

УДК 539.1

## ПРЯМЫЕ РЕАКЦИИ ВЫБИВАНИЯ БЫСТРЫХ ФРАГМЕНТОВ ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*В. И. Комаров*

Объединенный институт ядерных  
исследований, г. Дубна

Дается обзор экспериментальных исследований прямых ядерных  $A(p, pX)$ -реакций, где  $X \equiv d, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ , при энергии протонов  $\sim 0,2-1,0 \text{ GeV}$  и обсуждается физическая интерпретация данных, получаемых в таких реакциях.

The experimental investigations of the direct nuclear  $A(p, pX)$ -reactions, where  $X \equiv d, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  at proton energies of about  $0,2-1,0 \text{ GeV}$  are reviewed and the interpretation of experimental data obtained in such reactions is discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре рассматриваются экспериментальные исследования и вопросы интерпретации прямых ядерных  $A(p, pX)$   $B$ -реакций, где  $X$  — легчайшие ядра  $d, {}^3\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ , квазиупруго выбиваемые из ядра-мишени  $A$  с энергией в сотни мегаэлектронвольт. Существенный признак таких реакций — близость кинематики быстрых частиц: налетающего протона, рассеянного протона и выбитого легкого фрагмента, к кинематике упругого рассеяния свободных частиц  $pX \rightarrow pX$ .

Реакции такого типа начинают интенсивно исследоваться в последнее время, и, несомненно, создание сильноточных протонных ускорителей в ближайшие годы послужит толчком для быстрого прогресса в этой области ядерной физики. Появление новых экспериментальных данных по реакциям выбивания быстрых фрагментов, как правило, вызывает оживленное обсуждение.

В чем состоит причина интереса к прямым реакциям выбивания фрагментов?

Определенную роль приобретает некоторая необычность подобных реакций: соударение с ядром протона, имеющего длину дебройлевской волны, существенно меньшую, чем среднее межнуклон-

ное расстояние в ядре, приводит к появлению в конечном состоянии быстрых фрагментов, кинетическая энергия которых в десятки и сотни раз превышает энергию связи нуклонов в этих фрагментах. Квазиупругая кинематика реакции наталкивает на мысль о том, что механизм реакции состоит в прямом взаимодействии налетающего протона со скоррелированной группой нуклонов в ядре — кластером, и, следовательно, такие реакции являются прямым проявлением кластерной структуры ядер. Такой крайней точке зрения противостоит другой взгляд на явление, при котором выбивание фрагментов представляется как непосредственный результат взаимодействия выбиваемых нуклонов в конечном состоянии, и выбивание фрагментов не имеет прямого отношения к внутриядерным корреляциям нуклонов. Примером такого обсуждения может служить дискуссия на конференции по физике высоких энергий и структуре ядра [1], возникшая в связи с интерпретацией экспериментов по квазиупругому выбиванию дейтронов.

Значительное влияние взаимодействия в конечном состоянии на протекание прямых ядерных реакций даже при сравнительно высоких энергиях в настоящее время очевидно. Так, для реакции испускания нуклонов при ядерном поглощении пионов убедительно показано [2], что эффекты, вызываемые корреляцией ядерных нуклонов, соизмеримы с эффектами, обусловленными взаимодействием испущенных нуклонов в конечном состоянии. Более того, разделение указанных эффектов требует детальных измерений таких характеристик реакции, как распределения нуклонов по относительным энергиям, углам и т. п. Проблема корректного учета взаимодействия выбиваемых нуклонов в конечном состоянии существует, конечно, и в случае реакций выбивания фрагментов. Однако даже качественные особенности этих реакций показывают, что определяющим фактором является прямое взаимодействие налетающих протонов с нуклонными ассоциациями в ядре. Основным привлекательным моментом в изучении реакций выбивания и является надежда получить непосредственную экспериментальную информацию о кластерных аспектах структуры ядра. Цель обзора состоит в том, чтобы проследить, в какой степени выполненные до сих пор работы приблизили нас к этой цели.

Прежде чем перейти к изучению конкретных работ, определим круг исследований, которые будут рассматриваться ниже. Для этого обсудим условия, при которых изучение квазиупругого выбивания представляет наибольший интерес.

Область энергий налетающих частиц от нескольких сот до тысячи мегаэлектронвольт представляется в настоящее время наиболее перспективной. При энергиях в десятки мегаэлектронвольт реакции выбивания имеют сугубо периферический характер, так что структура внутренней области ядер совершенно недоступна изучению.

Энергетическая зависимость полных сечений  $NN$ -взаимодействий приводит к тому, что поглощение протонных волн в ядре резко уменьшается с ростом энергии в районе 100—200  $Mэв$  и становится минимальным при 500—700  $Mэв$ . Кроме того, при низких энергиях с прямыми реакциями выбивания на периферии ядра конкурирует распад возникающих в других каналах высоковозбужденных состояний ядра мишени. Интерференция этих процессов усложняет результаты опытов. Сильное взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии может настолько исказить функции угловых корреляций, что даже качественные черты квазиупругой кинематики процесса полностью теряются. Выделение квазиупругой части процесса становится возможным только при детальном учете взаимодействия в конечном состоянии [3]. Важно и то, что при низких энергиях плохо выполняются основные условия применимости импульсного приближения — одного из наиболее мощных методов анализа прямых ядерных реакций. Повышение энергии налетающих протонов до нескольких сот мегаэлектронвольт значительно расширяет доступную область изменения кинематических переменных, что особенно полезно для исследования механизма реакций. Интенсивное изучение реакций квазиупругого выбивания при энергии существенно выше 1  $Гэв$  вряд ли особенно целесообразно в настоящее время, так как сами свойства амплитуд  $NN$ -рассеяния в этой области энергий изучены хуже, чем в области средних энергий (особенно до порога мезообразования), а неупругие процессы множественного мезообразования и возбуждение многочисленных резонансов сильно усложняют картину. В связи с этим в обзоре рассматривается область энергии налетающих протонов примерно от 200  $Mэв$  до 1  $Гэв$ .

«Элементарный» акт рассеяния налетающего протона кластером может происходить на углы от 0 до  $180^\circ$  в с. ц. и. протон — кластер. При рассеянии на малые углы кластеру соответственно передается малый импульс и энергия, сравнимая с энергией его связи в ядре. Хотя дифференциальное сечение такого рассеяния сравнительно велико, эти условия неблагоприятны для экспериментов. С одной стороны, при этом возникают те же осложнения, что и при низких энергиях налетающих частиц, с другой — эксперименты при этом принципиально не могут дать информацию о короткодействующих корреляциях нуклонов в кластерах. Проведение экспериментов в условиях рассеяния протонов кластерами на большие углы, вплоть до  $180^\circ$ , связано с экспериментальными трудностями из-за малости соответствующих сечений. Однако рассеяние при этом сопровождается значительными передачами импульса кластеру и, следовательно, может содержать информацию о корреляциях нуклонов на малых относительных расстояниях.

Нет необходимости доказывать принципиальный характер исследования таких корреляций для понимания структуры ядра.

Достаточно напомнить, что даже такое фундаментальное свойство ядер, как насыщение ядерной плотности, не может быть объяснено без введения потенциалов с сильным отталкиванием на расстояниях  $\leq 0,5$  ферми. Всякого рода эффективные потенциалы с тем или иным видом сердечников широко используются в различных теоретических моделях. Однако прямых экспериментальных данных о поведении ядерных нуклонов на расстояниях, существенно меньших средних межнуклонных расстояний, исключительно мало. В первую очередь это связано с экспериментальными трудностями получения такой информации. Теоретическая интерпретация опытов также является сложной хотя бы потому, что потенциальное описание нуклон-нуклонных систем на расстояниях, меньших примерно  $0,5$  ферми, становится проблематичным из-за принципиально релятивистского характера взаимодействия в таких условиях. Получение экспериментальной информации о короткодействующих нуклонных корреляциях парного типа особенно актуально в настоящее время в связи с успехами микроскопического подхода в изучении ядерной структуры. Так, развиваемый с последние годы метод  $K$ -гармоник [4] позволяет рассчитывать основные характеристики легчайших ядер, исходя из свойств реальных  $NN$ -потенциалов. Одновременно выяснено [5], что свойства более тяжелых ядер с  $A > 10-20$  существенным образом определяются нечетными потенциалами типа  $V_{33}$  и  $V_{11}$ . Экспериментальная информация о  $V_{33}$  и  $V_{11}$  фактически отсутствует, так как свободное  $NN$ -расстояние крайне нечувствительно к виду этих потенциалов. Авторы, развивающие метод  $K$ -гармоник, предлагают для получения сведений о нечетных потенциалах использовать такой косвенный метод, как изучение вопроса о границе ядерной стабильности сильно нейтронноизбыточных легких ядер.

Значительность проблемы стимулирует исследования в этом направлении. Попытки получить информацию о короткодействующих ядерных корреляциях предпринимаются в первую очередь при интерпретации упругого рассеяния электронов и адронов ядрами и реакций квазиупругого выбивания протонов. Информация о нуклонных корреляциях, получаемая в таких опытах, имеет косвенный характер, так как фактически наблюдаемые величины — одночастичные плотности. В этом отношении реакции квазиупругого выбивания быстрых фрагментов имеют то преимущество, что в них налетающая частица непосредственно передает большой импульс группе нуклонов, и, следовательно, из общих квантово-механических соображений, можно ожидать, что процесс должен существенно определяться короткодействующими корреляциями в этой группе нуклонов.

Изучение реакций прямого выбивания фрагментов в условиях рассеяния на промежуточные углы (например, вблизи  $90^\circ$  в с. ц. и. системы протон — кластер) может быть источником вполне опре-

деленной информации спектроскопического характера — спектры возбуждения остаточных ядер, приведенные ширины испускания кластеров и т. п. Однако сказанное выше показывает, что выбивание фрагментов, сопровождающееся рассеянием протона на углы, близкие к  $180^\circ$ , представляет особый интерес. Поэтому в настоящем обзоре рассматриваются преимущественно реакции выбивания в условиях большой передачи импульса фрагментам.

В первом разделе приводятся известные в настоящее время экспериментальные данные, которые дают представление об экспериментальном уровне изучения проблемы. Физическая интерпретация данных обсуждается во втором разделе. В третьем рассматриваются вопросы, связанные с изучением «элементарного» процесса квазиупругого выбивания: исследованием упругого рассеяния назад протонов с энергией до  $1 \text{ Гэв}$  легчайшими ядрами.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Выбивание быстрых дейтронов протонами высокой энергии впервые наблюдалось в 1957 г. в экспериментах, проведенных на синхротронном ОИЯИ Л. С. Ажгиреем и др. [6]. Ими изучались импульсные спектры дейтронов, испускаемых ядрами Li, Be, C и O под углом  $7,6^\circ$  относительно пучка протонов с энергией  $675 \text{ Мэв}$ . Спектры измерялись методом магнитного анализа с разрешающей способностью  $\Delta p/p$  около 3%. Угол расходимости пучка регистрируемых вторичных частиц составлял около  $0,3^\circ$ . Дейтроны выделялись в пучке вторичных частиц с определенным отношением импульса к заряду  $p/z$  по величине пробега  $R$  в фильтре, установленном в телескопе сцинтилляционных счетчиков.

Измерения показали, что дейтроны генерируются в этих условиях с заметным сечением вплоть до значений импульса  $1700 \text{ Мэв}/c$ , и в спектрах дейтронов наблюдается увеличение выхода при значении импульса, несколько меньших импульса дейтронов из упругого рассеяния. Упругое  $pd$ -рассеяние наблюдалось в этих же экспериментах по разности эффектов с мишенями  $D_2O$  и  $H_2O$ . Отчетливый пик в спектре дейтронов при  $1626 \text{ Мэв}/c$  соответствует дейтонам отдачи в упругом соударении на  $164^\circ$  в системе центра инерции. Характерные спектры вторичных заряженных частиц, полученные в этих опытах, показаны на рис. 1. Из кинематического сходства наблюдаемого процесса с упругим  $pd$ -рассеянием в работе [6] был сделан вывод о том, что выбивание дейтронов происходит в результате почти упругих соударений налетающих протонов с квазидейтонными группами внутри ядер.

Действительно, невозможно указать двучастичный процесс, который приводил бы к увеличению выхода дейтронов именно в области  $1600 \text{ Мэв}/c$ . Так,  $(p, d)$ -реакция подхвата нейтрона должна давать дейтроны с заметно более высоким значением импульса —

в случае ядра  $^{12}\text{C}$  без учета возбуждения остаточного ядра  $^{11}\text{C}$  дейтоны испускались бы с импульсом примерно на  $68 \text{ Мэв/с}$  выше импульса дейтонов в  $pd$ -рассеянии. Фактически же наблюдаемый

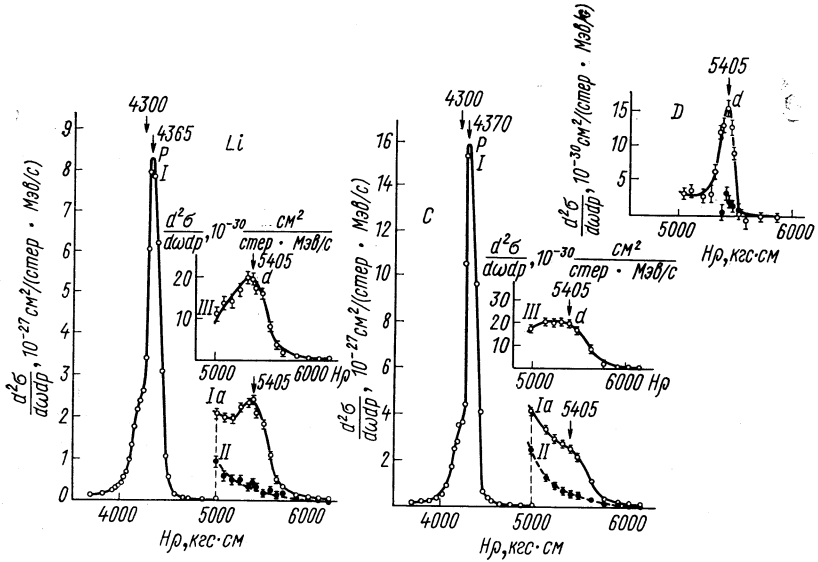


Рис. 1. Импульсные спектры вторичных заряженных частиц, наблюдаемых под углом  $7,6^\circ$  к пучку протонов с энергией  $675 \text{ Мэв}$  [6]:

○ — измерения без фильтра, тормозившего дейтоны; ● — то же, с фильтром; I и Ia — суммарный спектр заряженных частиц; II — спектр протонов (Ia и II — значения сечений увеличены в 100 раз); III — спектр частиц, остановившихся в Si-фильтре толщиной 18 см.

пик расположен на  $45 \text{ Мэв/с}$  ниже пика упруго рассеянных дейтонов. Обнаруженные пики также нельзя приписать возможным квазисвободным реакциям типа

$$p + [N] \rightarrow d + \pi \tag{1}$$

или

$$p + [n] \rightarrow d + \gamma \tag{2}$$

на нуклонах ядра (рис. 2). Быстрые дейтоны могут образовываться не только в указанных квазидвучастичных процессах, но и в результате развития каскада при прохождении в ядре налетающего протона. Однако очевидно, что в каскаде могут генерироваться только дейтоны, имеющие весьма размытый импульсный спектр без каких бы то ни было пиков, тем более кинематически скоррелированных с упругим  $pd$ -рассеянием.

Полученные в работе [6] значения дифференциальных сечений  $(d\sigma/d\Omega)_d$  выбивания дейтонов приведены в табл. 1.

В таблице приведена разница между энергией упруго рассеянных дейтронов и средней энергией дейтронов, квазиупруго выбитых из ядер  $\Delta E$ , для сравнения указаны значения энергии связи  $E_c$  дейтона в потенциальной яме исходного ядра. Сравнение этих

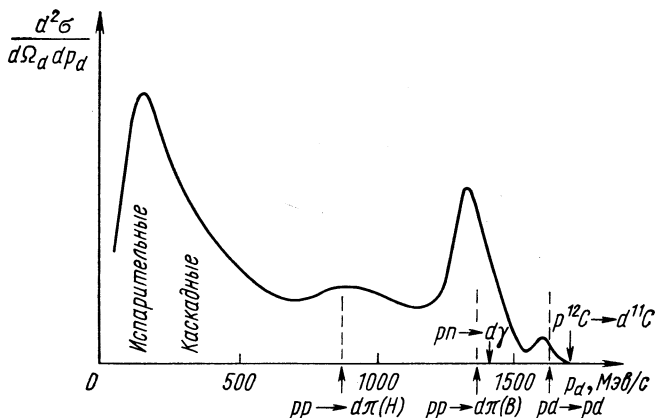


Рис. 2. Схема спектра дейтронов, наблюдаемых под малым углом  $\theta_d$  к протонному пучку. Для определенности значения импульса дейтронов из указанных процессов приведены при  $\theta_d = 7,6^\circ$  и энергии протонов  $675 \text{ Мэв}$ , мишень —  $^{12}\text{C}$ .

данных указывает на то, что наблюдаемый процесс действительно можно представить как  $(p, pd)$ -реакцию  $p + (z, A) \rightarrow d + p + (z - 1, A - 2)$ , причем энергия отдачи и возбуждения остаточного ядра  $(z - 1, A - 2)$  сравнительно невелика — несколько

Таблица 1

Ядро мишени	$(d\sigma/d\Omega)_d$ , $10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$	$(d\sigma/d\Omega)/z$ , $10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$	$\Delta E$ , Мэв	$E_c$ , Мэв
D	$0,55 \pm 0,12$	0,55	—	—
Li	$2,9 \pm 0,6$	0,97	10	9,5
Be	$2,2 \pm 0,5$	0,55	23	16,7
C	$3,7 \pm 0,8$	0,61	30	25,2
O	$4,6 \pm 1,0$	0,58	33	20,7

мегаэлектронвольт, в то время как дейтроны образуются с энергией около  $600 \text{ Мэв}$ .

Обращает на себя внимание тот факт, что сечение в обнаруженных дейтонных пиках близко по порядку величины к сечению упругого  $pd$ -рассеяния в тех же кинематических условиях. Такое соответствие подтверждает вывод [6] о том, что наблюдаемое выбивание дейтронов происходит вследствие соударений налетающих

протонов с квазидейтонными группами:



При этом указывалось также на возможность вклада соударений протонов с  $pn$ -группами:



а также с  $pn$ -группами, находящимися в состояниях, отличных от  ${}^3S_1$ - и  ${}^3D_1$ -состояний. Поэтому в дальнейшем квазиупругое выбивание дейтонов, изучаемое без регистрации рассеянного нуклона, обозначается как  $(p, Nd)$ -процесс  $p + (A) \rightarrow d + N + (A - 2)$ .

Более интенсивное исследование реакций прямого выбивания началось с появления работы [7], выполненной на Брукхейвском космотроне. Измерения, аналогичные описанным выше, были проведены при энергии  $(1,00 \pm \pm 0,01) \text{ Гэв}$  в более широком объеме: использовались мишени от  ${}^4\text{He}$  до  $\text{Pb}$ , и дейтоны регистрировались при трех значениях углов  $\theta_d$ : 5, 10 и 15°. Спектры дейтонов измерялись с помощью магнитного анализа на спектрометре (рис. 3) с разрешающей способностью 3  $\text{Мэв}$  (ширина на полувысоте). Разделение протонов и дейтонов в спектрометре осуществлялось измерением времени пролета. Типичные спектры дейтонов приведены на рис. 4. В спектрах наблюдаются отчетливые пики при энергии на 20  $\text{Мэв}$  ниже кинематической точки для  $pd$ -рассеяния. Участки спектров под пиками были проинтегрированы для получения дифференциальных сечений квазиупругого выбивания.

Как видно на рис. 5,  $a$ , угловые распределения квазиупругого выбивания находятся в хорошем согласии с угловыми распределениями свободного  $pd$ -рассеяния в тех же кинематических условиях. Отношение сечений квазиупругого выбивания к сечениям свободного  $pd$ -рассеяния хорошо аппроксимируется степенной зависимостью  $A^{1/3}$  от массового числа  $A$  ядра-мишени. Такая зависимость указывает на поверхностный характер механизма образования дей-

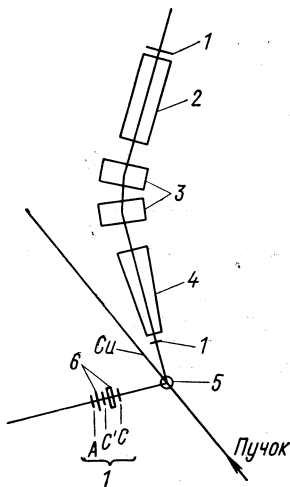


Рис. 3. Схема установки брукхейвской группы [7] для исследования ядерной структуры:

спектры дейтонов измерялись на спектрометре высокой разрешающей способности [8]. В одном из экспериментов дейтоны, выбиваемые из  ${}^{12}\text{C}$ , регистрировались на совпадениях с протонами. В этом случае протоны детектировались в счетчике с  $\text{NaI}$ , установленном вместо спектрометра по пробегу; 1 — счетчики; 2, 4 — четыре искровые камеры; 3 — отклоняющие магниты; 5 — мишень; 6 — «R» — спектрометр.

