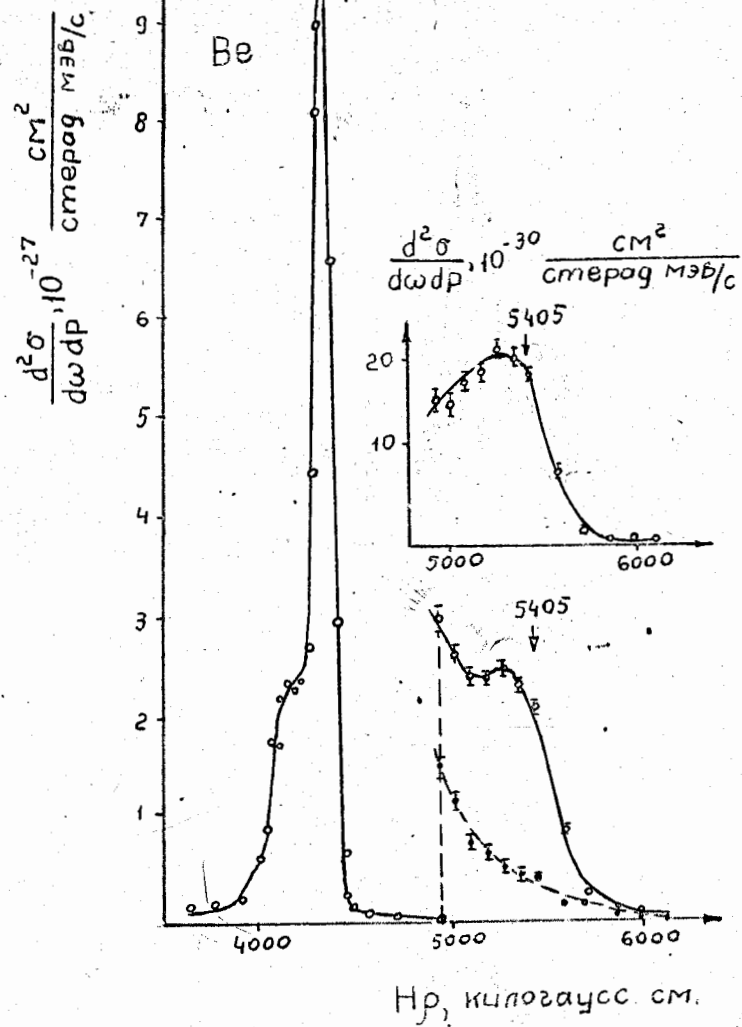


Рис. 3

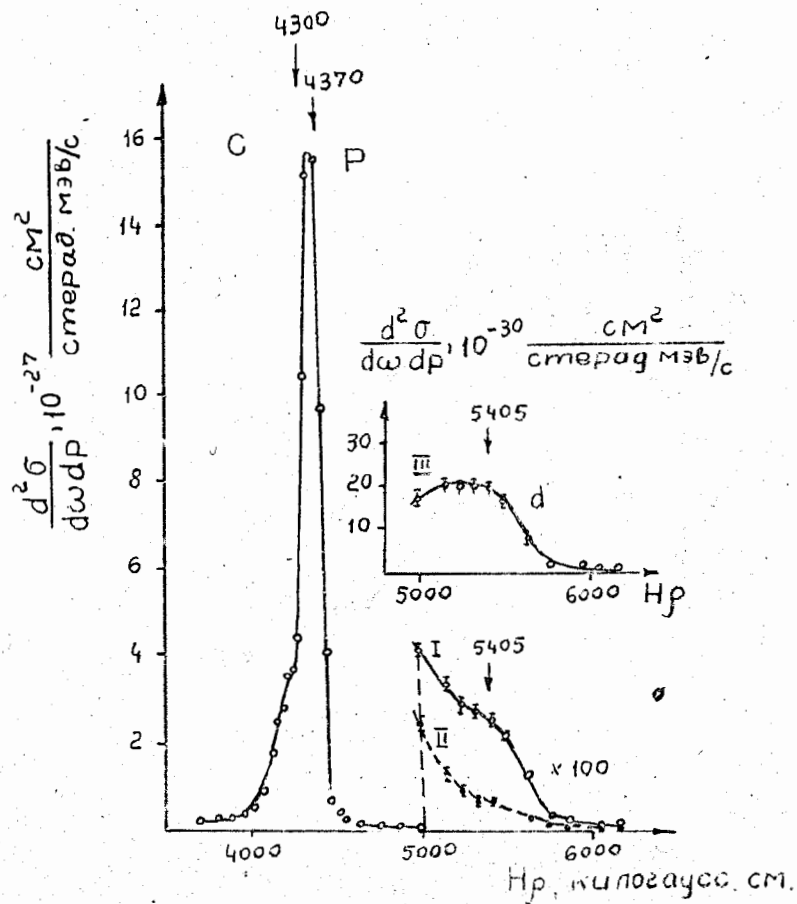


Рис. 4

