



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер

P-1357

ТЕОРИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ
В ПРОЦЕССАХ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Incl. Phys., 1964, v 59, n 3, p 417-443.

Дубна 1963.

11
Б-20

В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер

P-1357

ТЕОРИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ
В ПРОЦЕССАХ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

2073/2 нр.

ОИ И
БИБЛИОТ КА

Дубна 1963

Процессы фрагментации /испускания сложных нуклонных образований/, происходящие при взаимодействии ядер с частицами больших энергий, принято подразделять на три класса. К первому классу относятся испускание фрагментов при распаде высоко возбужденных состояний ядер - ему свойственно почти изотропное угловое распределение и относительно мягкий энергетический спектр фрагментов. Второй охватывает процессы выбивания фрагментов из ядер в результате развития нуклонного каскада. К третьему классу относятся процессы непосредственного /"прямого"/ соударения падающей быстрой частицы с нуклонными образованиями /"кластерами"/ внутри ядра, когда сохраняется кинематика упругого столкновения свободных частиц. Настоящая работа посвящена исследованию этого последнего класса процессов фрагментации.

При изучении процессов квазиупругого рассеяния особенно непосредственно проявляется связь вопросов механизма ядерных реакций при больших энергиях с проблемами структуры ядер. Уже первые опыты Тирена и др. по выбиванию из легких ядер элементарного "фрагмента" - протона в реакции $(p, 2p)$ ^{1/} позволили получить непосредственную картину распределения нуклонов в ядре по оболочкам. Дальнейшее исследование этой реакции проводилось в основном с целью изучения формы импульсного распределения протонов в ядре ^{2/} и привело к интересным результатам. Вместе с тем, весьма эффективным оказалось использование существующих модельных представлений о строении легких ядер для описания спектров возбуждения остаточных ядер в реакциях $(p, 2p)$ и (p, π) ^{3,4/}. Было установлено, что структура спектра возбуждения определяется главным образом не вторичными процессами искажения, а генеалогическими свойствами основного состояния ядра-мишени.

Несомненно, успех экспериментального изучения реакции $(p, 2p)$ обеспечило использование методики непосредственной регистрации /на совпадения/ обоих разлетающихся протонов. В настоящее время такая методика постепенно находит применение при исследовании более сложных реакций квазиупругого рассеяния быстрых частиц типа $(p, pd), (a, 2a)$ и др. Это позволяет надеяться на возможность решения в ближайшее время целого ряда проблем, связанных с ассоцированием нуклонов в ядрах, которое чрезвычайно затруднено при использовании старой экспериментальной методики. К числу таких проблем относятся: соотношение вероятностей образования различных "кластеров" в ядре; характер движения "кластеров" внутри ядер; характер возбуждения остаточного ядра, образующегося при квазиупругом выбивании фрагмента.

Развиваемая и широко обсуждаемая в настоящее время "модель ассоциаций" /"cluster model" / представляется мало удобной для решения перечисленных вопросов. Сильно подчеркивая какой-либо определенный "кластерный" аспект ядерной структуры, эта модель затушевывает многие другие важные стороны структуры рассматриваемых ядер. Кроме того /см. об этом подробнее ниже/, в современной модели ассоциаций не

разработаны вопросы генеалогической связи; это создает дополнительные трудности и часто приводит к серьезным недоразумениям. Наоборот, использование для описания ассоциирования нуклонов в ядрах оболочечной модели^{/5/} кажется весьма многообещающим. Такой подход, успешно объясняя наличие больших, порядка вигнеровского предела, приведенных ширины уровней легких ядер для различных сложных частиц, позволяет учесть наиболее существенные черты ассоциирования. Его главное достоинство состоит в возможности рассмотреть образование в ядре различных "кластеров" и рассчитать соответствующие вероятности, исходя из одной и той же волновой функции оболочечной модели.

В настоящей работе мы ограничиваемся ядрами $1p$ - оболочки. Более того, рассматриваются только переходы, не связанные с разрушением внутренней $1s$ - оболочки. Расчет проводится в рамках оболочечной модели с учетом нуклонных корреляций и требований перестановочной симметрии функций, следующей из принципа Паули. Таким образом, самые легкие ядра ($A = 5 \div 7$) описываются в рамках теории супер-мультиплетов, более тяжелые - в рамках схемы промежуточной связи. Одночастичные радиальные волновые функции полагаются осцилляторными. Все характеристики реакций рассчитываются в импульсном приближении, без учета искажения волновых функций падающей и разлетающихся частиц.