$pd$ -рассеяния в тех же кинематических условиях. Отношение сечений квазиупругого выбивания к сечениям свободного  $pd$ -рассеяния хорошо аппроксимируется степенной зависимостью  $A^{1/3}$  от массового числа  $A$  ядра-мишени. Такая зависимость указывает на поверхностный характер механизма образования дей-



тонов, импульс которых соответствует квазисвободной кинематике: сечение оказывается пропорциональным площади кольца определенной ширины  $\Delta r$ , с радиусом  $r$ , пропорциональным радиусу ядра.

Для определения энергии возбуждения остаточного ядра, используя мишень  $^{12}\text{C}$ , авторы работы [7] измерили спектр дейтонов на совпадениях с рассеянным протоном. Энергия протона

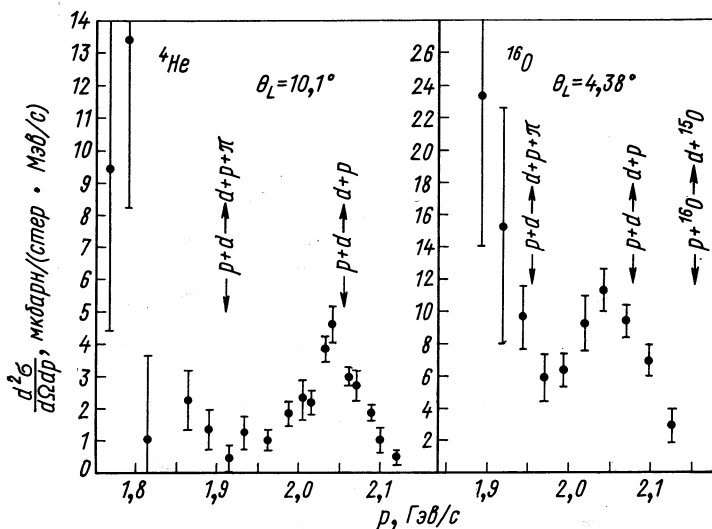


Рис. 4. Типичные спектры дейтонов, выбиваемых под малым углом  $\theta_d$  к протонному пучку с энергией 1 Гэв [7].

определялась по амплитуде импульса в счетчике со сцинтиллятором NaI. Счетчик был установлен под углом ( $\theta_p = 135^\circ$ ), кинематически сопряженным с углом регистрации дейтонов ( $\theta_d = 8,9^\circ$ ). Распределение по величине ( $T_p + T_d$ ) зарегистрированных событий, для которых отношение энергии рассеянного протона  $T_p$  к энергии выбиваемого дейтона  $T_d$  лежит в пределах 0,084—0,145, приведено на рис. 6. Естественно, что при полном энергетическом разрешении  $\Delta(T_p + T_d) \approx 10$  Мэв выделение определенных состояний остаточного ядра невозможно, однако из полученного распределения явно следует, что реакция имеет характер процесса (3):  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + d + ^{10}\text{B}$ , причем ядро  $^{10}\text{B}$  возникает преимущественно в основном состоянии.

Детальное исследование спектра дейтонов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами, было предпринято в работах дубненской группы [10, 11]. В этих работах изучалась генерация дейтонов на ядрах в широком диапазоне массовых чисел — от Li до Pb, при четырех значениях угла реги-

страции дейтонов: 6,5; 9,5; 13,5; 16° л. с. Наиболее существенным в этой работе по сравнению с экспериментами, описанными выше, было расширение интервала импульса измерения дейтонов. Интервал от 700 до 1700 Мэв/с в этих условиях охватывает не только кинематическую область процесса (3), но и значительно меньшие

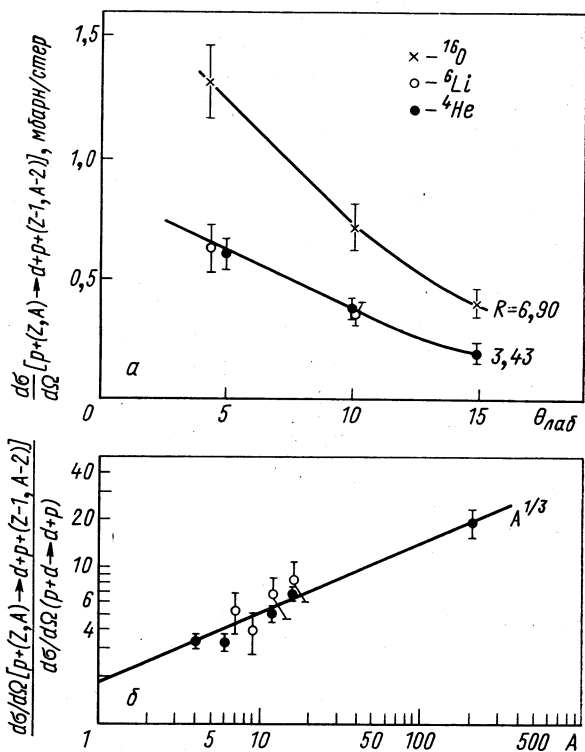


Рис. 5. Квазиупругое выбивание дейтонов при энергии 1 Гэв [7]:

*a* — угловые распределения квазиупруго выбиваемых дейтонов. Кривыми показаны угловые распределения свободного  $pd$ -рассеяния [9], умноженные на константу  $R$ ; *b* — зависимость отношения сечений квазиупругого выбивания к сечениям свободного  $pd$ -рассеяния от массового числа  $A$  ядра мишени: ● — экспериментальные (1000 Мэв) данные [7]; ○ — Л. С. Ажгирей и др. [6] (675 Мэв).

значения импульса. Еще в работе [6] было замечено, что пики квазиупругого выбивания не выделены четко со стороны низких энергий дейтонов. Указывалась возможность проявления размытых пиков дейтонов от реакций

$$p + [p] \rightarrow d + \pi^+ \tag{5}$$

и



на нуклонах ядра.

Проявление этих реакций в спектрах дейтонов допускалось и в работе [7], однако только прямые измерения, предпринятые в работах [10, 11], показали, что выход быстрых дейтонов с энергией ниже, чем в квазиупругих пиках, действительно можно связать с реакциями мезонообразования на внутриядерных нуклонах.

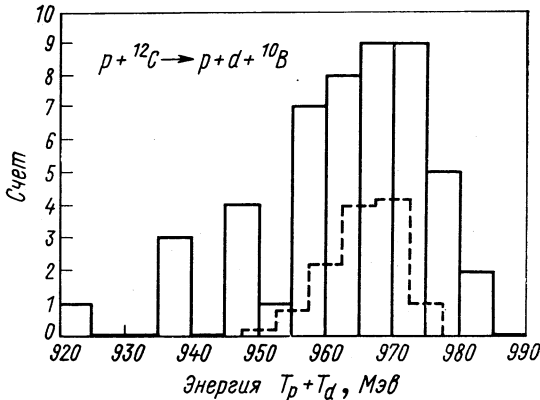


Рис. 6. Спектр событий в реакции  $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$  при энергии 1 Гэв [7] по суммарной энергии быстрых вторичных частиц  $T_p + T_d$  ( $T_p/T_d = 0,084 \div 0,145$ ): — — — полное энергетическое разрешение установки, определенное из свободного  $pd$ -рассеяния; кривая сдвинута на 27 Мэв, что соответствует энергии связи дейтона в ядре  $^{12}\text{C}$ .

Измерения проводились с помощью магнитного спектрометра ( $\Delta p/p = 3,6\%$ ) и выделения дейтонов по времени пролета ( $\Delta t = 0,9$  нсек). Абсолютные значения дифференциальных сечений для дейтонов, испускаемых под углами  $6,5$  и  $9,5^\circ$ , определялись калибровкой по реакции



на свободных протонах мишени, а для углов  $13,5$  и  $16^\circ$  — сравнением выхода дейтонов с известным выходом заряженных частиц с энергией выше определенного порога.

Спектры дейтонов, образуемых под углом  $6,5^\circ$  на ядрах  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ , Al, Cu, Rh и Pb, показаны на рис. 7. Новой особенностью спектров являются интенсивные пики при значениях импульса, близких к импульсу дейтонов из реакции (7). Спектр дейтонов из этой реакции (см. рис. 2) состоит из двух линий, отвечающих вылету дейтонов в с. ц. и. «вперед» ( $\theta^* = 37^\circ$ ;  $p_d = 1378$  Мэв/с)

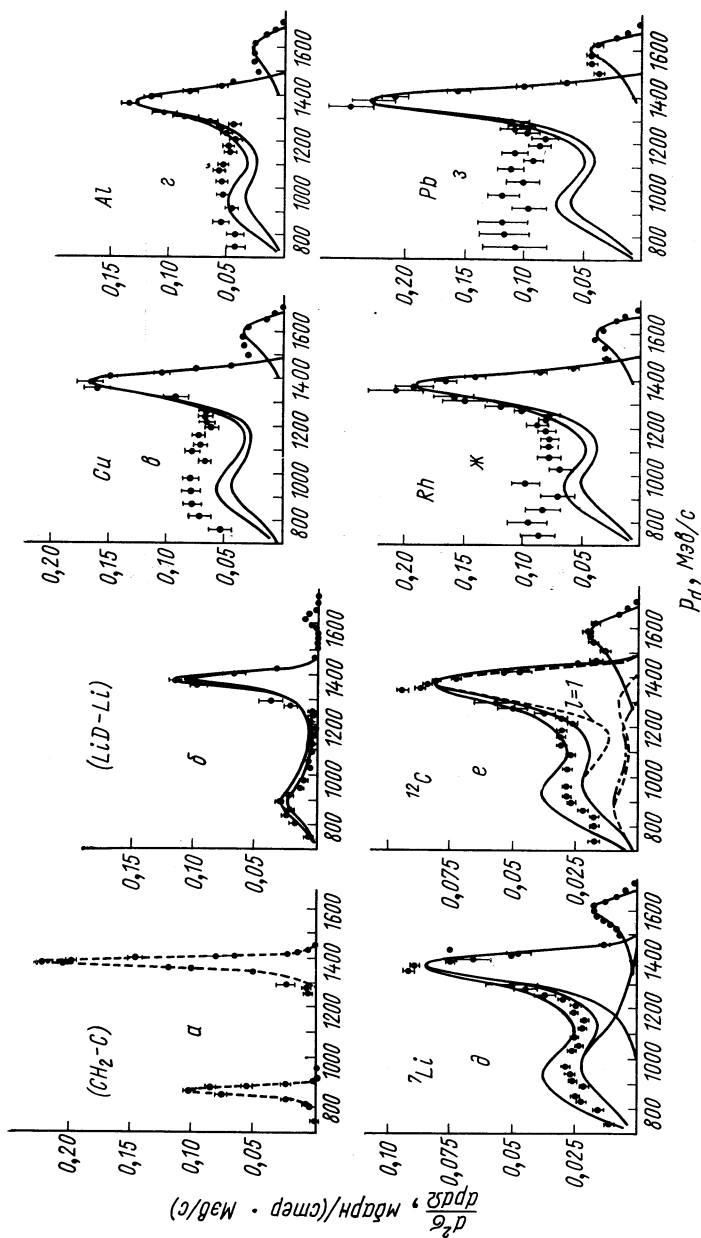


Рис. 7. Спектры дейтронов, образуемых протонами с энергией 670 Мэв под углом  $\theta_d = 6,5^\circ$  [14]:  
 а — реконструированную форму аппаратурной линии спектрометра; б — з — результаты расчета методами дисперсионной теории прямых ядерных реакций; — — — — полная диаграмма; — — — — сумма полусферической и треугольной диаграмм; - · - — — интерференция полусферической и треугольной диаграмм. Кривая с  $l = 1$  — расчет с учетом форм-фактора.

и «назад» ( $\theta^* = 158^\circ$ ;  $p_d = 859 \text{ Мэв/с}$ ). Пик в спектре дейтонов при импульсе  $1360 \text{ Мэв/с}$  кинематически соответствует дейтонам, испускаемым в реакциях (5) и (6) — «вперед» в с. ц. и. протон — нуклон ядра. Пик, отвечающий вылету дейтонов в с. ц. и. «назад», выделяется значительно менее четко и наблюдается практически только на легких ядрах. Это может быть обусловлено: уширением пика из-за внутриядерного движения нуклонов; значительным перерасеянием образовавшихся относительно медленных дейтонов в остаточном ядре; наложением других механизмов образования дейтонов, в частности, каскадного механизма. Предположение о генерации быстрых дейтонов в процессах мезообразования (5) и (6) было подтверждено в работе [6] при расчетах методом Монте-Карло.

В спектрах дейтонов под углом  $9,5^\circ$ , как и в случае  $\theta_d = 6,5^\circ$ , наблюдаются максимумы выхода дейтонов из ( $p, Nd$ )-реакции и дейтонов, испускаемых вперед в ( $p, \pi d$ )-реакции. Пики выражены не столь четко, как при  $\theta_d = 6,5^\circ$ , и относительно увеличивается вклад низкоимпульсных дейтонов, особенно в случае тяжелых ядер.

Угол  $\theta_d = 13,5^\circ$  — предельный для вылета дейтонов в реакции (7) на свободных протонах при энергии  $670 \text{ Мэв}$ . Поэтому спектры, измеренные под этим углом, обнаруживают в случае легких ядер только широкие максимумы при импульсе около  $1100 \text{ Мэв/с}$ , а в случае тяжелых ядер монотонно убывают с ростом импульса. Под углом  $\theta_d = 16^\circ$  реакции (5), (6), так же как и (3), (4), практически не выделяются.

Для определения дифференциальных сечений квазиупругого выбивания высокоимпульсные части спектра аппроксимировались в работе [11] гауссовым распределением (табл. 2).

Таблица 2

Мишень	$d\sigma/d\Omega$ при различных $\theta_d$ , мбарн/стерад			
	$6,5^\circ$ [12]	$9,5^\circ$	$13,5^\circ$	$16^\circ$
D	$0,50 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,06$	$0,34 \pm 0,04$	—
${}^6\text{Li}$	—	$1,7 \pm 0,2$	$1,23 \pm 0,16$	$0,85 \pm 0,71$
${}^7\text{Li}$	$2,1 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$
C	$2,7 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$
Al	$4,3 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,3$	$1,75 \pm 0,2$
Cu	$5,6 \pm 0,9$	$5,2 \pm 0,7$	$3,0 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,3$
Rh	$5,6 \pm 0,9$	$6,0 \pm 0,8$	$3,8 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,4$
Pb	$7,1 \pm 1,0$	$6,9 \pm 0,9$	$5,7 \pm 0,7$	$4,6 \pm 0,6$

Дифференциальные сечения образования дейтона с импульсом выше  $700 \text{ Мэв/с}$  за вычетом вклада квазиупругого выбивания приведены в табл. 3. Можно думать, что в случае легких ядер

Таблица 3

Мишень	$d\sigma/d\Omega$ при различных $\theta_d$ , мбарн/стерад			
	6,5° [12]	9,5°	13,5°	16°
H	14,9±0,4	16,4±1,0	19,1±0,3	—
D	17,1±1,7	14,6±1,0	10,6±0,5	—
${}^6\text{Li}$	—	28,5±2,0	17,0±1,4	7,7±0,5
${}^7\text{Li}$	25,5±2,4	23,0±2,0	14,9±1,3	8,5±0,6
C	27,9±2,5	27±2	22,4±1,9	11,8±0,8
Al	46±4	40±3	33,1±2,7	21,6±1,5
Cu	64±6	61±5	51,8±4,3	32,7±2,3
Rh	77±7	76±6	67,0±5,6	42,5±3,0
Pb	96±7	93±7	82,2±7,0	57,6±4,0

определяющий вклад в значения этих сечений дает реакция (1), причем оба ее кинематических пика — образование дейтронов вперед и назад в с. ц. и. В случае ядер более тяжелых, чем углерод, значения сечений, указанные в табл. 3, только частично определяются ( $p, \pi d$ )-реакцией на этих ядрах.

Погрешность сечений в табл. 2 и 3 определяется не только статистической погрешностью экспериментов, но и погрешностью поправок в спектры и погрешностью сечений, использованных для абсолютной нормировки. В табл. 2 учтена также неопределенность, связанная с аппроксимацией высокоэнергетичных участков спектров гауссовым распределением.

Зависимость сечений обеих реакций от массового числа  $A$  ядра мишени хорошо описывается степенной зави-

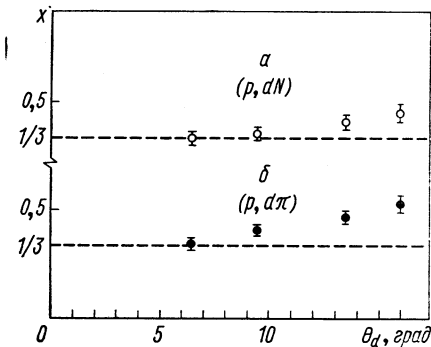


Рис. 8. Величина  $x$  в аппроксимации дифференциальных сечений ( $p, Nd$ )- и ( $p, \pi d$ )-реакций зависимость  $d\sigma/d\Omega \sim A^x$  при различных углах вылета дейтронов [11].

симостью  $d\sigma/d\Omega \sim A^x$ . Значения  $x$ , найденные в работе [11] методом наименьших квадратов, приведены на рис. 8. Величина  $x$  для процесса выбивания ( $p, Nd$ ), как и в работе [7], равна  $1/3$  и в пределах погрешности примерно 10—15% не зависит от угла регистрации дейтронов. Для сечений образования дейтронов в интервале 700—1500 Мэв/с величина  $x$  близка к  $1/3$  при  $\theta_d = 6,5^\circ$ , но возрастает до значения  $\sim 0,5$  при увеличении угла регистрации, что можно объяснить ростом вклада процессов, отличных от ( $p, \pi d$ ), в эту область спектра дейтронов.

Характерно, что угловая зависимость сечения квазиупругого выбивания подобна угловой зависимости сечения упругого  $pd$ -рассеяния — сечения обоих процессов падают с ростом угла регистрации дейтонов. При этом отношение сечений

$$n_{dA} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p, Nd) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \rightarrow pd)$$

изменяется не более чем на 40% (табл. 4). В табл. 4 приведены также соответствующие отношения сечений для образования дейтонов в кинематической области  $(p, \pi d)$ -процесса:

$$n_{NA} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p, \pi d) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \rightarrow d\pi^+).$$

Заметное уменьшение отношений  $n_{NA}$  с ростом угла  $\theta_d$  авторы работы [11] качественно объясняют сильной угловой и энергетической зависимостью сечения процесса (7). В случае, когда аналогичные процессы идут на нуклонах ядра, для сравнения с реакцией на свободных протонах необходимо усреднить сечения, учитывая внутриядерное движение нуклонов.

Таблица 4

Мишень	$\theta_d$					
	6,5°		9,5°		13,5°	
	$n_{dA}$	$n_{NA}$	$n_{dA}$	$n_{NA}$	$n_{dA}$	$n_{NA}$
H	—	1	—	1	—	1
D	1	1,15±0,05	1	0,69±0,04	1	0,56±0,02
<sup>6</sup> Li	—	—	3,62±0,14	1,74±0,07	3,62±0,15	0,80±0,04
<sup>7</sup> Li	4,22±0,17	1,71±0,07	4,04±0,16	1,41±0,06	2,94±0,12	0,78±0,04
C	5,40±0,22	1,77±0,08	5,53±0,22	1,63±0,07	4,50±0,18	1,17±0,05
Al	8,60±0,38	3,09±0,13	7,87±0,32	2,43±0,10	6,76±0,27	1,73±0,07
Cu	11,07±0,48	4,27±0,19	11,06±0,44	3,70±0,15	8,82±0,35	2,74±0,11
Rh	12,07±0,48	5,14±0,22	12,77±0,51	4,63±0,19	11,18±0,44	3,51±0,14
Pb	14,01±0,54	6,45±0,27	14,68±0,59	5,67±0,23	16,76±0,67	4,30±0,17

Выход дейтонов из ядра <sup>12</sup>C под действием протонов с энергией 730 и 1260 Мэв изучался в работе В. С. Борисова и др. [13]. Частицы, испущенные из мишени под углом 13° к направлению первичного пучка (рис. 9), анализировались по импульсу в магнитном поле и детектировались годоскопом сцинтилляционных счетчиков С<sub>1</sub> — С<sub>6</sub> с пролетной базой 16,6 м для выделения дейтонов по времени пролета.

Разрешение установки по импульсу составляло 4,6% при  $T_p = 730$  Мэв и 2,8% при  $T_p = 1260$  Мэв. Полученные спектры представлены на рис. 10. Стрелками показаны значения импульса дейтонов из упругого  $pd$ -рассеяния. В спектрах наблюдается достаточно четкий пик при 730 Мэв и определенная нерегулярность при 1260 Мэв. Дифференциальное сечение квазиупругого

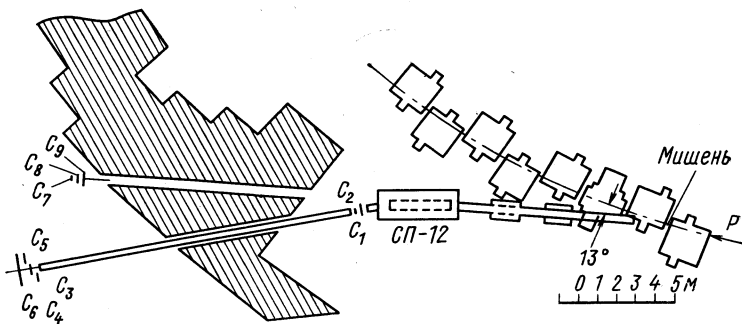


Рис. 9. Схема экспериментальной установки в опытах по выбиванию дейтронов при энергии 730 и 1260 Мэв [13].