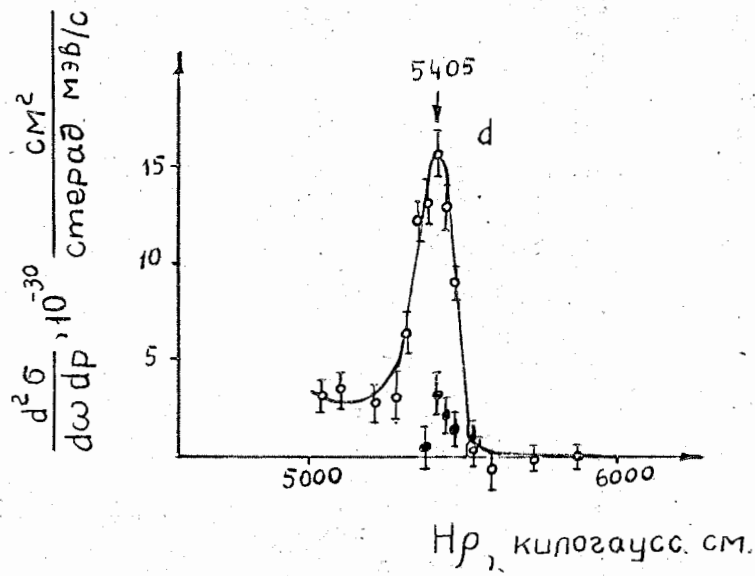


Рис. 5

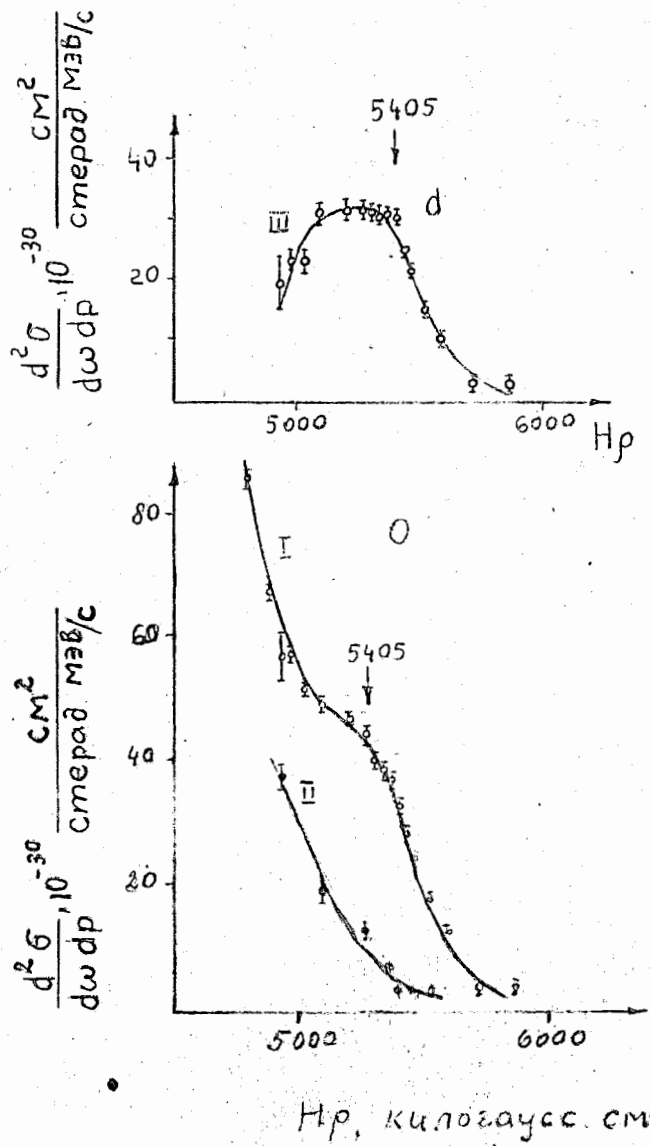


Рис. 6