§ 1 посвящен реакциям квазиупругого рассеяния с выбиванием одиночного нуклона. Его цель - ввести и проиллюстрировать на примере относительно простых реакций ($p, 2p$) и (p, pr) принцип генеалогии, составляющей основу понятия парциального импульсного распределения "кластера" внутри ядра, необходимого для понимания особенностей квазиупругого рассеяния с выбиванием сложных фрагментов. Общий формализм теории фрагментации в процессах квазиупругого рассеяния подробно излагается в § 2 на примере реакции (p, pd). В § 3 обсуждаются реакции с выбиванием α -частиц, в § 4 - реакции с выбиванием трития, а также коррелированных протон-протонных и нейтрон-нейтронных пар.

Основные численные расчеты выполнены в Вычислительном центре ОИЯИ. Используемые в работе волновые функции основных и возбужденных состояний ядер $1p$ - оболочки в схеме промежуточной связи рассчитаны на электронной вычислительной машине "Стрела" МГУ^{/6/}.

§ 1. Характер генеалогической связи в ядрах $1p$ - оболочки и свойства реакций ($p, 2p$), (p, pr)

В таблицах 1а-е приведены рассчитанные в схеме промежуточной связи генеалогические коэффициенты разложения волновых функций основных состояний ядер $1p$ - оболочки $\Psi_{OTJ}^{(A)}$. Коэффициенты определены обычным образом:

$$\Psi_{OTJ}^{(A)}(x_1 \dots x_A) = \sum_{E_i T_i J_i \lambda} C(OTJ | E_i T_i J_i \lambda) [\Psi_{E_i T_i J_i}^{(A-1)}(x_1 \dots x_{A-1}) \Psi_{J_i}^{(x_A)}]_{\lambda J} \quad /1/$$

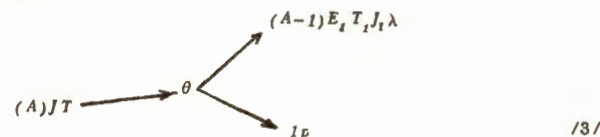
Здесь $\Psi_{E_i T_i J_i}^{(A-1)}$ - функция состояния ядра $(A-1)$ с энергией возбуждения E_i , спином J_i и изоспином T_i ; λ - спин канала; $\Psi_{J_i}^{(x_A)}$ - одночастичная волновая функция нуклонов в $1p$ - оболочке; функции в квадратной скобке подчинены условию векторной связи $(J_1 + \frac{1}{2} = \lambda) + J = J$.

Коэффициенты нормированы согласно условию

$$\sum_{E_i T_i J_i \lambda} |C(OTJ | E_i T_i J_i \lambda)|^2 = 1, \quad /2/$$

где суммирование проводится по всем состояниям ядра $(A-1)$ с неразрушенной $1s$ - оболочкой.

Генеалогический коэффициент $C(OTJ | E_i T_i J_i \lambda)$ пропорционален амплитуде приведенной ширины θ виртуального однонуклонного развала ядра A , соответствующего данному состоянию ядра $(A-1)$.



$$\theta(JT \rightarrow E_i T_i J_i \lambda) = \sqrt{\pi} C(OTJ | E_i T_i J_i \lambda)$$

$\pi = A - 4$ - число нуклонов в $1p$ - оболочке/. Амплитуда θ определяет величину матричных элементов парциальных переходов в различных процессах с передачей одного нуклона /квазиупругое выбивание, реакции подхвата и т.п./.

Как видно из таблицы 1, генеалогическая связь основного состояния ядра A с возбужденными состояниями ядра $(A-1)$ /типа $(1s)^4(1p)^{n-4}$ / практически обрывается уже при энергиях возбуждения порядка 15-20 Мэв. Если пренебречь изменениями сечения протон-протонного рассеяния, искажениями протонных волн и т.п. в этом небольшом по сравнению с энергией падающего протона интервале энергий, задача расчета спектров возбуждения остаточных ядер в реакции ($p, 2p$) сводится к расчету энергетического спектра генеалогической связи

$$W(E_i) = \sum_{T_i J_i \lambda} |C(OTJ | E_i T_i J_i \lambda)|^2, \quad /4/$$

Результаты расчетов приведены на рис. 1а-е. Сплошные кривые получены суммированием вероятностей отдельных парциальных переходов с учетом характерного для современных экспериментов энергетического размазывания $\Delta E = 4$ Мэв. Здесь же показаны экспериментальные результаты^{/1/}. Данные по реакции $N^{14}(p, 2p)C^{13}$ не приведены; соответствующее обсуждение см. в предыдущей работе^{/3/}.

Наиболее характерным свойством всех рассмотренных случаев является смещение максимума вероятности парциальных переходов в область возбужденных состояний ядра-остатка, вплоть до энергии возбуждения порядка 10 Мэв.