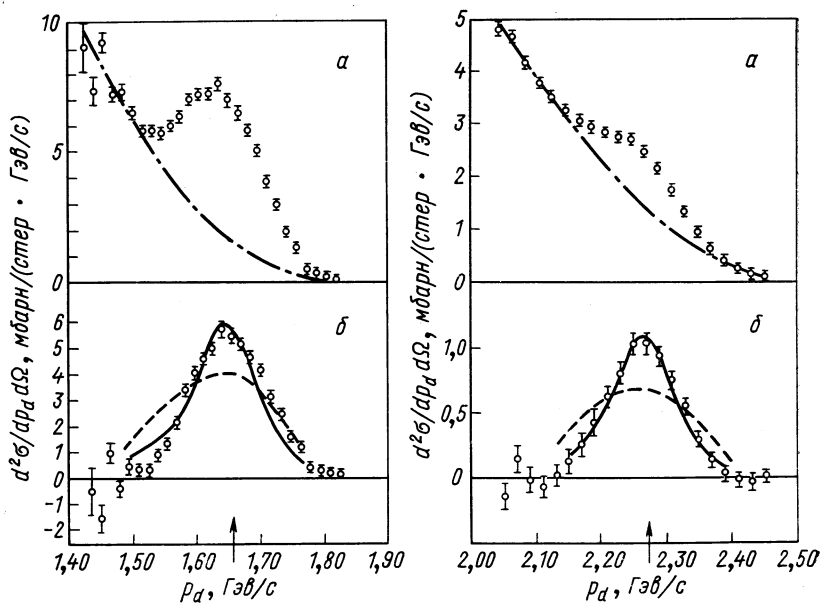


Рис. 10. Спектры дейтронов, выбиваемых из мишени при энергии 730 и 1260 Мэв [13]:

а — суммарный спектр; б — спектр квазиупругих дейтронов,  $\theta_d = 13^\circ$ . Пунктир — расчет в полном приближении ДТ.



выбивания оценивалось в работе [13] вычитанием из экспериментальных спектров фона, который определяется плавной линией, соединяющей экспериментальные точки с обеих сторон квазиупругого максимума. Неопределенность этой процедуры вносит заметный вклад в погрешность дейтоновых ширин, определенных в этом эксперименте ( $\sim 15\%$  — по оценкам [13]).

Энергетическая зависимость квазиупругого выбивания дейтонов изучалась в работе [14], выполненной на синхроциклотроне ОИЯИ. Цель работы состояла в сравнении энергетических зависимостей квазиупругого выбивания и упругого  $pd$ -рассеяния. Упругое рассеяние было измерено на этой же экспериментальной установке [15]. Выделение дейтонов осуществлялось применением магнитного анализа и измерением времени пролета. Высокоэнергетичные участки спектра быстрых дейтонов, образуемых в мишенях из Li, Be и C под углом  $5,5^\circ$  в л. с., измерялись при четырех энергиях протонов: 382, 484, 578 и 666 Мэв. Разрешение спектрометра составляло от 3,5% при 666 Мэв до 7% при 382 Мэв. Пики квазиупругого выбивания четко выделяются на экспериментальных кривых при энергиях 484, 578, 666 Мэв (рис. 14). Это позволило аппроксимировать экспериментальные спектры суммой двух гауссовых кривых, все шесть параметров которых определялись подгонкой к экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. При энергии 382 Мэв средние значения импульса и дисперсия обеих гауссовых кривых получены экстраполяцией значений, найденных при более высоких энергиях. Сечения квазиупругого выбивания, приведенные в табл. 5, определены как

Таблица 5

Ядро-мишень	Энергия $T_p$ , Мэв	$(d\sigma/d\Omega)_{(p, Nd)}$ , $10^{-27}$ см <sup>2</sup> /стерад	$n_d = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{(p, Nd)}}{(d\sigma/d\Omega)_{pd}}$
<sup>7</sup> Li	382	$2,9 \pm 1,4$	$2,3 \pm 1,0$
	484	$2,3 \pm 1,0$	$2,7 \pm 0,9$
	578	$2,3 \pm 0,4$	$3,1 \pm 0,3$
	666	$2,4 \pm 0,35$	$3,7 \pm 0,2$
<sup>9</sup> Be	382	$3,2 \pm 0,7$	$2,5 \pm 0,35$
	484	$3,3 \pm 0,8$	$3,8 \pm 0,5$
	578	$3,1 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,3$
	666	$2,5 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,2$
<sup>12</sup> C	382	$5,5 \pm 1,5$	$4,4 \pm 0,9$
	484	$4,5 \pm 1,2$	$5,2 \pm 1,0$
	578	$3,9 \pm 0,5$	$5,5 \pm 0,4$
	666	$3,0 \pm 0,4$	$4,7 \pm 0,4$

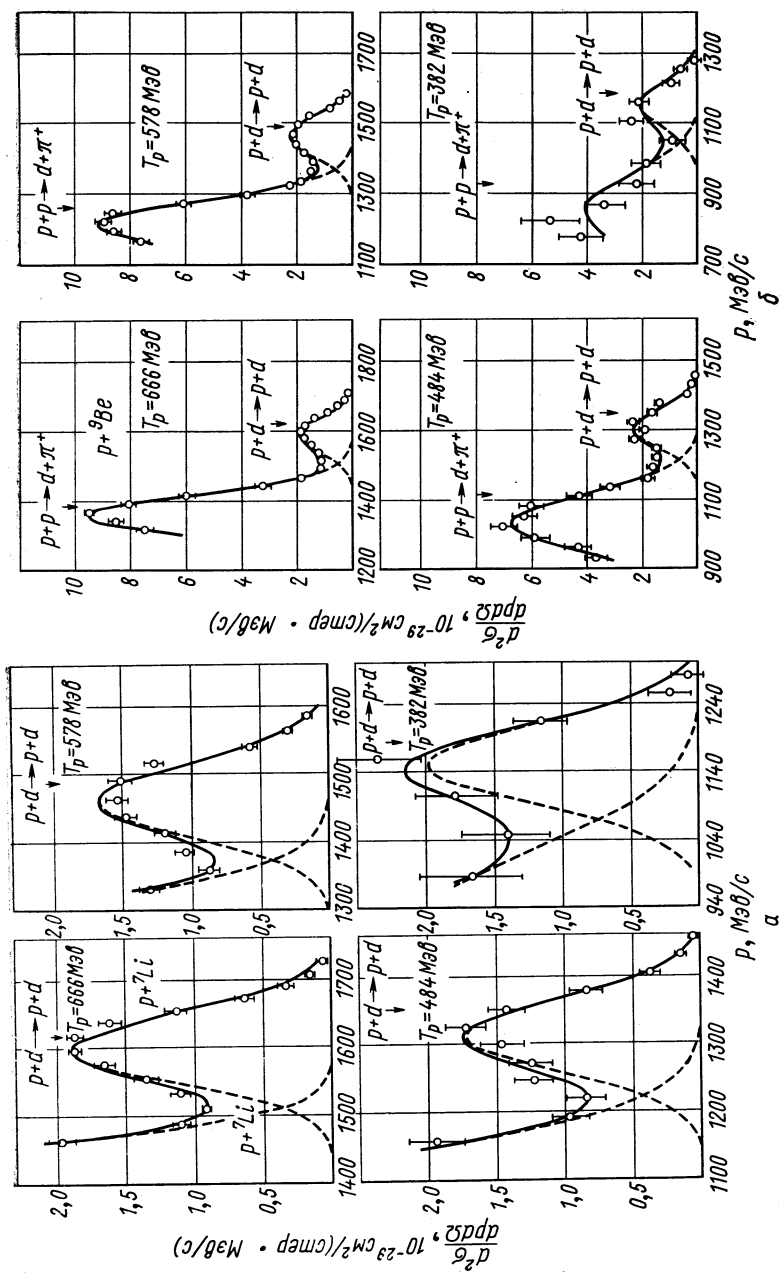


Рис. 11. Спектры дейтронов, генерируемых в мишенях: а —  ${}^7\text{Li}$ ; б —  ${}^9\text{Be}$  под углом  $5,5^\circ$  к пучку протонов с энергией 382, 484, 578 и 666 Мэв [14]; — — — гауссовы кривые, полученные методом наименьших квадратов.

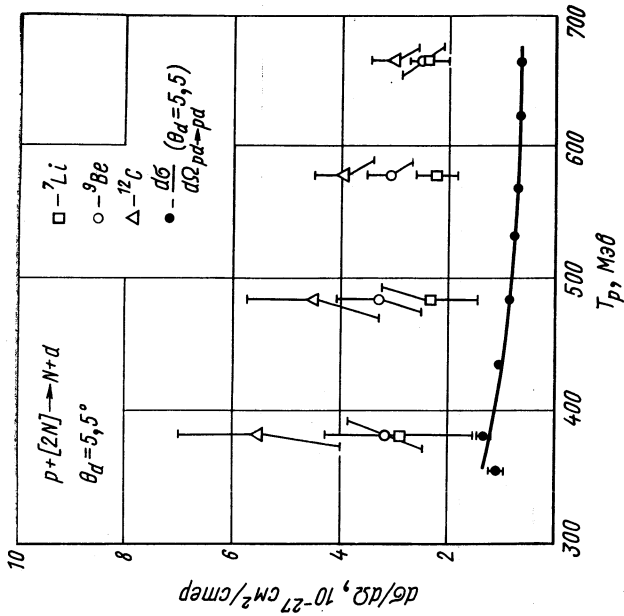


Рис. 12. Энергетическая зависимость дифференциального сечения квазиупругого выбивания дейтронов из легких ядер под углом  $5,5^\circ$  [14].

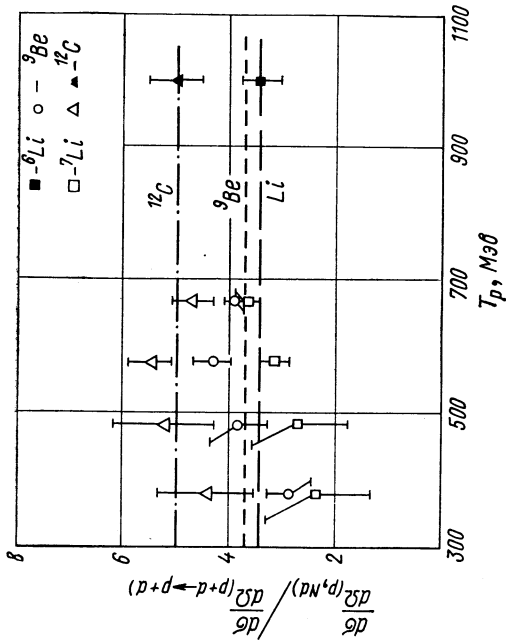


Рис. 13. Энергетическая зависимость отношения дифференциальных сечений квазиупругого выбивания дейтронов и свободного  $p$ - $d$ -рассеяния [14, 15]. Экспериментальные точки при энергии 1 Гэе взяты из работы [7].

Таблица 6

Энергия протонов, Гэв	Угол регистрации, град		Ядра мишени	Метод идентификации	Средний импульс $q$ , передаваемый дейтону, ферми-1	Литература
	дейтонов	протонов				
0,675	7,6	—	Li, Be, C, O	Магнитный анализ ( $H$ ), пробег ( $R$ )	7,6	[6]
$1,00 \pm 0,01$	5; 10; 15	—	$^4\text{He}$ , $^6\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ , Pb	$H$ , время пролета ( $t_f$ )	9,3—9,4	[7]
$1,00 \pm 0,01$	8,9	135	$^{12}\text{C}$	$H$ , $t_f$ — для дейтонов; амплитудный анализ в NaI-счетчике — для протонов	—	[7]
0,670	6,5; 9,5; 13,5; 16		Li, C, Al, Cu, Ru, Pb	$H$ , $t_{fd}$	7,6	[10, 11]
0,73; 1,26	13	—	C	$H$ , $t_{fd}$	7,8; 10,2	[13]
0,382; 0,484; 0,578; 0,666	5,5	—	$^7\text{Li}$ , Be, C	$H$ , $t_{fd}$	5,7—7,6	[14]
0,59	43	58	$^6\text{Li}$	$H$ , $t_f$ — для дейтонов $R$ — для протонов	5,4	[16]
0,59	43 48	58 68	$^3\text{He}$	$H$ , $t_f$ — для дейтонов $R$ — для протонов	5,4	[17]

площади под гауссовыми кривыми квазиупругого пика [14].

Здесь же приведены отношения сечений квазиупругого выбивания  $(d\sigma/d\Omega)_{(p, Nd)}$  к сечениям свободного  $pd$ -рассеяния. Сравнение с данными работы [7] показывает, что в интервале 380—1000  $Mэв$  эти отношения с погрешностью около 20% не зависят от энергии налетающих протонов, хотя сечение  $pd$ -рассеяния в этом интервале энергии изменяется в 7,5 раза (рис. 12 и 13).

Первый эксперимент, в котором выбивание дейтонов высокой энергии систематически исследовалось на совпадениях с рассеянными протонами, был выполнен недавно при энергии 590  $Mэв$  Алдером и др. [16]. В этой работе сечение реакции  ${}^6Li(p, pd){}^4He$  измерялось в кинематически полном эк-

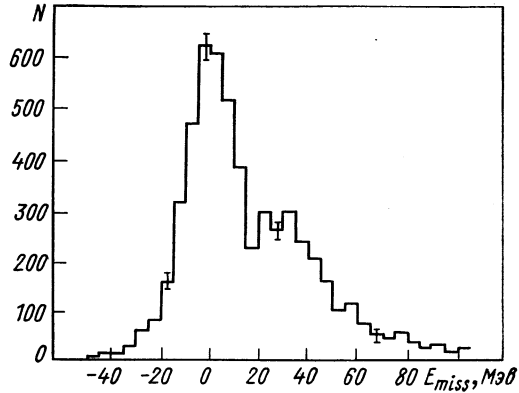


Рис. 14. Спектр событий реакции  ${}^6Li(p, pd){}^4He$  по энергии  $E_{miss} = E_0 - (E_p + E_d + E_{rec})$  [16].

сперименте — дейтоны идентифицировались по импульсу и времени пролета. Энергия протонов измерялась по пробегу в тормозящем фильтре телескопа сцинтилляционных счетчиков. Направление вылета частиц детектировалось искровыми камерами. Полное энергетическое разрешение составляло около 10  $Mэв$ . Лабораторные углы регистрации дейтонов и протонов составляли соответственно 43 и 58°, что отвечает рассеянию на 90° с. ц. и. для свободного  $pd$ -рассеяния. В этом отношении эксперимент значительно отличается от упомянутых ранее, где выбивание дейтонов соответствовало рассеянию протонов на углы, близкие к 180° с. ц. и. Поэтому среднее значение импульса, передаваемого двум нуклонам ядра, образующим в конечном состоянии дейтон, в этом эксперименте заметно ниже, чем в других опытах (табл. 6). Распределение событий по величине  $E_{miss} = E_0 - (E_p + E_d + E_{rec})$ , где  $E_0$  — начальная энергия,  $E_p$  и  $E_d$  — соответственно энергия рассеянного протона и дейтона и  $E_{rec}$  — энергия ядра отдачи, приведено на рис. 14. Так как энергия отделения дейтона в  ${}^6Li$  составляет только 1,5  $Mэв$ , главный пик вблизи значения  $E_{miss} = 0$  интерпретируется как результат квазиупругого рассеяния протона на дейтонной ассоциации в  ${}^6Li$ , оставляющего  ${}^4He$  в основном состоянии. Второй, более широкий пик, вероятно, связан с развалом  ${}^4He$ . Импульсное распределение ядер отдачи было определено по событиям, удовле-

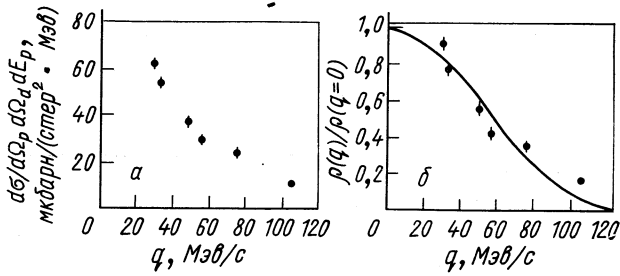


Рис. 15. Зависимость дифференциального сечения реакций  ${}^6\text{Li}(p, p\alpha){}^4\text{He}(g.s)$  от полного импульса  $q$  ядра отдачи  ${}^4\text{He}$  [16] (а) и импульсное распределение  $\rho(q)$ , рассчитанное в плосковолновом импульсном приближении (б): — — — — — теоретическое распределение, полученное в работе Ю. А. Кудярова и др. [43].

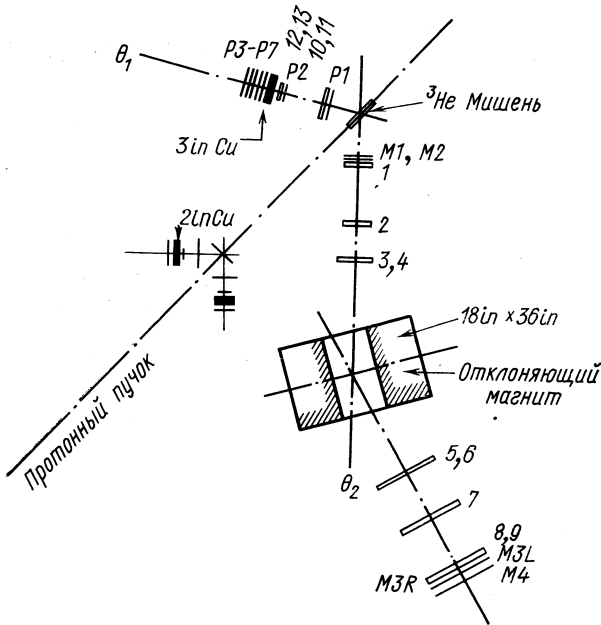


Рис. 16. Экспериментальная установка [16, 17] для исследования  $(p, p\alpha)$ -реакций:  
 1—13 — проволочные искровые камеры; M1 — M4 и P1 — P7 — сцинтилляционные счетчики.

творяющим условию  $-40 < E_{miss} < +10$  Мэв. Дифференциальное сечение реакции как функция полного импульса  $q$  ядра отдачи  ${}^4\text{He}$  в основном состоянии показано на рис. 15.

На этой же установке (рис. 16) была изучена реакция  ${}^3\text{He}(p, pd)p$  вплоть до импульса протона отдачи 230 Мэв/с [17]. Дифференциальное сечение реакции  ${}^3\text{He}(p, pd)p$  при энергии 590 Мэв, приведенное в табл. 7, помимо указанных статистических погрешностей имеет еще  $\pm 15\%$  систематических погрешностей [17].

Квазиупругое выбивание кластеров более сложных, чем дейтон, исследовано значительно меньше. Это объясняется в первую

Таблица 7

Углы регистрации	Импульс протона отдачи, Мэв/с	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p \cdot d\Omega_d \cdot dE_p}$ , мбарн/(стерад <sup>2</sup> ·Мэв)	$n \cdot \rho(q)$ , $10^{-7}$ (Мэв/с) <sup>-3</sup>
$\theta_d = 43^\circ$ $\theta_p = 58^\circ$	33	$0,0425 \pm 0,0020$	$2,2 \pm 0,1$
	45	$0,0362 \pm 0,0016$	$1,87 \pm 0,08$
	69	$0,0226 \pm 0,0010$	$1,15 \pm 0,05$
	96	$0,0109 \pm 0,0010$	$0,55 \pm 0,05$
$\theta_d = 48^\circ$ $\theta_p = 68^\circ$	134	$0,0029 \pm 0,0007$	$0,142 \pm 0,034$
	185	$0,0008 \pm 0,0002$	$0,041 \pm 0,010$
	233	$0,0005 \pm 0,0001$	$0,022 \pm 0,005$

очередь трудностью экспериментов, так как сечения реакций малы по сравнению с основными каналами протон-ядерного взаимодействия. Для надежной идентификации реакции необходимо выделять выбиваемые ядра в условиях высокого фона посторонних, значительно более интенсивных реакций. До 1968 г. при энергиях протонов выше 200 Мэв были выполнены только эксперименты по выбиванию  ${}^4\text{He}$  из легких ядер протонами с энергией 660 Мэв в условиях малой передачи импульса выбиваемым кластерам [18]. Ядра  $\text{He}$  регистрировались под большими углами к протонному пучку ( $70-105^\circ$ ). Энергия выбиваемых ядер составляла 10—20 Мэв. Поэтому анализ данных затруднен по причинам, затронутым в начале статьи.

Измерения спектров ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , выбиваемых из легких ядер под малым углом к протонному пучку, были проведены в работах [19—21], выполненных на синхроциклотроне ОИЯИ. Общая схема экспериментов показана на рис. 17. Угол регистрации ядер  $\text{He}$  составлял  $5,4^\circ$  при угловом интервале  $0,1^\circ$ . Регистрация процессов, идущих с сечением  $10^{-30}-10^{-31}$  см<sup>2</sup>/стерад, осуществлялась при разрешающей способности  $\Delta p/p$  магнитного спектрометра около 6%. Отобранные по эффективному импульсу

частицы транспортировались магнитным фокусирующим каналом к системе сцинтилляционных счетчиков, расположенных за радиационной защитой для снижения загрузок рассеянным излучением.

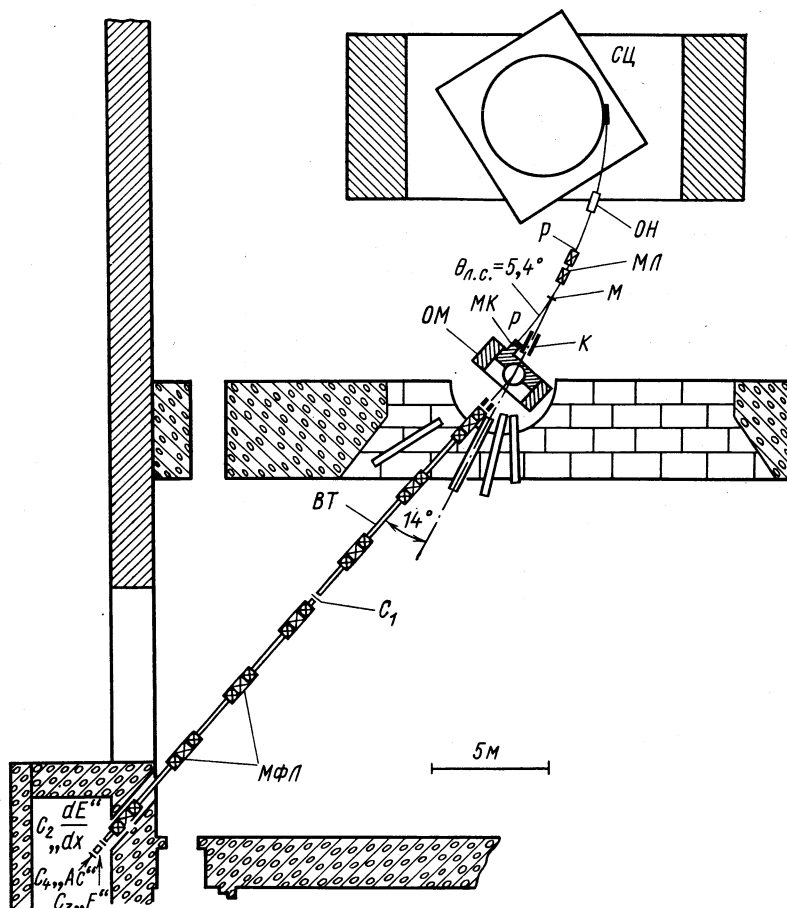


Рис. 17. Общая схема экспериментов [19—21] и расположения аппаратуры:

СЦ — синхроциклотрон; ОН — отклоняющие насадки; p — выведенный протонный пучок; М — мишень; МК — мониторирующая камера; К — коллиматоры; ОМ — отклоняющий магнит; ВТ — вакуумный тракт; C<sub>1</sub> — C<sub>4</sub> — сцинтилляционные счетчики.

Идентификация ядер  ${}^3\text{He}$  либо  ${}^4\text{He}$  в потоке частиц с определенным эффективным импульсом осуществлялась отбором по времени пролета, удельным ионизационным потерям энергии, полному выделению энергии в сцинтилляторе последнего счетчика совпадений и по пробегу.

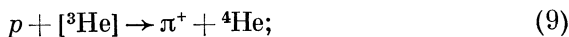


В качестве мишеней для изучения выбивания  ${}^4\text{He}$  использовались ядра  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Ядро  ${}^6\text{Li}$  имеет ярко выраженную  $\alpha$  —  $d$ -структуру, и следовало ожидать, что квазиупругое рассеяние на  $\alpha$ -подструктуре этого ядра должно проявиться наиболее отчетливо. Выбор мишеней из  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  связан с тем, что для этих ядер ко времени измерения существовали теоретические оценки эффективного числа  $\alpha$ -ассоциаций [22, 23]. Опыты по выбиванию  ${}^3\text{He}$  проводились на мишенях  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ . В первых экспериментах был изучен вклад ядер He в наиболее высокоэнергетической части спектра, кинематически доступной при  $T_p = 665 \text{ Мэв}$ :  $T_{\text{He}} = 400\text{—}600 \text{ Мэв}$ ,  $T_{\text{He}} = 390\text{—}550 \text{ Мэв}$ .

Измерения показали, что при взаимодействии протонов с легкими ядрами наблюдается выход быстрых ядер  ${}^4\text{He}$  в указанном интервале энергий, более чем на порядок превышающий выход ядер  ${}^4\text{He}$  (рис. 18 и 19). Характерной особенностью спектров является пик в выходе He из  ${}^6\text{Li}$ , менее четко выраженный при выходе из  ${}^9\text{Be}$ . На ядрах  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  в условиях  $\sim 6\%$ -ного импульсного разрешения наблюдается только определенная немонотонность в спектрах He. Наблюдаемое увеличение выхода выбиваемых ядер естественно объяснить вкладом прямых реакций, кинематика которых близка к кинематике двухчастичных реакций с образованием ядра He в конечном состоянии. При образовании  ${}^4\text{He}$  кроме рассеяния на  $\alpha$ -частичных ассоциациях



в принципе возможны следующие прямые реакции взаимодействия протонов с кластерами:



Однако импульс  ${}^4\text{He}$  из реакций (9) — (11) равен  $1600 \text{ Мэв/с}$ , а из (12) —  $1620 \text{ Мэв/с}$ , т. е. заметно ниже, чем в изучаемом участке спектра. Максимальное значение  $p_{\text{He}}$  может достигаться в реакциях  $p + (z, A) \rightarrow (z - 2, A - 4) + {}^4\text{He}$ . В частности, импульс  ${}^4\text{He}$  из (14) на свободном ядре Li равен  $2100 \text{ Мэв/с}$  и находится на границе исследованного участка спектра.

Таким образом, пик в спектре  ${}^4\text{He}$  при импульсе около  $1920 \text{ Мэв/с}$  может быть обусловлен только реакциями квазиупругого рассеяния протонов четырехнуклонными ассоциациями (8) и (13). Так как энергия связи нуклонов в группе типа  ${}^4\text{He}$  суще-

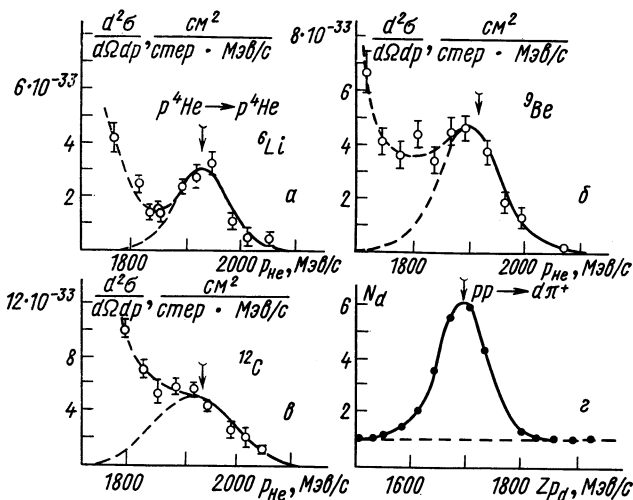


Рис. 18. Выход быстрых ядер  ${}^4\text{He}$  из  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  под углом  $5,4^\circ$  к пучку протонов,  $T_p = 665 \text{ Мэв}$  (а — в): стрелкой указан импульс ядер  ${}^4\text{He}$  при упругом  $p^4\text{He}$ -рассеянии ( $p^4\text{He} = 1923 \text{ Мэв/с}$ ,  $T_4\text{He} = 467 \text{ Мэв}$ ); г — выход дейтронов (в отн. ед.) из  $\text{CH}_2$ -мишени в близкой области эффективного импульса, использованный для калибровки сечений выхода He.

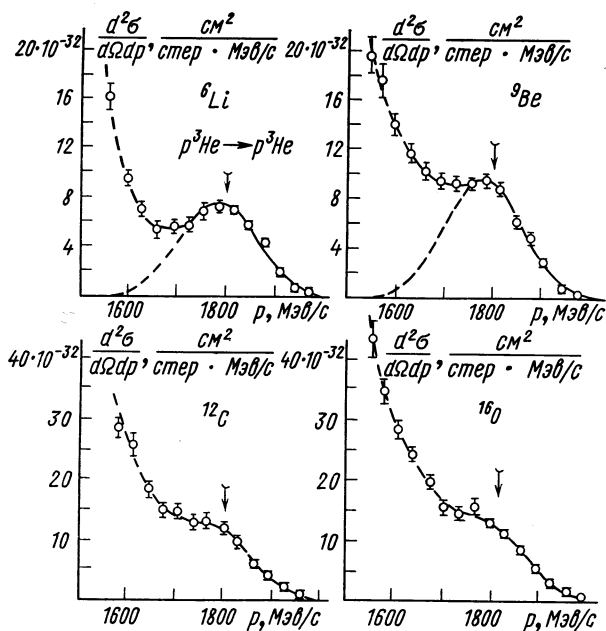


Рис. 19. Выход быстрых ядер  ${}^3\text{He}$  под углом  $5,4^\circ$  к пучку протонов  $T_p = 665 \text{ Мэв}$ : стрелкой указан импульс ядер при упругом  $p^3\text{He}$ -рассеянии ( $p^3\text{He} = 1803 \text{ Мэв/с}$ ,  $T_3\text{He} = 528 \text{ Мэв}$ ).

ственно больше, чем в группе типа  ${}^4\text{H}$ , следует думать, что  $\alpha$ -частичные ассоциации пространственно более компактны, чем ассоциации типа  ${}^4\text{H}$ . Вероятность передачи большого импульса нуклонной группе должна резко возрастать при увеличении ее компактности и, следовательно, можно ожидать, что основная часть наблюдаемого выхода  ${}^4\text{He}$  с энергией около  $470 \text{ Мэв}$  определяется квазиупругим рассеянием протонов  $\alpha$ -частичными ассоциациями в ядрах.

Несколько более сложная ситуация осуществляется при образовании быстрых ядер  ${}^3\text{He}$ . В этом случае допустимы следующие квазидвучастичные прямые реакции:

$$p + [{}^3\text{He}] \rightarrow p + {}^3\text{He}; \quad (15)$$

$$p + [{}^3\text{H}] \rightarrow n + {}^3\text{He}; \quad (16)$$

$$p + [2p] \rightarrow \pi^+ + {}^3\text{He}; \quad (17)$$

$$p + [d] \rightarrow \pi^0 + {}^3\text{He}; \quad (18)$$

$$p + [2n] \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}; \quad (19)$$

$$p + [d] \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}; \quad (20)$$

$$p + [{}^4\text{He}] \rightarrow d + {}^3\text{He}, \quad (21)$$

а также реакция (14). Кинематический анализ, аналогичный проведенному для выбивания дейтронов и  ${}^4\text{He}$ , показывает, что основной вклад в выход  ${}^3\text{He}$  с энергией около  $530 \text{ Мэв}$  должны давать реакции квазиупругого рассеяния трехчастичными ассоциациями (15) и (16). Вместе с тем нельзя исключить небольшой вклад реакции (21), дающей  ${}^3\text{He}$  с импульсом на  $60 \text{ Мэв/с}$  выше, чем в (15).

Высокоэнергетичные участки спектров аппроксимировались гауссовыми кривыми. При обработке спектров  $\text{He}$  из  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$  среднее значение кривых фиксировалось, а нормировка и дисперсия определялись подгонкой к экспериментальным точкам при  $p_{\text{He}} > 1780 \text{ Мэв/с}$  ( $p_{\text{He}} > 1900 \text{ Мэв/с}$ ). Приведенные в табл. 8

Таблица 8

Ядро-мишень	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, N^3\text{He}),$ 10 <sup>-29</sup> см <sup>2</sup> /стерад	$n_3\text{He}$	$\frac{n_3\text{He}}{A/3}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, N^4\text{He}),$ 10 <sup>-31</sup> см <sup>2</sup> /стерад	$n_4\text{He}$	$\frac{n_4\text{He}}{A/4}$
${}^6\text{Li}$	$1,26 \pm 0,23$	$2,9 \pm 0,7$	$1,45 \pm 0,35$	$3,6 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,2$	$0,52 \pm 0,13$
${}^9\text{Be}$	$1,75 \pm 0,38$	$4,1 \pm 1,1$	$1,4 \pm 0,4$	$5,4 \pm 1,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,52 \pm 0,13$
${}^{12}\text{C}$	$\ll 4,2 \pm 0,6$	$\ll 9,6 \pm 2,0$	$\ll 2,4 \pm 0,5$	$\ll 18,2 \pm 3,0$	$\ll 4,0 \pm 0,9$	$\ll 1,3 \pm 0,3$
${}^{16}\text{O}$	$\ll 6,6 \pm 1,0$	$\ll 15,3 \pm 3,2$	$\ll 2,9 \pm 0,6$	—	—	—

[21] данные о сечениях учитывают возможность 30—40% вклада других процессов в рассматриваемую часть спектра.

По данным, полученным с мишенями  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , оценены лишь верхние границы вклада квазиупругого рассеяния в наблюдаемые спектры.

Как видно из табл. 8, сечения квазиупругого выбивания с большой передачей импульса ассоциациям весьма малы и составляют ничтожную часть полного сечения неупругих взаимодействий. Так, сечение выбивания из  $^{12}\text{C}$  ядер  $^4\text{He}$  с энергией в интервале 450—470 *Мэв* составляет  $10^{-6}$  от полного сечения неупругого взаимодействия протонов с углеродом при энергии 665 *Мэв*. Конкурирующие процессы резко увеличивают выход  $\text{He}$  уже при 10%-ном уменьшении импульса относительно среднего значения для квазиупругого рассеяния (см. спектры рис. 18 и 19).

Таковыми процессами могут быть в первую очередь процессы мезонообразования на нуклонных ассоциациях [12, 21]: (9) — (11) и (17) — (19). На это указывает тот факт, что выход  $^4\text{He}$  под углом  $5,8^\circ$  из реакции



определяется сечением  $(3,3 \pm 1,3) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}$  [24], т. е. значительно превосходит сечение упругого  $p$   $^4\text{He}$ -рассеяния под тем же углом регистрации  $^4\text{He}$ :  $-(4,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стерад}$  [25, 26]. Сечение реакции



равное  $(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{стерад}$  [24], также значительно превышает сечение упругого  $p$   $^3\text{He}$ -рассеяния —  $(4,3 \pm 1,0) \times 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стерад}$  [26]. Если соотношение между сечениями квазиупругих процессов и процессов мезонообразования на кластерах имеет такой же характер, можно ожидать, что выход ядер  $^3\text{He}$  с импульсом вблизи 1500 *Мэв/с* и  $^4\text{He}$  вблизи 1600 *Мэв/с* связан в значительной степени с процессами (17) — (19) и (9) — (11) соответственно.

Измерение спектров  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  в более широком, чем в ранних работах, интервале энергий было сделано в работе О. В. Савченко и др. [21]. При сохранении общей постановки эксперимента в этих измерениях данные о времени пролета частиц и удельных потерях энергии регистрировались двумерными амплитудными анализаторами и обрабатывались на ЭВМ, включенной в линию с установкой. Это позволяло одновременно измерять спектры  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  при надежной идентификации ядер (рис. 20). Абсолютные значения сечений калибровались в этой работе по реакции (7)

с учетом всех известных из литературы данных по этой реакции (см. работы [15]). В более ранних работах использовалось значение сечений только из статьи [27].

Результаты измерений, приведенные на рис. 21, показывают, что в области спектров, кинематически соответствующей процессам мезообразования на кластерах, действительно наблюдается существенное увеличение выхода по сравнению с областью квазиупругих пиков. Однако в спектрах He процесс мезообразования не выражен так отчетливо, как выражается в спектрах дейтонов процесс мезообразования на нуклонах ядра. Чтобы окончательно решить вопрос о вкладе процессов мезообразования

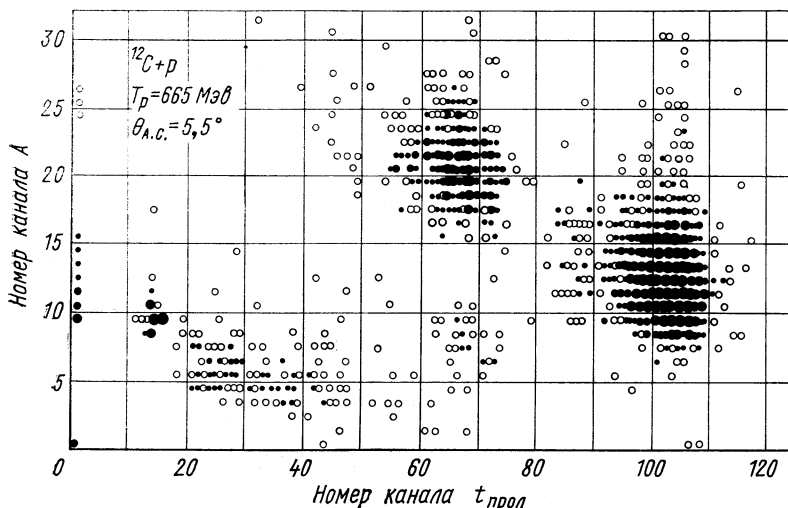


Рис. 20. Двумерный спектр — время пролета — удельные потери энергии, иллюстрирующий условия регистрации ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  в эксперименте [21].

на кластерах, необходимо провести опыты с непосредственной регистрацией ядер He и пионов на совпадения. Проведение таких экспериментов совместно с кинематически полными опытами по регистрации квазиупругого выбивания открывает интересные возможности для прямого исследования нуклонных ассоциаций.

Особенно привлекательно изучение нейтронных ассоциаций [каналы (11), (19)], малодоступных исследованию другими методами, а также сравнение информации об ассоциациях определенного типа в различных реакциях. Примером такой возможности может служить исследование реакций  $p + [2n] \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}$  и  $p + [2n] \rightarrow n + d$ .

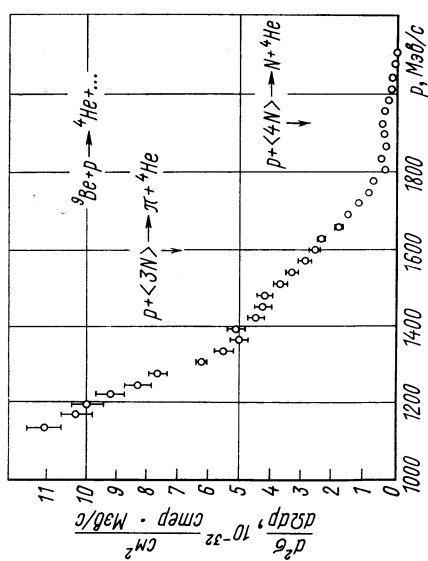
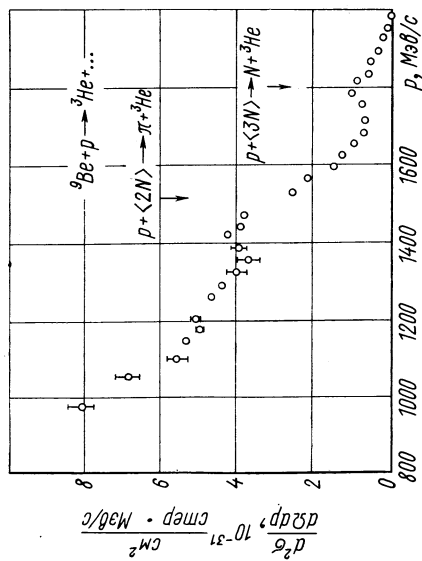
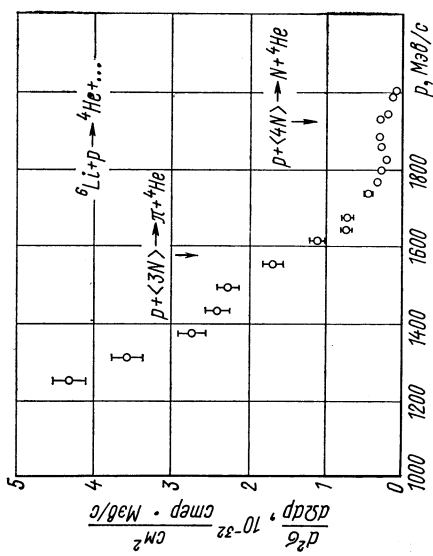
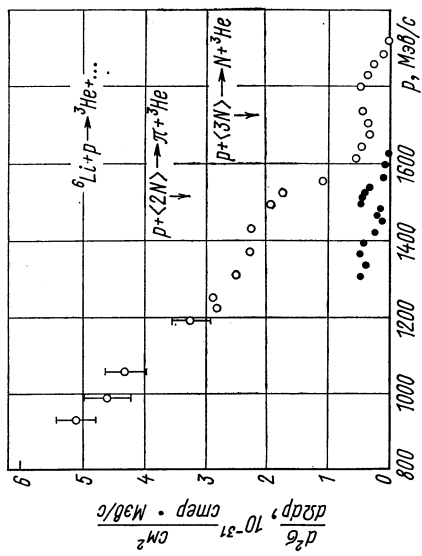


Рис. 21. Спектры ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , наблюдаемые под углом  $5,4^\circ$  к пучку протонов с энергией 665 Мэв [21].

## 2. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Теоретическая интерпретация экспериментов по выбиванию быстрых дейтронов протонами высокой энергии была начата Д. И. Блохинцевым [28]. Результаты экспериментов [6] по выбиванию дейтронов при энергии 670 Мэв объяснялись в этой работе прямым квазисвободным взаимодействием налетающего протона с двумя нуклонами ядра. Сечение такого взаимодействия, согласно работе [28], существенным образом зависит от вероятности  $W_d(R)$  нахождения нейтрона и протона в основном состоянии ядрамишени на малом относительном расстоянии. Поглощение выбиваемых дейтронов в ядерном веществе оценивалось в квазиклассическом приближении. Предполагалось, что выбивание дейтона из интервала импульсов, отвечающего квазиупругой кинематике, определяется полным сечением взаимодействия дейтона с нуклонами ядра. Эта концепция развивалась в работе [28] для реакций выбивания не только дейтронов, но и фрагментов с произвольным числом нуклонов. В последующем идея прямого взаимодействия налетающего нуклона с группой нуклонов ядра легла в основу всех вычислений, предпринятых для количественного объяснения квазиупругого выбивания быстрых фрагментов. Непосредственным продолжением развитого в работе [28] подхода являются вычисления Б. Н. Калинин и В. Л. Шмониной [29, 30].

В этой работе сделана попытка оценить сечения квазиупругого выбивания дейтронов, используя простейшие представления о строении ядра. В отличие от работы [28] вопрос о механизме передачи высокого импульса системе нуклонов, связанной в конечном состоянии, в работах [29, 30] не обсуждается, так как предполагается тождественность механизма рассеяния двунуклонными ассоциациями и механизма упругого  $pd$ -рассеяния. Такое предположение оправдано тем, что рассеяние с высокой передачей импульса определяется поведением волновой функции  $np$ -системы на малых относительных расстояниях между нуклонами. Так, для  $pd$ -рассеяния назад при энергии протона  $T_p = 1$  Гэв характерные расстояния — расстояния  $R \lesssim 0,5$  ферми. Можно думать, что поведение волновой функции  $np$ -системы на расстояниях, заметно меньших, чем среднее межнуклонное расстояние в ядре ( $r_{NN} \approx 1,8$  ферми), слабо меняется при переходе от свободного дейтона к внутриядерной  $np$ -паре. Учитывая только перенормировку волновой функции  $np$ -пары при помещении ее в ядро, для отношения  $n_d$  дифференциальных сечений квазиупругого выбивания дейтона  $(d\sigma/d\Omega)_{(p, pd)}$  и свободного  $pd$ -рассеяния  $(d\sigma/d\Omega)_{pd}$  в работе [29] используется следующее выражение:

$$n_d = (d\sigma/d\Omega)_{(p, pd)} / (d\sigma/d\Omega)_{pd} \approx \frac{4}{3} \pi \bar{r}_d^3 \cdot N z \int d^3 r \rho^2(r). \quad (24)$$

Здесь  $\bar{r}_d$  — средний радиус дейтона;  $Nz$  — число  $n\bar{p}$ -пар в ядре;  $\rho(r)$  — плотность распределения нуклонов в ядре. Для вычисления  $n_d$  функция  $\rho(r)$  использовалась в случае легких ядер в виде

$$\rho(r) = \frac{4}{\pi^{3/2} \cdot a_0^3 A} \cdot \left(1 + \delta \frac{r^2}{a_0^2}\right) \exp(-r^2/a_0^2)$$

[ $\delta = (A - 4)/6$ ,  $a_0 = 1,59$  ферми для  $^{12}\text{C}$  и  $a_0 = 1,77$  ферми для  $^{16}\text{O}$ ] и в случае Рb-мишени

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{A} \left[1 - \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)\right]^{-1},$$

где  $\rho_0 = 0,137$  ферми $^{-3}$ ,  $c = 6,98$  ферми,  $a = 0,55$  ферми. Полученные значения  $n_d$  приведены в табл. 9 [29].

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что расчет без учета искажений завышает  $n_d$  от 10 раз для легких ядер до 100 для тяжелых. Для учета взаимодействия

Таблица 9

Ядро-мишень		$^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}$	$^{208}\text{Pb}$
$T_p = 1$ Гэв	$n_{d\text{exp}}$ [7]	$5,0 \pm 0,5$	$6,9 \pm 1,0$	$19 \pm 2,5$
	$n_{d\text{calc}}$	57,5	71,0	1060
	$\bar{n}_{d\text{calc}}$	3,7	6,8	17,5
$T_p = 0,675$	$n_{d\text{exp}}$ [6]	$7 \pm 2,5$	$8 \pm 2,5$	—
	$\bar{n}_{d\text{calc}}$	4,1	7,6	—

налетающих протонов и выбиваемых дейтонов с нуклонами ядра, выводящего события выбивания из квазиупругого канала, в работе [29] использовалось высокоэнергетическое приближение прямолинейных траекторий. Тогда интегрирование в формуле (24) можно вести по прицельному параметру  $b$  и текущей координате  $z$  с весом  $\tau(b, z)$   $\eta(b, z)$ , где

$$\tau(b, z) = \exp[-\sigma T_-(b, z)] \quad (25)$$

— вероятность того, что протон с прицельным параметром  $b$  достигнет точки  $z$ , не испытав взаимодействия с нуклонами, а

$$\eta(b, z) = \exp[(-2\sigma + \sigma^2/8\pi a) T_+(b, z)] \quad (26)$$

— вероятность выхода дейтона без взаимодействия с нуклонами ядра;  $T_-$  и  $T_+$  в (25), (26) определяются интегралами

$$T_-(b, z) = \int_{-\infty}^z \rho(b, \xi) d\xi \quad \text{и} \quad T_+(b, z) = \int_z^{\infty} \rho(b, \xi) d\xi$$



и  $\sigma$  — полное сечение  $NN$ -взаимодействия. Величина  $a$  в (26) определяет зависимость  $NN$ -рассеяния от передаваемого импульса и была принята для энергии  $0,7-1,0$  Гэв равной  $7$  (Гэв/с) $^{-2}$ . Полученные таким образом значения  $\tilde{n}_d$  (см. табл. 9) совпадают в пределах 30%-ной погрешности с данными экспериментов. Эти расчеты убедительно показывают необходимость корректного учета искажения волн падающих протонов и выбиваемых дейтонов для описания абсолютных значений сечений квазиупругого выбивания. В частности, отмеченная в работах [7, 11] зависимость сечения выбивания  $A^{1/3}$  действительно оказывается прямым следствием слабой «прозрачности» ядра для протонных и дейтонных волн. Интенсивное поглощение падающих и испускаемых волн формирует сравнительно узкий интервал ( $\sim 1,5$  ферми) прицельных параметров в области ядерной периферии ( $b_{\text{макс}} \approx 1,8$  ферми для  $^{12}\text{C}$ ,  $b_{\text{макс}} \approx 6,7$  ферми для  $^{208}\text{Pb}$ ), дающий основной вклад в сечение процесса.

Согласие расчетных и экспериментальных значений  $\tilde{n}_d$ , полученное в работе [29], приводит авторов этой работы к выводу о том, что интерпретация имеющихся экспериментальных данных о реакции квазиупругого выбивания дейтонов не требует детальной информации о структуре ядра мишени, так как для этой цели оказывается достаточным использовать такие общие характеристики ядра, как заряд, масса, средний радиус и простейший вид распределения плотности. Однако вряд ли следует делать такой вывод из полученного совпадения величин  $\tilde{n}_d$ . Дело в том, что результаты вычислений существенно зависят от принятого вида пространственного распределения плотности ассоциаций  $\rho_x$ . В работе [29] предполагалось, что для дейтонов  $\rho_x = \rho^2(b, z)$ , т. е. дейтонные ассоциации имеют распределение, более сосредоточенное в центральной области, чем распределение нуклонов. Напротив, из общих соображений можно ожидать, что ассоциирование более выражено в периферической области ядра, и это подтверждают количественные расчеты, выполненные в модели нуклонных ассоциаций [31].

В работе [14] вычисления, аналогичные [29], проводились для  $\rho_x = \rho^2$  и  $\rho_x = \rho$ . Абсолютные значения

$$\gamma = \frac{\int d^2b dz \rho_x(b, z) \Gamma(b, z) \eta(b, z)}{\int d^2b \cdot dz \cdot \rho_x(b, z)} \quad (27)$$

во втором случае значительно возрастают (примерно в два раза для ядра  $^{12}\text{C}$ ). При этом получается соответствие расчетных значений  $n_d$  с экспериментальными, если использовать полное эффективное число дейтонных ассоциаций, найденное в рамках оболочечной модели [22, 32], и учесть вклад двунуклонных ассоциаций типа  $(nn)$  и  $(np)_{s=0}$ .

Относительный ход  $\gamma$  с энергией слабо зависит от вида  $\rho_x$  и приведен на рис. 22 для  $\rho_x = \rho^2$  и  $\rho_x = \rho$ . Видно, что в интервале  $T_p = 380-1000$  Мэв  $\gamma$  изменяется в пределах 20% для Li и 26% для C. Поэтому из наблюдаемого на опыте постоянства отношения  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(p, Nd)} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pd}$  (см. рис. 12) следует, что энергетическая зависимость сечения рассеяния назад протонов двухнуклонными ассоциациями, сопровождающегося образованием быстрых дейтонов, в указанном интервале энергии с погрешностью

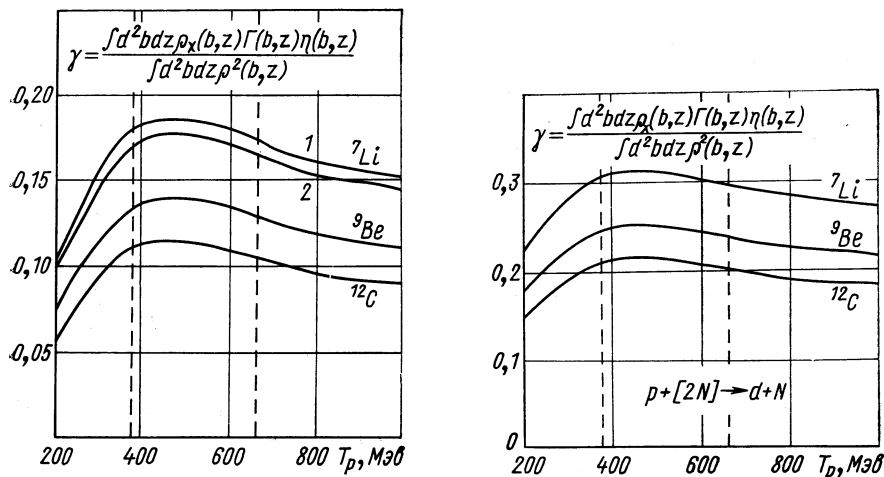


Рис. 22. Энергетическая зависимость величины  $\gamma$ , характеризующей эффекты искажения в реакциях генерации дейтонов [14].

около 30% совпадает с энергетической зависимостью упругого  $pd$ -рассеяния назад. Искажение волн не изменяется заметным образом и при изменении угла регистрации дейтонов в пределах  $\theta_d \approx 5-15^\circ$ . Поэтому на основании экспериментальных данных [7, 11] аналогичный вывод можно сделать и относительно угловых распределений квазиупругого рассеяния.

Методы дисперсионной теории (ДТ) прямых ядерных реакций [33] были впервые применены для анализа дейтонных спектров в работе [34]. Спектр дейтонов [6], испускаемых под углом  $7,6^\circ$ , был рассчитан в полностью приближении по переменной

$$t = -(\bar{p}_A - \bar{p}_B)^2 + 2(m_A - m_B)(E_A - E_B), \quad (28)$$

имеющей полюс при значении

$$t_0 = 2m_d(m_A - m_B - m_d). \quad (29)$$

Здесь  $\bar{p}_A, \bar{p}_B, E_A, E_B$  — импульс и кинетические энергии ядер  $A$  и  $B$ ;  $m_i$  — масса  $i$ -й частицы, участвующей в реакции (рис. 23). Если ядро  $A$  покоится перед соударением, то

$$t = -(m_A/m_B) p_B^2. \tag{30}$$

Амплитуда прямого процесса тем больше, чем ближе значение  $t$  к полюсу. Поэтому следует ожидать, что полюсной механизм должен быть существенным в области дейтоновых спектров, соответствующей малым импульсам остаточного ядра, т. е. там, где

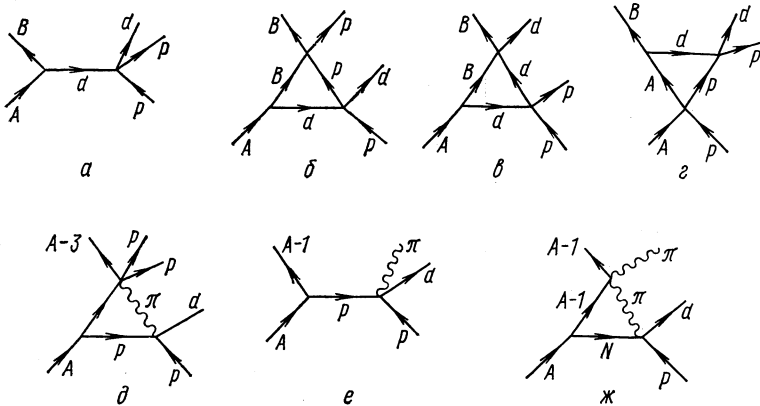


Рис. 23. Диаграммы дисперсионной теории прямых ядерных реакций, применяемые при вычислениях спектров дейтонов.

кинематика процесса наиболее близка к кинематике упругого  $pd$ -рассеяния. Вне этой области вклад других, более сложных диаграмм может быть основным.

В полюсном приближении сечение процесса равно

$$d\sigma = \text{const} \frac{|\Gamma(p_B)|^2 |M(s', t')|^2}{\left(t_0 + \frac{m_A}{m_B} p_B^2\right)^2} d^3 p_B d^3 p_d d^3 p_f \times \\ \times \delta(\bar{\mathbf{p}}_B + \bar{\mathbf{p}}_d + \bar{\mathbf{p}}_f - \bar{\mathbf{p}}_i) \delta(\mathcal{E}_B + \mathcal{E}_d + \mathcal{E}_f - \mathcal{E}_i), \tag{31}$$

где  $\mathcal{E}_a$  — полная энергия частицы с импульсом  $p_a$ ;  $\Gamma(p_B)$  — вершинная часть (форм-фактор), соответствующая распаду  $A \rightarrow B + d$ ;  $M(s', t')$  — амплитуда упругого рассеяния в точке  $s' = (P_i + P_d)^2$ ,  $t' = (P_f - P_i)^2$  ( $P_i, P_d$  и  $P_f$  — соответственно 4-импульсы падающего протона, дейтона и протона в конечном состоянии). В соответствии с формулой (31) угловая зависимость сечения выбивания и зависимость энергии падающих протонов должны существенным образом определяться амплитудой упругого рассеяния  $M(s', t')$ . Предполагая, что  $M(s', t') = \text{const}$

в интересующем нас интервале переменных, и заменяя форм-фактор  $\Gamma(p_B)$ , не зависящей от  $p_B$  приведенной вершинной частью, можно грубо воспроизвести форму спектра в области квазиупругого пика. Расчетные кривые, приведенные на рис. 24 для основного состояния и нескольких возбужденных состояний остаточного ядра, нормированы к экспериментальным кривым в максимуме квазиупругого пика. Прямая на рис. 24, *a* и *б* указывает значение импульса дейтонов из упругого  $pd$ -рассеяния. Этот результат

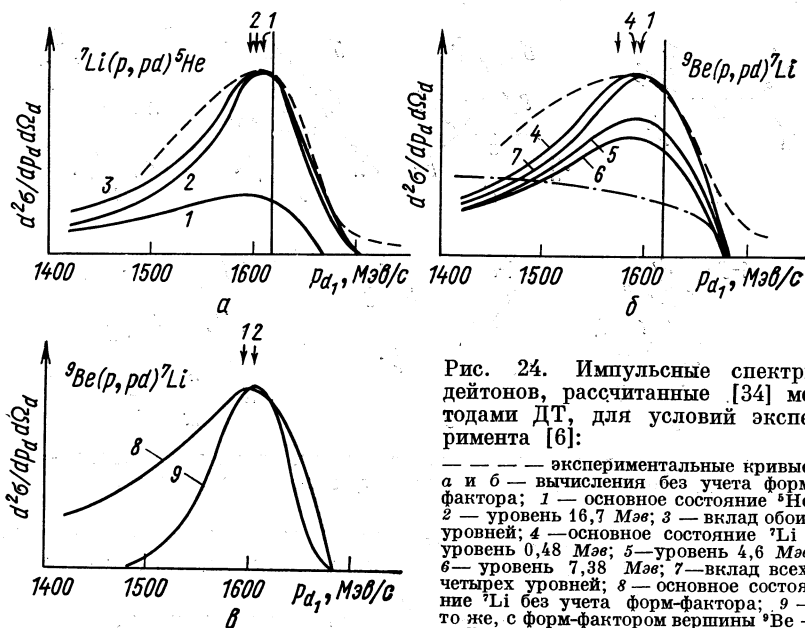


Рис. 24. Импульсные спектры дейтонов, рассчитанные [34] методами ДТ, для условий эксперимента [6]:

— — — экспериментальные кривые; *a* и *б* — вычисления без учета форм-фактора; 1 — основное состояние  ${}^5\text{He}$ ; 2 — уровень 16,7 Мэв; 3 — вклад обоих уровней; 4 — основное состояние  ${}^7\text{Li}$  и уровень 0,48 Мэв; 5 — уровень 4,6 Мэв; 6 — уровень 7,38 Мэв; 7 — вклад всех четырех уровней; 8 — основное состояние  ${}^7\text{Li}$  без учета форм-фактора; 9 — то же, с форм-фактором вершины  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + d$ .

хорошо демонстрирует зависимость формы спектра от величины возбуждения остаточного ядра. Так как спектр возбуждения в рамках ДТ не рассчитывается, произвольно предполагалось, что константы распада  $A \rightarrow B + d$  в основное и возбужденное состояния равны. Вклад в сечение реакции каждого из возбужденных состояний в этом случае меньше, чем вклад основного состояния, так как полюсной знаменатель возрастает с увеличением возбуждения остаточного ядра.

Вычисления в полюсном приближении правильно воспроизводят спектр только в области малых  $t$ , т. е. только в той кинематической области, где виртуальный дейтрон испускается с малым импульсом. Такие дейтоны находятся преимущественно вне потенциальной ямы ядра, и волновая функция их движения относи-

тельно остаточного ядра приводит к форм-фактору батлеровского типа, определяемому радиусом ядра  $R$ , параметром

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_{Bd}(m_B + m_d - m_A)}, \quad (32)$$

зависящим только от масс частиц, и угловым моментом  $l$ , с которым испускается виртуальный дейтон. Изменение расчетного спектра при введении такого форм-фактора видно на рис. 24, *в*, где сравниваются результаты расчетов без форм-фактора и с форм-фактором ( $l = 0$ ) для реакции  ${}^9\text{Be}(p, pd){}^7\text{Li}$ .

Эти результаты показывают, что хотя расчет передает форму спектра, он не может претендовать на точное описание, пока в него не будет введена дополнительная информация спектроскопического характера о вероятностях виртуального испускания дейтона с данным угловым моментом и определенным возбуждением остаточного ядра. С точки зрения авторов, развивающих метод ДТ, проблема состоит в том, чтобы правильно выделить часть процесса, соответствующую конкретному механизму реакции (определенной диаграмме), и из сравнения с экспериментом получить значения приведенных ширин виртуального испускания кластеров ядром мишени для данных состояний остаточного ядра. Эти величины являются характеристиками ядер, зависящими от их внутренней структуры и не зависящими от типа реакции и кинематических условий, в которых они получены. Так, из экспериментальных данных [6] для приведенной вершинной части процесса  ${}^9\text{Be} \rightarrow d + {}^7\text{Li}$  в работе [34] была получена оценка 0,5—1,0. Эта же величина должна входить в сечение других прямых процессов с испусканием виртуальных или реальных дейтонов (например, реакция  ${}^9\text{Be}(t, n){}^{11}\text{B}$  и т. п.).

Вклад диаграмм более сложных, чем полюсная, был учтен приближенно в работе В. М. Колыбасова, Н. Я. Смородиной [35]. В отличие от полюсной диаграммы амплитуда процесса, соответствующего более сложным диаграммам, медленно меняется как функция переданного импульса. Поэтому вклад таких диаграмм заменен в работе [35] константой, и квадрат матричного элемента имеет вид  $|M|^2 = |M_{\text{пол}}|^2 + |C|^2$ , где  $M_{\text{пол}}$  — матричный элемент полюсной диаграммы. Величина константы  $C$  определялась из условия наилучшего согласия с экспериментом. Результаты такого расчета, приведенные на рис. 25, показывают, что для  ${}^4\text{He}(p, pd)$ -реакции при энергии 1 Гэв вкладом диаграмм, отличных от полюсной, можно пренебречь, а в случае  ${}^{16}\text{O}(p, pd)$ -реакции величина  $C$  при малых переданных импульсах составляет по модулю примерно 1/15 часть всей амплитуды. Суммарная дейтонная ширина для  ${}^4\text{He}(p, pd)$ -реакции, идущей с образованием медленного дейтона в качестве остаточного ядра или с вылетом несвязанной  $np$ -пары, была оценена  $9,0 \pm 2,0$ . Для реакции

$^{16}\text{O} (p, pd) ^{14}\text{N}$  дейтронная ширина, просуммированная по состояниям  $^{14}\text{N}$  с энергией возбуждения  $\leq 5 \text{ Мэв}$ , получена равной  $\sum_i \theta_i^2 = 4,7 \pm 1,0$ .

О качестве описания спектров при введении батлеровских форм-факторов можно судить также и по результатам работы [13] (см. рис. 10), где расчетные кривые показаны пунктиром.

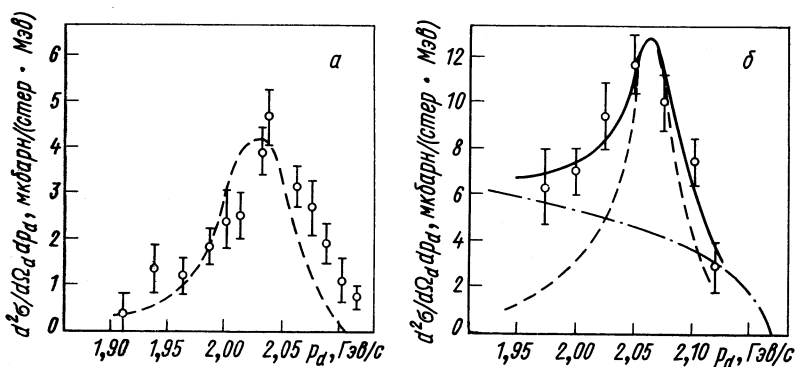


Рис. 25. Расчет [35] импульсных спектров дейтронов, испускаемых при  $T_p = 1 \text{ Гэв}$  в реакциях:

*a* —  $^4\text{He} (p, pd)^2\text{H}$ ,  $\theta_d = 10,1^\circ$ ; *b* —  $^{16}\text{O} (p, pd)^{14}\text{N}$ ,  $\theta_d = 4,38^\circ$ . Экспериментальные точки взяты из работы [7].

Существенно, что значения приведенных ширин, полученные в этой работе для  $^{12}\text{C} (p, pd)$ -реакции, в пределах экспериментальной точности данных оказались близкими:

$$\theta_a^2 = 3,8 \pm 1,0 \quad \text{для} \quad T_p = 1260 \text{ Мэв}$$

и

$$\theta_a^2 = 2,7 \pm 0,7 \quad \text{для} \quad T_p = 730 \text{ Мэв},$$

хотя сечения в квазиупругом максимуме спектров различаются при этих значениях примерно в 5 раз.

Теоретические кривые, показанные на рис. 7 в области квазиупругого пика дейтронных спектров [11], также получены с помощью метода ДТ. При этом использовалась полюсная диаграмма (см. рис. 23, *a*) без учета форм-фактора и возбуждения остаточного ядра. Для вычисления приведенных ширин  $\theta_a^2$  распада  $A \rightarrow B + d$  в вершинной части выбирался батлеровский форм-фактор ( $l_d = 0$ ). Результаты расчета, использующие экспериментальные данные для  $\theta_a^2 = 6,5^\circ$ , показаны в табл. 10 [11]. Существенно, что значения  $\theta_a^2$ , полученные для других углов, в пределах погрешностей совпадают с этими значениями. Кривые, описывающие

Таблица 10

Ядро	${}^7\text{Li}$	C	Al	Cu	Rh	Pb
$\theta_d^2$	$2,4 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,8$	$7,4 \pm 1,4$	$8,6 \pm 1,6$	$10,3 \pm 2,0$	$12,6 \pm 2,5$

более мягкую часть спектра на тех же рисунках, получены с использованием диаграммы мезонообразования на нуклонах ядра в полюсном приближении (см. рис. 23, *e*) и с учетом диаграмм перерассеяния пиона остаточным ядром (см. рис. 23, *ж*).

Анализ экспериментальных данных при 1 Гэв [7] с учетом более сложных диаграмм был сделан в работе [36]. Следуя работе [34], авторы также полагали квадрат внемассовой амплитуды рассеяния

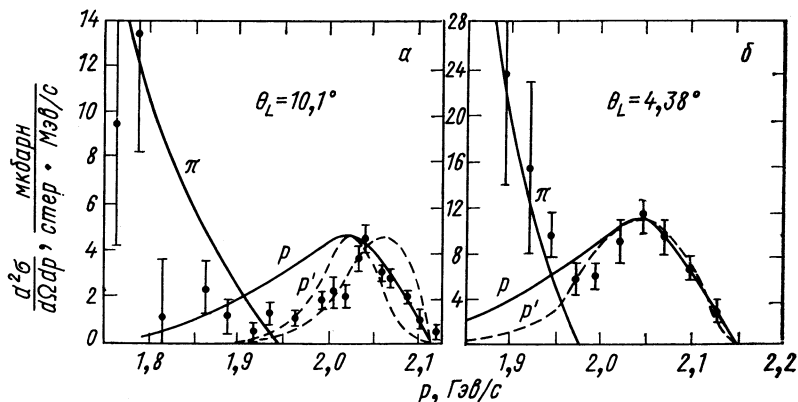


Рис. 26. Расчетные спектры дейтронов [36] для реакций:

*a* —  ${}^4\text{He}(p, pd){}^2\text{H}$ ; *b* —  ${}^{16}\text{O}(p, pd){}^{14}\text{N}$ ; *p'* и *p* описывают вклад полюсной диаграммы (см. рис. 23, *a*) соответственно с форм-фактором и без форм-фактора для распадной вершины; *T'* описывает вклад треугольной диаграммы (см. рис. 23, *б*) с включенным форм-фактором;  $\pi$  — (*p*, *pd*)-генерация согласно диаграмме рис. 23, *e*.

протона на виртуальном дейтоне постоянным в области интегрирования и пропорциональным соответствующему сечению свободного *pd*-рассеяния, а форм-фактор  $\Gamma(p_B)$  принимался или постоянным, или в батлеровском виде. При этом полагалось, в соответствии с результатами работы [22], что угловой момент *l* испускания дейтона относительно остаточного ядра для  ${}^4\text{He}$  преимущественно равен нулю, а для  ${}^{16}\text{O}$  доминирует эмиссия дейтронов с  $l = 2$ . В то время, как для  ${}^{16}\text{O}$  получено удовлетворительное согласие с экспериментом, в случае  ${}^4\text{He}$  максимальное значение выхода дейтронов достигается при импульсах, несколько более низких, чем в эксперименте (рис. 26). Было найдено, что диаграмма рис. 23, *б*, описывающая взаимодействие протона с остаточным ядром в конечном состоянии, ведет к дейтронным спектрам со сдви-

гом пика вправо относительно экспериментального значения. Остальные исследованные треугольные диаграммы (см. рис. 23, *в, г, д*) дают спектры с максимальным выходом при значительно более низких импульсах. Для мишеней более тяжелых, чем  ${}^4\text{He}$ , максимум сечения, рассчитанного по диаграмме рис. 23, *б*, возникает при значениях импульса, весьма близких к даваемым полюсной диаграммой, и поэтому вклад такой треугольной диаграммы не заметен.

Следует заметить, что заключение работы [35] об относительно слабом влиянии эффектов перерасеяния не находится в противоречии с рассмотренными выше выводами о существенном влиянии этих процессов на выбивание дейтронов. Бросающееся при первом взгляде различие в выводах происходит из различного определения процессов выбивания. В квазиклассическом подходе или в импульсном приближении предполагается возможным рассеяние протона на внутриядерных квазидейтонных парах, которые могут динамически возникать и распадаться во всем объеме ядра, в том числе и в его центральных областях. Вероятность квазиупругого рассеяния на парах, находящихся в центральной области ядра, без нарушения квазиупругой кинематики мала, и вклад таких пар в формирование квазиупругого пика невелик. Пик преимущественно формируется при выбивании протонами периферических  $n$ -пар, и при таком выбивании эффекты перерасеяния сравнительно невелики.

Дисперсионная теория с самого начала исходит из предположения о том, что рассеяние происходит на периферических виртуальных дейтонах и, естественно, получает относительно малый вклад более сложных, чем полюсная, диаграмм в области квазиупругого пика. Для точного выделения вклада полюсной диаграммы недостаточно совпадения формы спектра, предсказываемой полюсной моделью, с экспериментальными. Приведенные выше примеры расчетов показывают слабую чувствительность такого метода. С одной стороны, спектры, получаемые расчетом по полюсной диаграмме, существенно зависят от структуры форм-фактора и спектра возбуждения остаточного ядра, с другой стороны, некоторые из треугольных диаграмм дают пики, близкие по форме и расположению к полюсным. Проблемы выделения механизма реакции обсуждались в работах, посвященных дисперсионной теории прямых ядерных реакций (см., например, [33]). Последовательное исследование этой проблемы при экспериментальном изучении ядерных ( $p$ ,  $np$ )-реакций можно найти в работах групп ИТЭФ [37]. Для реакций выбивания кластеров экспериментальные данные, чувствительные к механизму реакции (распределения по углу Треймана — Янга, по переданному импульсу в ядерной вершине и т. п.), в настоящее время отсутствуют. Поэтому изложенные выше факты совпадения угловых и энергетических зави-



симостей квазиупругого выбивания и свободного рассеяния являются практически наиболее весомыми аргументами, свидетельствующими в пользу существенной роли полюсной диаграммы.

Другое направление анализа реакций квазиупругого выбивания состоит в использовании импульсного приближения. Вопросы обоснования и границы применимости этого подхода при изучении реакций выбивания кластеров обсуждались в некоторых работах, в частности В. В. Балашовым [3, 38].

В плосковолновом импульсном приближении сечение выбивания, оставляющего остаточное ядро в состоянии  $f$ , описывается следующей формулой (см., например, [31]):

$$\frac{d^2\sigma}{dk_p dk_x} = K \frac{d\sigma}{d\Omega}(\tilde{E}, \tilde{\theta}) n_{if}^{eff} F_{if}(k_x) \delta(\Sigma E_f - \Sigma E_i), \quad (33)$$

где  $K$  — кинематический фактор;  $\bar{\mathbf{k}}_p$  и  $\bar{\mathbf{k}}_x$  — соответственно импульс рассеянного протона и выбитого кластера  $X$ ;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\tilde{E}, \tilde{\theta})$  — дифференциальное сечение свободного  $pX$ -рассеяния. Угол рассеяния в системе центра инерции частиц  $p$  и  $X$  определяется как угол между векторами  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_f$  импульсов сталкивающихся частиц в начальном и конечном состояниях. Так как при квазиупругом выбивании рассеяние происходит вне массовой поверхности, полная энергия  $\tilde{E}$  определяется или по импульсу свободных частиц  $p$  и  $X$  в конечном состоянии ( $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_x$ ), или по импульсу налетающего протона  $\mathbf{k}_{p0}$  и фермиевского импульса  $\mathbf{k}_x$  кластера  $X$  в ядре. В том случае, когда импульс налетающей частицы существенно превосходит импульс фермиевского движения кластера ( $|\mathbf{k}_{p0}| \gg \gg |\mathbf{k}_x|$ ), различие в значениях  $|\mathbf{k}_i|$  и  $|\mathbf{k}_f|$  становится относительно малым. Это оправдывает обычно применяемую процедуру замены сечения вне массового рассеяния на виртуальной частице сечением рассеяния на свободной частице  $X$ . Точность подобной замены остается до последнего времени неизвестной. В проведенных недавно экспериментах [39] по исследованию  ${}^6\text{Li}(\pi, 2p)$ -реакции получены данные, показывающие, что сечение взаимодействия пиона с квазидейтонной ассоциацией в  ${}^6\text{Li}p^+ + [np] \rightarrow p + p$  и сечение реакции  $\pi^+ + d \rightarrow p + p$  при энергии  $\sim 80 \text{ Мэв}$  могут заметно различаться. Поэтому экспериментальные исследования вне массового взаимодействия адронов с кластерами представляются сейчас очень актуальными.

Функция  $F_{if}(k_x)$  в формуле (33) — плотность импульсного распределения кластера  $X$  в канале  $i \rightarrow f$ :

$$F_{if}(k_x) = \left| \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty \exp(-i\mathbf{k}_x \mathbf{R}) \Psi_{if}(\mathbf{R}) d\mathbf{R} \right|^2. \quad (34)$$

Волновая функция  $\Psi_{if}(\mathbf{R})$  относительного движения кластера и остаточного ядра  $B$  в состоянии  $f$  определяется интегралом

$$\int \Psi_B^*(\xi_B) \Psi_X^*(\xi_X) \Psi_A(\xi_A) d\xi_B d\xi_X = a_{if} \Psi_{if}(\mathbf{R}), \quad (35)$$

где  $\Psi_A$  — волновая функция ядра мишени  $A$ ;  $\Psi_B$  — волновая функция ядра  $B$  и  $\Psi_X$  — внутренняя волновая функция кластера  $X$ . Детальное обсуждение вопросов, связанных с определением форм-факторов  $F_{if}(k_X)$  и эффективных чисел

$$n_{if}^{\text{eff}} = \frac{A!}{(A-X)! X!} |a_{if}|^2, \quad (36)$$

можно найти в работах [22, 23, 31, 32, 38]. Там же получены значения полных эффективных чисел  $N_X^{\text{eff}}$ , представляющих собой сумму  $n_{if}^{\text{eff}}$  по всем допустимым состояниям конечного ядра. Основные результаты этих вычислений, проведенных в рамках оболочечной модели с  $LS$ -связью, сводятся к следующему:

1. Эффективные числа кластеров типа  $d$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ , выбиваемых из  $p$ -оболочки легких ядер с массовым числом  $A$ , соизмеримы с величиной  $A/X$ , где  $X$  — число нуклонов в ассоциации (табл. 11) [22, 32].

Таблица 11

Ядро мишени	$(p, pd)$		$(p, p {}^3\text{He})$		$(p, p {}^4\text{He})$	
	$N_p^{\text{eff}}(d)$	$\frac{N_p^{\text{eff}}(d)}{A/2}$	$N_p^{\text{eff}}({}^3\text{He})$	$\frac{N_p^{\text{eff}}({}^3\text{He})}{A/3}$	$N_p^{\text{eff}}({}^4\text{He})$	$\frac{N_p^{\text{eff}}({}^4\text{He})}{A/4}$
${}^8\text{Be}$	2,95	0,66	1,99	0,66	1,38	0,61
${}^{10}\text{B}$	4,17	0,84	1,95	0,55	1,12	0,45
${}^{11}\text{B}$	5,01	0,91	3,21	0,88	1,25	0,45
${}^{12}\text{C}$	6,69	1,1	—	—	2,37	0,79
${}^{14}\text{N}$	8,57	1,2	—	—	2,72	0,78
${}^{16}\text{O}$	11,80	1,5	—	—	4,42	1,10

2. Полные эффективные числа  $d$ -,  ${}^3\text{H}$ -,  ${}^3\text{He}$ -,  ${}^4\text{He}$ -кластеров, выбиваемых из  $p$ - и  $s$ -оболочки легких ядер, заметно превышают  $A/X$ . В частности,  $N^{\text{eff}}({}^4\text{He})$  превышает значение  $A/4$ , которое принимается в  $\alpha$ -частичной модели. Причина этого состоит в перекрывании ассоциаций, при котором обмен нуклонами между ними приводит к появлению обменных амплитуд, увеличивающих сечение реакции. Из табл. 12 [22, 32] видно, что оболочечная модель предсказывает значительное увеличение  $N^{\text{eff}}$  при включении переходов, приводящих к дырочным состояниям в  $1s$ -оболочке. Кроме того, из табл. 12 видно, что, согласно расчетам, способность нуклонов к образованию кластеров падает при пере-

Таблица 12

Ядро милле- ни	$N^{eff}(4He)$ из нуклонов конфигурации					Полные эффективные числа								
	p4	sp3	s2p2	s3p	s4	$N^{eff}(d)$	$N^{eff}(3H)$	$N^{eff}(4He)$	$N^{eff}(eLi)$	$N^{eff}(7Li)$	$N^{eff}(8Li)$	$N^{eff}(8Be)$		
12C 16O	2,38	1,90	1,58	0,96	0,40	10,4	11,8	7,2	—	—	—	—	—	—
	4,44	4,44	3,00	1,39	0,38	15,5	20,4	13,6	0,09	0,13	0,005	0,3	—	0,3

Таблица 13

Ядро	9Be	10B	11B	12C	13C	14N	16O
I $l=0$ ; 2	0,07	—	0,23	—	0,20	0,03	0,07
	0,58	0,20	0,50	2,33	0,68	0,33	1,84
II $l=0$ ; 2	1,03	0,60	1,20	1,41	1,28	0,94	2,00
	2,95	4,17	5,00	6,69	9,72	8,57	11,80
I $l=0$ ; 2	—	—	0,16	0,54	0,41	—	0,24
	0,53	0,043	0,55	0,54	0,41	0,76	0,24
II $l=0$ ; 2	—	0,18	0,19	0,57	0,23	0,16	0,39
	1,38	1,12	1,25	2,37	2,13	2,72	4,42

Примечание. I — переходы в основное состояние остаточного ядра; II — сумма переходов во все состояния  $s4p^{n-2}$  ( $s4p^{n-4}$ ).

ходе от внешней оболочки к внутренней  $s$ -оболочке. Такое поведение соответствует ожидаемому пространственному распределению кластеров — плотность распределения кластеров должна быть максимальна в поверхностном слое ядра, где плотность распределения нуклонов далека от насыщения. Такой характер распределения принято связывать с тем, что влияние принципа Паули, подавляющее ассоциирование, сильнее проявляется в центральной области ядра.

3. Эффективные числа различных ассоциаций типа  $d$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  для одного и того же ядра достигают значений порядка нескольких единиц. Эффективные числа более тяжелых ассоциаций имеют существенно меньшее значение. Следует заметить, что суммирование эффективных чисел кластеров различного типа лишено физического смысла, так как выделение нуклонных ассоциаций разного типа соответствует квантовомеханическому разложению волновой функции ядра по различным ортонормированным базисам.

4. Распределение вероятности реакции выбивания кластеров по величине возбуждения остаточного ядра, как правило, имеет максимум не для основного, а для возбужденных состояний остаточного ядра (табл. 13).

Зависимость сечения реакций выбивания кластера  $X$  от степени обособления ассоциаций в ядре качественно выглядит следующим образом: в случае предельного обособления ассоциаций (кластерная, например,  $\alpha$ -частичная модель) эффективное число ассоциаций  $N^{\text{eff}}(X)$  равно  $A/X$  и сечение реакции является минимальным. Максимальное значение  $N^{\text{eff}}(X) = \frac{A!}{(A-X)!X!}$  определяется чистой комбинаторикой объединения  $A$  классических частиц в группы по  $X$ -частиц. Реальная ядерная система имеет значения  $N^{\text{eff}}(X)$ , промежуточные между этими крайними случаями. В частности, учет свойств симметрии ядерной волновой функции в рамках оболочечной модели приводит к появлению фактора  $|a_{ij}|^2$  в формуле (36) и дает значения  $N^{\text{eff}}(X)$ , приведенные в табл. 11—13 [32].

Более точный учет взаимодействия между нуклонами разных ассоциаций осуществляется в модели нуклонных ассоциаций [31; 40—43]. Эта модель дает обособление нуклонных ассоциаций промежуточного типа между моделью оболочек и кластерной моделью.

Очевидное достоинство изложенного выше направления в описании реакций выбивания — его относительная простота и конструктивность подхода. Формулы для сечений в плосковолновом импульсном приближении предстают в виде произведения факторов, зависящих только от кластерной структуры ядра, и факторов, определяемых «элементарным» процессом рассеяния налетающей

частицы кластером. По-видимому, именно простота интерпретации привлекает авторов, использующих плосковолновое приближение для анализа экспериментальных данных, несмотря на то, что хорошо известна существенная роль искажения плоских волн ядерным потенциалом. Так, экспериментальные данные о реакции  ${}^6\text{Li} (p, pd) {}^4\text{He}$  в работе [16] анализировались в плосковолновом импульсном приближении. Использовалась формула

$$\frac{d\sigma(K_X)}{d\Omega_p d\Omega_d dE_p} = K \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pd} n_{\alpha d} \rho(K_X), \quad (37)$$

где в качестве  $(d\sigma/d\Omega)_{pd}$  бралось сечение упругого  $pd$ -рассеяния на  $90^\circ$  в с. п. и. Найденное таким образом импульсное распределение  $\rho(K_X)$  дейтронной ассоциации относительно  $\alpha$ -ассоциации в  ${}^6\text{Li}$  приведено на рис. 14. Кривая на рисунке представляет собой результат вычислений Ю. А. Кудеярова и др. [43]. В модели  ${}^6\text{Li}$ , развитой этими авторами, конфигурация  ${}^4\text{He}$  (основное состояние)  $d$  в  ${}^6\text{Li}$  имеет импульсное распределение вида

$$\rho(K_X) \sim \left| \sum_{i=0,1,2} (a_i + b_i K_X^2) \exp(-C_i K_X^2) \right|^2, \quad (38)$$

причем свободными являются только два параметра, значения которых могут быть зафиксированы сравнением расчетов с данными об электромагнитных форм-факторах  ${}^6\text{Li}$ . Из рис. 14 видно, что согласие теоретической формы  $\rho(K_X)$  с экспериментальными данными достаточно хорошее. При этом теоретическое значение  $n_{\alpha d}$  близко к 1,0, а полученное в работе [16] значение  $n_{\alpha d}$  равно  $0,8 \pm 0,06$ . Делать отсюда количественные выводы следует после учета искажений, аналогично тому, как это сделано в работе [44].

Действительно, анализ  ${}^6\text{Li} (p, pd)$ -реакций в плосковолновом приближении показывает сильную зависимость данных о  $\rho(K_X)$  и  $n_{\alpha d}$  от энергии, при которой изучается реакция (табл. 14) [16].

Таблица 14

Энергия, Мэв	FWHM для $\rho(K_X)$ , Мэв/с	$n_{\alpha d}$	Литература
30	42—64	$0,04 \pm 0,12$	[45]
55	$64 \pm 4$	$0,15 \pm 0,07$	[46]
155	$68 \pm 8$	$0,31 \pm 0,15$	[47]
590	$124 \pm 4$	$0,80 \pm 0,06$	[16]

Эти же данные хорошо демонстрируют и преимущество исследования реакций выбивания кластеров при энергиях в сотни мегаэлектронвольт по сравнению с низкими энергиями: только при энергии 590 Мэв экспериментальные значения  $n_{\alpha d}$ , получаемые по формуле (37), становятся близкими к теоретически ожидаемому значению.

Определенное усовершенствование методов анализа было принято в работе В. В. Балашова и В. И. Маркова [48], где данные о  $(p, Nd)$ - и  $(p, \pi d)$ -реакциях анализировались в модели сильного обрезания. Чтобы учесть периферический характер реакций, интегрирование в формуле (34) велось не по всему объему ядра, а по его внешней области с  $|R| \geq |R_c|$ . Исползованные в расчетах распределения эффективных чисел  $n_{if}^{eff}$  нуклонов и дейтонов по спектру возбуждения остаточного ядра, полученные в работе [22, 32], приведены в табл. 15 и 16 [48].

Таблица 15

Энергия возбуждения ядра, Мэв	$l_N$	$n_{if}^{eff}$	$n_{if}^{act}$ $R_c = 2,6$ ферми	$n_{if}^{act}/n_{if}^{eff}$
0	1	2,50	1,03	0,41
2,10	1	0,66	0,27	0,41
5,03	1	0,76	0,33	0,44
5,5—20	1	0,08	0,03	0,38
20	0	2	0,34	0,17
$N_{eff}$	—	6	2,00	0,33

Таблица 16

Энергия возбуждения ядра, Мэв	$l_d$	$n_{if}^{eff}$	$n_{if}^{act}$ $R_c = 2,4$ ферми	$n_{if}^{act}/n_{if}^{eff}$
0	2	2,33	0,97	0,42
	0	0,36	0,18	0,50
0,7	2	0,40	0,16	0,40
	0	0,91	0,46	0,50
2,1	2	0,05	0,02	0,40
3,5	2	0,72	0,30	0,42
6,1	2	0,49	0,20	0,41
Более высокие возбуждения	0	0,13	0,06	0,46
	2	0,85	0,35	0,41
20	1	5,04	1,06	0,21
35	0	1,98	0,13	0,07
	—	13,26	3,89	0,29

В качестве сечений «элементарных» процессов (3) и (5) были взяты известные экспериментальные значения сечений процессов  $(pd \rightarrow pd)$  и (7) соответственно. Поэтому единственными свободными параметрами расчета были независимые значения радиусов обрезания  $R_c$  для обоих каналов. Оказалось, что при  $R_c = 2,4$  ферми для канала (3) и  $R_c = 2,6$  ферми для канала (5) можно получить удовлетворительное описание спектра в широком интервале энергий дейтонов (рис. 27). Природа канала (5) более

проста по сравнению с каналом (3), так как процесс (5) происходит на отдельном нуклоне и не имеет прямого отношения к кластерной структуре ядра. Благодаря этому одновременное описание обоих каналов увеличивает надежность выводов, относящихся к более сложному каналу (3). Кривые на рис. 27 отличаются способом конструирования  $t$ -матрицы «элементарных» процессов вне массовой поверхности: в случае 1 полная энергия определялась

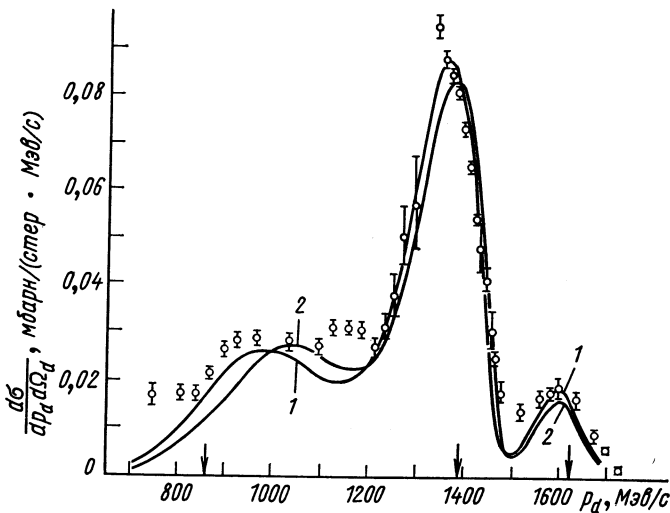


Рис. 27. Результат описания [48] спектра дейтронов [10], полученный в модели сильного обрезания.

по величине импульсов  $k_p$  ( $k_\pi$ ) и  $k_d$  свободных частиц, а в случае 2 — по величине импульсов налетающего протона и фермиевского импульса нуклона (дейтона) в ядре. Незначительное различие этих кривых демонстрирует степень неопределенности расчетов, обусловленную таким произволом в выборе значений  $t$ -матрицы вне массовой поверхности.

Расчет показывает, в какой степени учет поглощения уменьшает значения эффективных чисел ассоциаций, связанных с различными уровнями возбуждения остаточного ядра (отношения  $n_{if}^{act}/n_{if}^{eff}$  в табл. 16). Видно, что ассоциирование, связанное с высоким возбуждением остаточного ядра, обусловлено выбиванием ассоциаций из внутренних областей ядра. Чтобы решить вопрос о пространственном распределении ассоциаций в ядре, необходимы эксперименты с регистрацией обеих быстрых частиц ( $p$  и  $d$ ) с точностью, достаточной для получения спектров возбуждения остаточного ядра. Анализ таких данных должен проводиться с более тонким учетом эффектов поглощения, чем это делается в модели

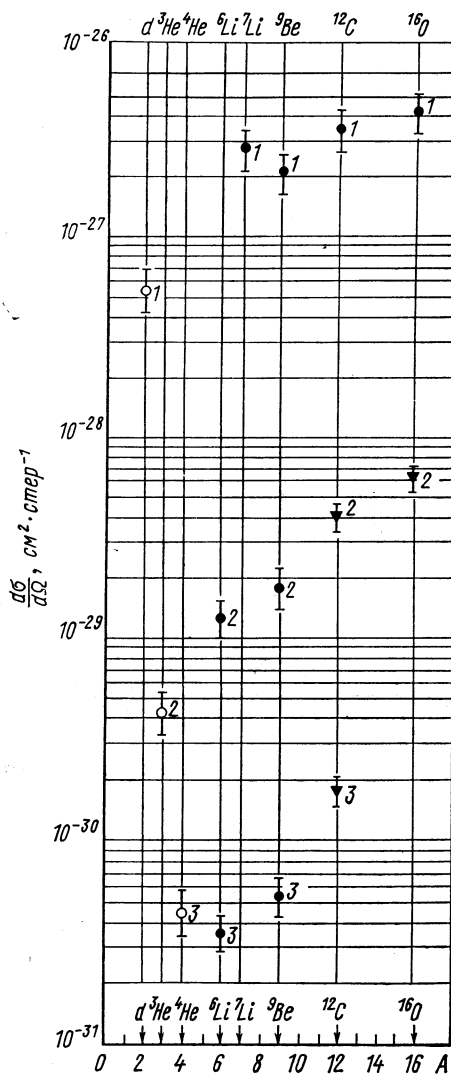


Рис. 28. Дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния протонов с  $T_p = 665-675$  Мэв в А (p, N $\bar{X}$ )-реакциях и упругого рассеяния pX → pX при больших передачах импульса ядрам X: 1 — реакции, где X = d,  $\theta_d = 7,6^\circ$  [6]; 2 — X =  $^3\text{He}$ ,  $\theta_{^3\text{He}} = 5,4^\circ$  [21]; 3 — X =  $^4\text{He}$ ,  $\theta_{^4\text{He}} = 5,4^\circ$  [21]; ○ — свободное pX-рассеяние; ● — квазиупругое рассеяние; ▼ — верхняя граница квазиупругого рассеяния.

обрезания. Расчеты в приближении прямолинейных траекторий [29, 30, 14] показывают возможность проведения расчетов без введения дополнительных свободных параметров.

Обратимся теперь к вопросу о выбивании быстрых ядер, более сложных, чем дейтон. На рис. 28 приведены дифференциальные сечения квазиупругого выбивания дейтонов,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  при энергии протонов около 670 Мэв. Там же приведены сечения упругого p $\bar{d}$ -, p $\bar{^3\text{He}}$ - и p $\bar{^4\text{He}}$ -рассеяния под малыми углами регистрации ядер отдачи в лабораторной системе. (Небольшое различие в углах наблюдения дейтонов и ядер He для сравнения сечений процессов несущественно.)

Прежде всего обращает на себя внимание то, что сечение выбивания фрагментов быстро падает с ростом их массового числа. Так, для ядрамишени  $^9\text{Be}$  отношение выходов  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  и дейтонов

$$W_{^4\text{He}} : W_{^3\text{He}} : W_d = 1 : 33 : 4100.$$

В то же время отношение сечений свободного рассеяния

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p^4\text{He}} : \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p^3\text{He}} : \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{dp} = 1 : 9,4 : 1200.$$

Такое соответствие сечений показывает, что выход наиболее быстрых фрагментов в первую очередь определяется значением сечения упругого рассеяния протонов нуклонными ассоциациями. Таким



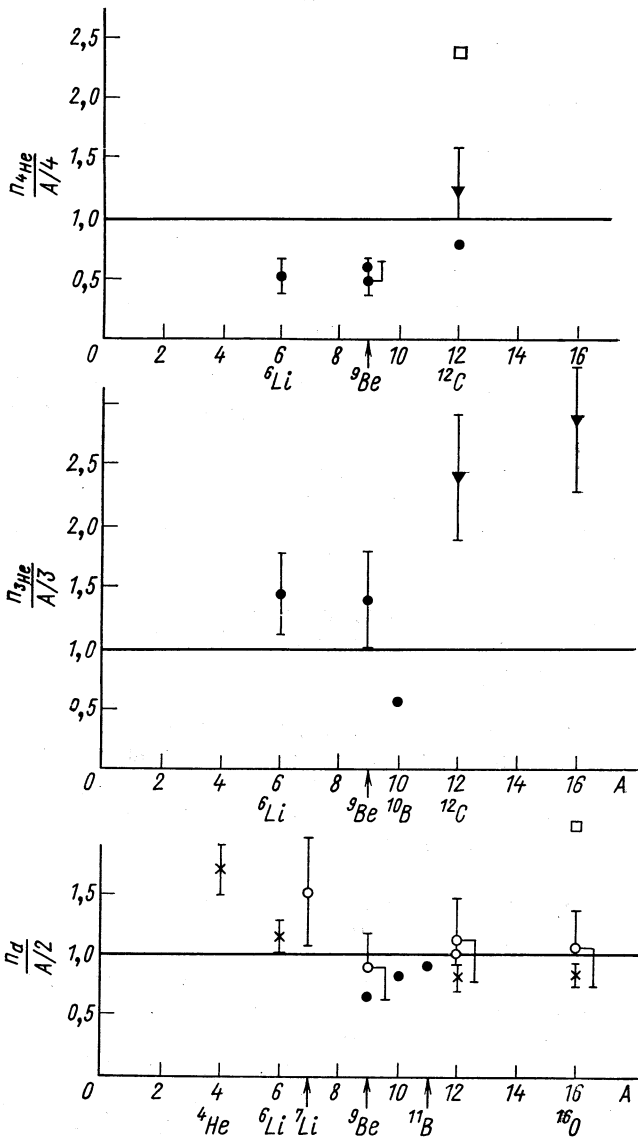


Рис. 29. Отношения  $n_X$  сечений квазиупругого рассеяния  $A(p, NX)$  к сечениям свободного  $pX \rightarrow pX$ -рассеяния: ● и ▼ — по данным [21]; ○ — [6]; × — [7]; точки, приведенные без погрешностей, — результаты расчетов эффективных чисел на основе оболочечной модели; ■ — [22]; □ — [23].

образом, еще раз качественно подтверждается представление о том, что происхождение квазиупругих пиков в спектрах фрагментов связано с прямым квазисвободным взаимодействием налетающего протона с нуклонными ассоциациями, причем сечения такого взаимодействия близки к сечениям упругого рассеяния протонов соответственно дейтонами,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ . Интересно заметить, что относительный выход ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  при энергии этих ядер в сотни мегаэлектронвольт резко отличается от наблюдаемого при низкой энергии ядер He. В области действия статистического механизма образования фрагментов энергетически более выгодна эмиссия  ${}^4\text{He}$ , и выход  ${}^4\text{He}$  при энергиях 10—20 Мэв на порядок превышает выход  ${}^3\text{He}$  [49].

Отношения сечений квазиупругого выбивания к сечениям свободного рассеяния, имеющие в плосковолновом импульсном приближении смысл полного эффективного числа ассоциаций, приведены на рис. 29. Для удобства сравнения эти отношения, обозначенные  $n_X$ , поделены на величину  $A/X$ , где  $A$  — массовое число ядра мишени;  $X$  — число нуклонов в ассоциации. Из этих данных следует, что в легких ядрах полные эффективные числа двух-, трех- и четырехнуклонных ассоциаций, способных воспринимать большие передаваемые импульсы ( $q = 8-10$  ферми $^{-1}$ ), без учета эффектов поглощения с погрешностью  $\sim 1,5-2$  близки к значению  $A/X$ . Такой же порядок величины имеют эффективные числа нуклонных ассоциаций в  $p$ -оболочке легких ядер, рассчитываемые в рамках оболочечной модели. То, что наблюдаемые значения  $n_X$  заметно меньше ожидаемых значений полных эффективных чисел, включающих ассоциирование нуклонов не только  $p$ -, но и  $s$ -оболочки, для ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  указывает на периферический характер реакций выбивания этих фрагментов.

### 3. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПРОТОНОВ ЛЕГЧАЙШИМИ ЯДРАМИ

Возможность получения информации о короткодействующих корреляциях между нуклонами, образующими кластер, из экспериментов по квазиупругому выбиванию основывается на знании механизма упругого рассеяния протонов легчайшими ядрами в условиях высоких передач импульса. Амплитуда упругого рассеяния адронов ядрами при энергиях 0,2—1 Гэв с хорошей точностью может быть выражена через амплитуды  $NN$ -рассеяния и волновые функции ядер только в области малых углов рассеяния  $\theta$  и, следовательно, невысоких передач импульса. Область промежуточных углов рассеяния описывается довольно плохо во всех известных теоретических подходах. Наибольшие передачи импульса ( $q_A$ ) достигаются при рассеянии на  $180^\circ$ . Определенная выделенность рассеяния, при котором  $\cos \theta \approx 1$ , позволяет ожи-

дать, что интерпретация механизма рассеяния вблизи  $180^\circ$  окажется проще, чем при промежуточных углах. Рассмотрим кратко работы, направленные на решение этой проблемы.

В целом упругое рассеяние протонов назад в рассматриваемой области энергий изучено очень слабо. Известно, что основные черты такого рассеяния сводятся к следующему:

1. Сечение рассеяния на  $180^\circ$ , как правило, быстро падает с ростом энергии.

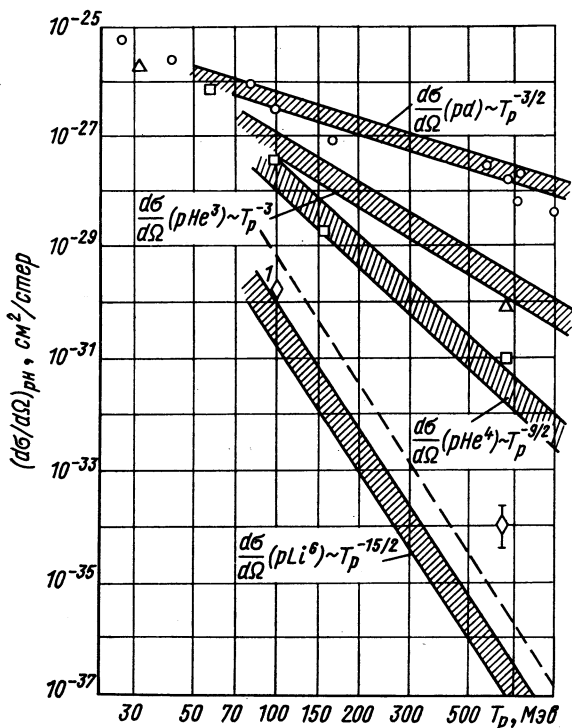


Рис. 30. Упругое рассеяние назад быстрых протонов ядрами  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ , и  ${}^6\text{Li}$ :

○ —  $pd$  [51—54]; △ —  $p{}^3\text{He}$  [55, 25, 56]; □ —  $p{}^4\text{He}$  [57, 58, 25]; ◇ —  $p{}^6\text{Li}$  [59]; точка для  $p{}^6\text{Li}$ -рассеяния при  $T_p = 665 \text{ Мэв}$  соответствует верхней границе сечения [55, 26].

2. Такое уменьшение сечения рассеяния происходит тем быстрее, чем тяжелее ядро-мишень.

3. Угловая зависимость сечения рассеяния назад дейтоном имеет максимум при  $\theta = 180^\circ$ .

Общая картина энергетической зависимости сечения рассеяния назад видна на рис. 30. Там же приведены результаты расчета [26, 55], основанного на флуктуационном подходе [28, 50]. В рам-

как этой модели дифференциальное сечение  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pA}$  упругого рассеяния протона ядром с массовым числом  $A$  оценивается по формуле

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(p_A, 180^\circ)\right)_{pA} = \gamma \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{p_A}{A}, 180^\circ\right)\right)_{pN} W_A(R_A), \quad (39)$$

где  $(d\sigma/d\Omega)_{pN}$  — дифференциальное сечение упругого  $pN$ -рассеяния;  $A \leq \gamma \leq A^2$ ;  $W_A(R_A)$  — вероятность нахождения нуклонов ядра в сферической области  $V$  с радиусом  $R_A \approx \hbar/q_A$ . Величина  $W_A(R_A)$  определяется интегралом волновой функции ядра по объему  $V$ :

$$W_A(R_A) = \int_V |\Psi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_A. \quad (40)$$

Если предположить, что  $\Psi_A$  слабо меняется в области  $V$  (на относительных расстояниях между нуклонами  $\leq 0,5$  ферми), то значение  $W_A(R_A)$  пропорционально величине  $3(A-1)$ -мерного сферического объема с радиусом  $R_A$ , т. е.  $W_A(R_A) \sim R_A^{3A-3} \sim \sim q_A^{-(3A-3)}$ . Так как  $q_A$  в рассматриваемой области энергии с точностью лучше 10% связано с энергией протона в лабораторной системе соотношением

$$q_A \approx [2A/(A+1)] \sqrt{2m_N T_p},$$

то  $W_A \sim T_p^{-(3A-3)/2}$ . Поскольку энергетической зависимостью остальных факторов в (39) можно пренебречь, сечение рассеяния назад в первом приближении должно иметь такую же зависимость. Единственным свободным параметром, общим для всех кривых рис. 30, является величина  $k$  в зависимости  $R_A = k \frac{\hbar}{q_A}$ . Подгонка к экспериментальным данным дает значение  $k$ , близкое к единице:  $k = 1,6$ . Коридоры расчетных значений определяются величиной  $\gamma$ , отражающей степень когерентности рассеяния налетающего протона нуклонами ядра мишени. Угловая зависимость дифференциального сечения вблизи  $180^\circ$  с точки зрения флуктуационной модели задается двумя факторами: уменьшением множителя  $W_A \sim q_A^{-(3A-3)} \sim (\sin \theta/2)^{-(3A-3)}$  и возрастанием сечения  $(d\sigma/d\Omega)_{pN}$  вблизи  $180^\circ$ . Последний фактор в случае  $pd$ -рассеяния — главный, что приводит к наблюдаемому на опыте возрастанию сечения при увеличении угла рассеяния до  $180^\circ$ .

Качественное согласие расчетов с экспериментом (см. рис. 30) показывает, что в целом картина рассеяния назад определяется вероятностью конфигураций нуклонов ядра-мишени, при которых все взаимные расстояния между нуклонами оказываются малыми ( $\leq 5,0$  ферми).

Получение количественной информации требует применения более строгих методов расчета. В некоторых работах делались попытки количественно описать рассеяние протонов назад протейшим ядром — дейтоном. Так, в вычислениях работы [60] предполагалось, что рассеяние происходит в соответствии с диаграммой рис. 31, а. По существу, такая гипотеза распространяет импульсное приближение, хорошо работающее в области малых углов

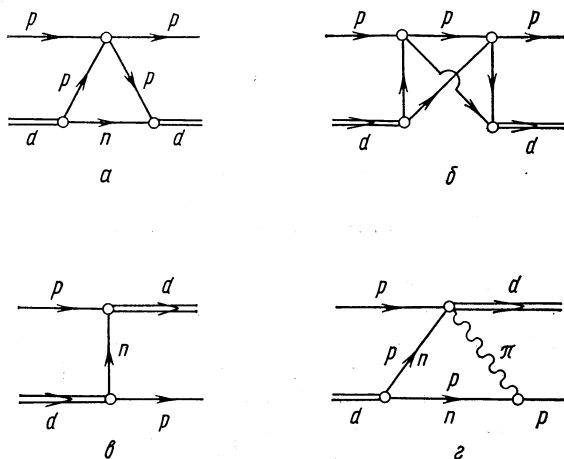


Рис. 31. Диаграммы, используемые для описания упругого  $pd$ -рассеяния назад.

рассеяния, на углы, близкие к  $180^\circ$ . Не более оправданной является и попытка [61] описать рассеяние назад только одной диаграммой двукратного рассеяния (см. рис. 31, б).

Известно, что при энергиях около  $100 \text{ Мэв}$   $pd$ -рассеяние назад неплохо описывается механизмом подхвата нейтрона (см., например, [65]). В работе [52] экспериментальные данные при более высоких энергиях анализировались с целью выделить полюсную диаграмму однонуклонного обмена (см. рис. 31, в). Там же высказывалась идея о том, что при высоких энергиях и больших передаваемых импульсах обмен нуклоном может происходить не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Выделенность полюсного механизма возникает из-за того, что передаваемые импульсы в этом случае существенно меньше, чем при прямом рассеянии. Действительно, если для прямого рассеяния на  $180^\circ$  изменение импульса протона  $q = 2p$  ( $p$  — импульс протона в л. с.), то в механизме подхвата протон изменяет свой импульс только на величину  $p/2$ . Для энергии  $T_p = 1 \text{ Гэв}$  импульс  $p = 5 \text{ ферми}^{-1}$ , и, следовательно, для реализации  $pd$ -рассеяния механизм прямого рассеяния требует наличия в волновой функции дейтона фурье-компо-

нент, соответствующих  $10 \text{ ферми}^{-1}$ , а механизм подхвата только —  $2,5 \text{ ферми}^{-1}$ .

Так как нуклон-нуклонные потенциалы на расстояниях  $0,5—1,0 \text{ ферми}$  достигают глубины в несколько сот мегаэлектрон-вольт, следует ожидать, что эффекты возбуждения нуклонов приобретают существенное значение при рассеянии назад в рассматриваемой области энергий. В работе [63] проводился анализ  $pd$ -рассеяния назад с учетом обмена барионным резонансом  $N^*$  (1688) со спином  $5/2$ . Было показано, что учет около 1% примеси в волновой функции дейтона состояния, обусловленного этим резонансом, дает примерно половину значения сечения рассеяния назад при  $1 \text{ Гэв}$ .

Эта идея была развита в работе [66], где, однако, не использовалась реджизация нуклонного обмена, а прямо учитывался возможный вклад всех наблюдаемых  $N^*$  ( $I = 1/2$ )-резонансов вплоть до массы  $2 \text{ Гэв}$ . Авторы получили неплохое согласие расчета с экспериментальными дифференциальными сечениями [53, 54] при  $T_p = 1 \text{ Гэв}$  и правильную величину сечений при  $T_p = 1,3$  и  $1,5 \text{ Гэв}$ . Однако угловые распределения при  $T_p = 1,3$  и  $1,5 \text{ Гэв}$  передаются плохо. Существенно, что для  $T_p = 1 \text{ Гэв}$  основной вклад в рассеяние дают 1—2 резонанса, но с ростом энергии заметно проявляется влияние большего числа резонансов, что, конечно, усложняет анализ.

В этом отношении рассеяние при  $T_p < 1 \text{ Гэв}$  интерпретируется заметно проще. Действительно, в работе [62] показано, что при  $T_p \approx 400—700 \text{ Мэв}$  определяющий вклад в сечение может давать один резонанс  $\Delta$  ( $3/2, 3/2$ ). Достоинство этой работы — установление с помощью треугольной диаграммы (см. рис. 31, *г*) связи  $pd$ -рассеяния назад с хорошо изученным процессом (7) ( $pp \rightarrow d\pi^+$ ), что позволяет избежать неопределенностей, неизбежных в расчетах типа, проведенного в работах [63, 66]. Процесс (7), как известно, имеет резонансный характер, обусловленный возбуждением изобары  $\Delta$  ( $3/2, 3/2$ ). Это обстоятельство, согласно работе [62], может проявляться в характерной немонотонности энергетического поведения сечения  $pd$ -рассеяния назад. Уточнение расчетов, проведенное в работе [67], не изменило основных предсказаний работы [62]. Эксперимент [15], проведенный в г. Дубне, не обнаружил «провала» в энергетической зависимости сечения  $pd$ -рассеяния назад, но показал, что в этой зависимости наблюдается хорошо выраженное «плечо» (рис. 32). Такой же результат получен в детальных измерениях дифференциальных сечений  $pd$ -рассеяния назад, проведенных Алдером и др. [68] при энергиях  $316—590 \text{ Мэв}$ . На фоне общей картины быстрого падения сечений с ростом энергии (см. рис. 30) такое поведение имеет действительно аномальный характер. Так как диаграмма простого обмена нуклоном не может передать эту особенность и на порядок недооценивает сечение

при энергиях около 600 Мэв, естественно связать наблюдаемую аномалию с «резонансным» механизмом Крэгги — Уилкина [62].

Таким образом, в настоящее время есть основание думать, что корректного учета диаграммы обмена нуклоном и процесса, идущего

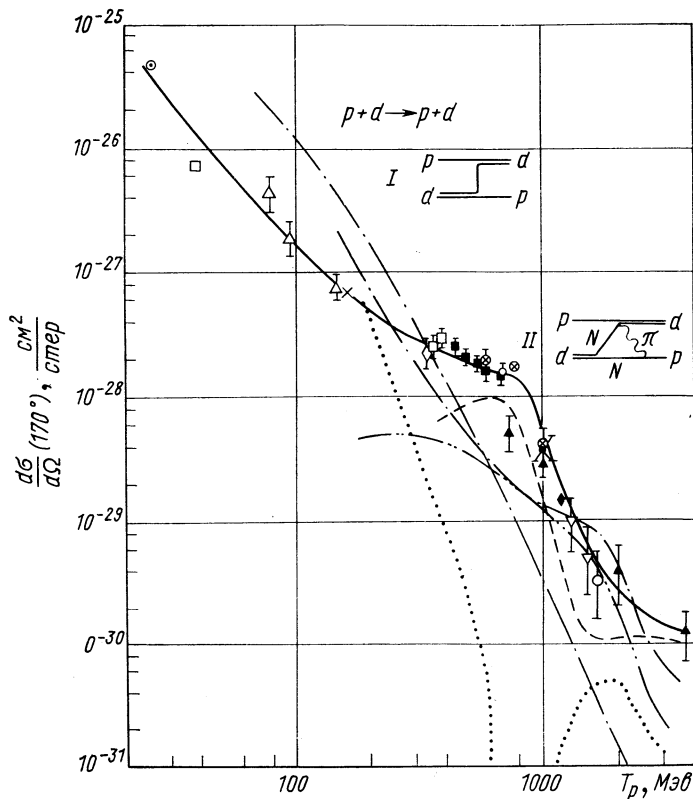


Рис. 32. Энергетическая зависимость упругого  $pd$ -рассеяния назад [15]:

— проведена по точкам для наглядности. Библиографию экспериментальных работ см. в работе [15]; — — — — результат расчета [62], согласно диаграмме II; кривые, вычисленные по диаграмме подхвата нейтрона (I) с волновыми функциями дейтона: — · — · — · — хольтеновская функция для  $S$ -состояния; · · · · · и — · — · — · — соответственно  $S$ - и  $D$ -волновые функции работ [63, 64]; — — — — — совместный вклад  $S$ - и  $D$ -состояний с волновыми функциями [63, 64].

щего через возбуждение изобары  $(3/2, 3/2)$ , достаточно для описания  $pd$ -рассеяния назад в широком интервале энергий 100—700 Мэв. Точное выделение вклада отдельных механизмов рассеяния, конечно, требует проведения дополнительных измерений. Расчеты [69] показали, в частности, высокую чувствительность поляризационных эффектов к механизму реакции. Так, одноион-

ная модель рассеяния требует отсутствия квадрупольизации у дейтонов отдачи в  $pd$ -рассеянии назад и в реакции (7). Кроме того, при энергии  $1,5 \text{ Гэв}$  в этой модели при больших углах рассеяния должен изменяться знак параметра поляризации. Надежная идентификация механизма рассеяния позволит получить

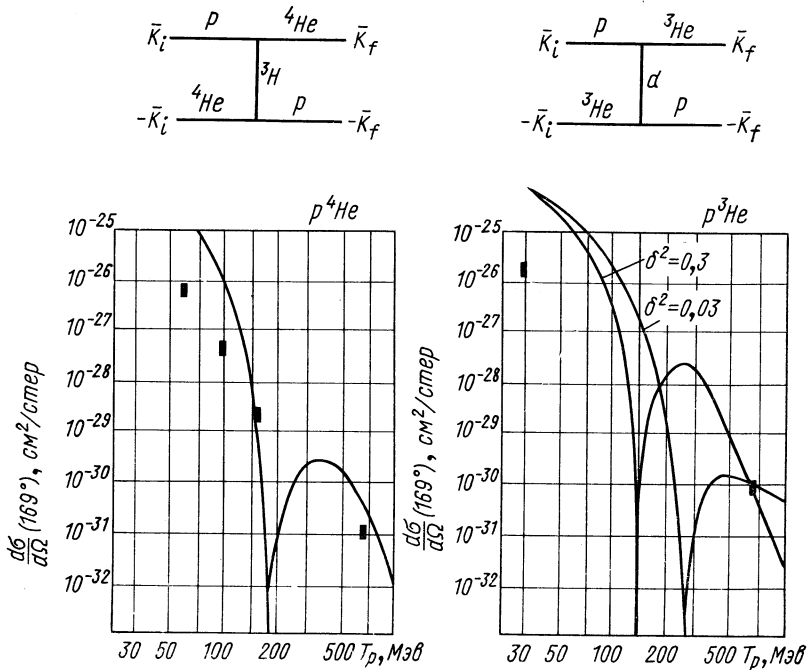


Рис. 33. Результаты вычислений [70] дифференциального сечения упругого  $p^4\text{He}$ - и  $p^3\text{He}$ -рассеяния назад на основе указанных на рисунке диаграмм подхвата.

из опытов по  $pd$ -рассеянию при  $T_p \lesssim 1 \text{ Гэв}$  прямые сведения о фурье-компонентах волновой функции дейтона вплоть до  $\sim 3 \text{ ферми}^{-1}$ .

Для интерпретации рассеяния назад быстрых протонов более сложными ядрами  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  в последнее время был предложен [70] механизм «тяжелого подхвата» (рис. 33). Используя волновую функцию  ${}^4\text{He}$  в том виде, который был принят в работе [71] для описания рассеяния электронов, авторы [70] получили согласие расчетных значений дифференциального сечения рассеяния назад с данными при  $150$  и  $665 \text{ Мэв}$ . Характерно, что результаты расчета при энергиях выше  $200 \text{ Мэв}$  очень чувствительны к поведению волновой функции на малых расстояниях. Так, если заменить



волновую функцию типа

$$|\Psi_{4\text{He}}(r_i)|^2 = N \prod_{i=1}^4 \exp(-\alpha^2 r_i^2) \left[ 1 - D \exp\left(-\frac{\alpha^2}{\gamma^2} r_i^2\right) \right], \quad (41)$$

где  $\alpha^2 = 0,597$  ферми<sup>-2</sup>,  $\gamma^2 = 0,308$ ,  $D = 0,858$ , на простую функцию Гаусса, сечение рассеяния при 670 Мэв падает на несколько порядков. При вычислении рассеяния на <sup>3</sup>He волновая функция бралась в виде, аналогичном (41):

$$|\Psi_{3\text{He}}(r_i)|^2 = N' \prod_{i=1}^3 \exp(-3\beta^2 r_i^2) \left[ 1 - C \exp\left(-\frac{\beta^2}{\delta^2} r_i^2\right) \right]. \quad (42)$$

Ввиду отсутствия ко времени проведения расчета экспериментальных данных по *e*<sup>3</sup>He-рассеянию при высоких значениях передаваемого импульса  $\delta$  в (42) определялось из сравнения расчета с экспериментальным значением сечения *p*<sup>3</sup>He-рассеяния при 665 Мэв. При  $C = 1$  в работе [71] были получены два значения:  $\delta^2 = 0,3$  и  $\delta^2 = 0,03$ . Появившиеся позднее данные об электромагнитном форм-факторе <sup>3</sup>He вплоть до 20 ферми<sup>-2</sup> [73] показывают, что положение провала в форм-факторе при  $q^2 = 12$  ферми<sup>-2</sup> и поведение форм-фактора при больших  $q^2$  хорошо согласуются с предсказанным значением  $\delta^2 = 0,03$  при  $C = 0,4$ .

Таким образом, не исключено, что обсуждаемый механизм играет основную роль в *p*<sup>3</sup>He- и *p*<sup>4</sup>He-рассеянии назад. Однако по аналогии с *pd*-рассеянием можно ожидать вклад треугольных диаграмм с пионом в промежуточном состоянии и для рассеяния на гелии. Кроме очевидной необходимости детальных измерений угловых и энергетических зависимостей в рассеянии назад для определенного установления механизма рассеяния важное значение могут приобрести поляризационные эксперименты, значение которых для решения проблемы было продемонстрировано в работе [72] на примере *p*<sup>3</sup>He-рассеяния назад.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование реакций квазиупругого выбивания быстрых фрагментов протонами высоких энергий находится в самой начальной стадии. Несомненно, что создание сильноточных протонных ускорителей в ближайшие годы послужит толчком для быстрого прогресса в этой области. Однако уже сейчас ясно, что такие исследования могут дать весомый вклад в решение многих проблем ядерной физики. Эти проблемы имеют разный характер по своей общности и значению, возникают в различных аспектах исследования реакций выбивания и иногда в какой-то степени перекры-

ваются. Тем не менее целесообразно в заключение перечислить некоторые из них:

1. Выяснение механизма реакций выбивания — количественное определение вклада полюсного механизма, выделение той части амплитуды реакции, которая может быть прямо отнесена к взаимодействию налетающего протона с нуклонными ассоциациями.

2. Выяснение вопроса о разделении эффектов, связанных с взаимодействием быстрых выбиваемых нуклонов в конечном состоянии и эффектов, обусловленных корреляциями этих нуклонов в основном состоянии ядра-мишени.

3. Решение тесно связанного с первыми двумя проблемами вопроса о пространственном распределении нуклонного ассоциирования. Необходимо выяснить, могут ли реакции выбивания вопреки их периферическому характеру дать информацию об ассоциировании в *s*-оболочке легких ядер.

4. Проверка различных модельных представлений об ассоциировании нуклонов (кластерная, оболочечная модели, модель нуклонных ассоциаций) в первую очередь в исследованиях спектроскопического характера.

5. Определение роли немассовых эффектов в реакциях квазиупругого выбивания.

6. Получение информации о короткодействующих корреляциях между нуклонами, образующими кластеры.

Экспериментальные данные, полученные в проведенных до настоящего времени опытах, позволяют планировать необходимые более точные и детальные эксперименты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown e.a. Proc. of Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct. Tokyo, 1967.
2. Копалейшвили Т. И. В сб.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. Т. 2. М., Атомиздат, 1971, с. 439.
3. Balashov V. V. Proc. Intern. Conf. on Clustering Phenomena in Nucl., Bochum, 1969,
4. Симонов Ю. А. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 630; Бадалян А. М., Симонов Ю. А. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 1032; Базь А. И. и др. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 275.
5. Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. В. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 1184; Базь А. И. и др. «Письма ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 151; Рыбаченко В. Ф., Садовой А. А. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 710.
6. Ажгирей Л. С. и др. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1185.
7. Sutter R. J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1189.
8. Friedes J. L. e.a. Nucl. Instr. Meth., 1967, v. 54, p. 1.
9. Benett G. W. e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 387.
10. Ажгирей Л. С. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 6.
11. Ажгирей Л. С. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-6308, 1972.
12. Dzheleпов V. P. High Energy Phys. and Nucl. Structure. Proc. of the III Int. Conf., N. Y. — L. Plenum Press, 1970, p. 278—287.

13. Борисов В. С. и др. «Письма ЖЭТФ», 1966, т. 9, с. 667.
14. Комаров В. И. и др. Доклад на V Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Упсала, 1973.
15. Комаров В. И. и др. Доклад на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре атомного ядра. Дубна, 1971; Сообщение ОИЯИ, P1-6343, 1972; «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 234.
16. Alder J. C. e.a. Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 18.
17. Alder J. C. e.a. Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 769.
18. Жданов А. П., Кузьмин В. Н., Яковлев Р. М. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1965, т. 29, с. 239; «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 625; Кузьмин В. Н., Яковлев Р. М. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1965, т. 29, с. 1237.
19. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. Препринт ОИЯИ, P1-4227, 1968.
20. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. Препринт ОИЯИ, P1-4373, 1969.
21. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 711; Савченко О. В., Теш З. и др. Доклад на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 1971.
22. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I. Nucl. Phys., 1965, v. 59, p. 417.
23. Beregi P. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 513.
24. Акимов Ю. К., Савченко О. В., Сороко Л. М. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 708.
25. Комаров В. И., Савченко О. В. Препринт ОИЯИ, P1-3720, 1968.
26. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 1229.
27. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С. «Докл. АН СССР», 1955, т. 100, с. 677.
28. Блохинцев Д. И. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1295.
29. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л. Сообщение ОИЯИ, P4-6298, 1972.
30. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л. Сообщение ОИЯИ, P4-6299, 1972.
31. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., «Наука», 1969.
32. Бояркина А. Н., Юсупов М. А., Карапетян В. В. Препринт, 1969.
33. Шапиро И. С. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1616; Nucl. Phys., 1961, v. 28, p. 244; Selected topics in nuclear theory, Int. Atomic energy Agency, Vienna, 1963; УФН, 1967, т. 92 с. 594.
34. Shapiro I. S., Kolybasov V. M. Nucl. Phys., 1963, v. 49, p. 515.
35. Кольбасов В. М., Смородинская Н. Я. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 335.
36. Rotsstein A., Van Ginneken A. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 223.
37. Aganyants A. O. e.a. Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 590; Nucl. Phys. B, 1969, v. 11, p. 79; Bayukov Yu. D. e.a. Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 416; Лексин Г. А. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1971.
38. Балашов В. В. и др. ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 1385.
39. Надеждин В. С., Петров Н. И., Сатаров В. И. Сообщение ОИЯИ, P1-6835, 1972.
40. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 1959, т. 37, p. 1781.
41. Кудеяров Ю. А. и др. Nucl. Phys., 1965, v. 65, p. 529.
42. Кудеяров Ю. А., Смирнов Ю. Ф., Чеботарев Т. А. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 5.
43. Кудеяров Ю. А. и др. Nucl. Phys. A, 1971, v. 163, p. 316.
44. Jain A. K., Sarma N., Banerjee. Nucl. Phys. A, 1970, v. 142, p. 330.
45. Devins D. W., Scott B. L., Forster H. H. Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 396.
46. Hendrie D. L. e.a. UCRL Report, No. 16580, 1960.
47. Ruhla C. e.a. Phys. Lett., 1963, v. 6, p. 282.
48. Balashov V. V., Markov V. I. Nucl. Phys. A, 1971, v. 163, p. 465.
49. Poskanzer A., Butler G., Hide E. Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 882.
50. Блохинцев Д. И., Токтаров К. А. Сообщение ОИЯИ, P4-4018, 1968.

51. Bunker S. N. e.a. Nucl. Phys. A, 1968, v. 113, p. 461.
52. Баюков Ю. Д. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 283.
53. Coleman E. e.a. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 761.
54. Bennett G. W. e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 387.
55. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. Препринт ОИЯИ, P1-4876, 1969.
56. Kim C. C. e.a. Nucl. Phys., 1964, v. 58, p. 32.
57. Selowe W., Teem J. M. Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 1658.
58. Cormack A. e.a. Phys. Rev., 1958, v. 115, p. 599.
59. Li T. Y., Mark G. K. Canad. J. Phys., 1968, v. 46, p. 2645.
60. Chahoud J. N., Russo G. Nuovo cimento, 1967, v. 49, p. 206.
61. Bertocchi L., Capella A. Nuovo cimento, 1967, v. 51, p. 369.
62. Craigie N. S., Wilkin C. Nucl. Phys. B, 1969, v. 14, p. 477.
63. Kerman A. K., Kisslinger L. S. Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 1483.
64. Bressel C. N. e.a. Nucl. Phys. A, 1969, v. 124, p. 624.
65. Igo S. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 195, p. 33.
66. Sharma J. S., Bhasin V. S., Mitra A. N. Nucl. Phys. B, 1971, v. 35, p. 466.
67. Kolybasov V. M., Gmorodinskaja N. Ya. Phys. Lett. B, 1972, v. 37, p. 272.
68. Alder J. C. e.a. NASA TMX-67943, 1972.
69. Копелиович Б. З. Автореферат диссертации, 1972.<sup>1</sup>
70. Копелиович Б. З., Поташникова И. К. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 1032.
71. Bassel R., Wilkin C. Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 1179.
72. Копелиович Б. З., Поташникова И. К. Сообщение ОИЯИ, P2-6744, 1972.
73. McCarthy J. S. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 884.