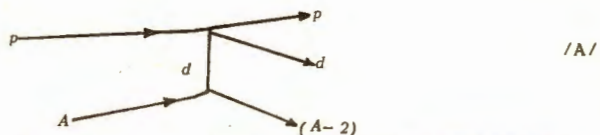
Резкие изменения характера генеалогической связи и большие скачки энергии связи нуклонов при переходе от одного ядра к другому являются причиной характерных вариаций активационных сечений реакций (p, pr) и ($p, 2p$) в области легких ядер. В применении к реакции (p, pr) этот вопрос рассматривался ранее^{/3/}. Приведенные в таблице 2 новые данные для реакции ($p, 2p$) подчеркивают отсутствие каких-либо простых регулярностей в изменении активационных сечений при переходе от ядра к ядру. Сравнение величин

$$\theta_i^2 = \sum_{E_i < E_{\text{порог}}} \theta_i^2$$

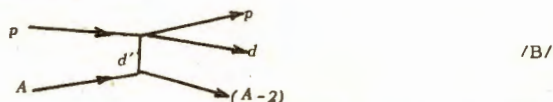
пропорциональных сечениям активации, с числом нуклонов n_p в последней оболочке, которое часто рассматривается как число нуклонов, "доступных" для образования радиоактивного ядра в данной реакции, не обнаруживает каких-либо корреляций между ними.

§ 2. Квазиупругое рассеяние быстрых протонов на легких ядрах с выбиванием дейтронов

В импульсном приближении основным механизмом реакции (p, pd) следует считать прямое выбивание падающим протоном дейтрона из ядра $^{A-1}$:



В данной работе мы не будем рассматривать других конкурирующих механизмов реакции (p, pd) . Особой оговорки, на наш взгляд, заслуживает процесс выбивания с переворачиванием спина. Он соответствует виртуальной диссоциации ядра A на ядро $(A-2)$ и дейтрон в синглетном состоянии $|d'\rangle$ с последующим переводом его в триплетное состояние под действием падающего протона:



К сожалению, в настоящее время нет данных для количественной оценки относительной роли этого процесса в реакции (p, pd) . Можно, однако, думать, что процесс /B/ играет гораздо меньшую роль в реакции (p, pd) , чем чистое выбивание. Действительно:

a/ известно, что относительная роль обменных процессов падает с увеличением энергии взаимодействующих частиц, поэтому при энергии протонов порядка сотен Мэв сама протон-дейтронная вершина в процессе /B/ меньше по абсолютной величине, чем в процессе /A/;

б/ ядерная вершина в процессе /B/ также меньше, чем в процессе /A/;

помимо указанных, можно привести дополнительные аргументы, которые показывают, что если даже процесс /B/ и играет при рассматриваемых энергиях сколько-нибудь существенную роль, он не может изменять качественных результатов, основанных на учете только процесса /A/;

в/ благодаря супер-мультиплетной структуре уровней легких ядер, главная компонента волновых функций основных состояний этих ядер характеризуется значением спина S , равным значению изоспина T ; поскольку диссоциация ядра на дейтрон в триплетном и синглетном состояниях отличается взаимной заменой спина и изоспина пары, ясно, что спектр возбуждения остаточного ядра в процессе /B/ приблизительно /с точностью до нарушения супер-мультиплетной структуры/ совпадает со спектром в процессе /A/; таким образом, учет процесса /B/ привел бы в основном лишь к изменению масштаба кривой спектра;

г/ исключение составляют нечетно-нечетные ядра Li^6, B^{10}, N^{14} ..., где спин основного состояния $|S = 1/$ не равен значению изоспина $|T = 0/$; здесь формы спектра возбуждения остаточного ядра в процессах /A/ и /B/ резко отличаются друг от друга; тем не менее ситуация здесь даже лучше, чем в общем случае: если при прямом выбивании дейтрона из ядер Li^6, B^{10}, N^{14} реализуются состояния с нулевым изоспином, то в процессе /B/ это состояние с $T = 1$; в соответствующих остаточных ядрах эти состояния разделены друг от друга огромным энергетическим интервалом порядка 15 Мэв; таким образом, здесь можно экспериментально выделить в чистом виде процесс прямого выбивания.

Исходя из этих соображений, мы в данной работе ограничиваемся учетом только процесса прямого выбивания, что же касается формализма, то он в равной мере применим к обоим процессам /A/ и /B/, так что при необходимости учета процесса выбивания с переворачиванием спина не потребуются введения каких-либо новых концепций.

1. Генеалогическое разложение. Выделение дейтронных ассоциаций

Ассоциирование нуклонов в ядре описывается по методу, изложенному ранее ^{/5/}. Представим волновую функцию основного состояния ядра A в виде разложения по полному набору ортонормированных состояний схемы LS связи с соответствующими интегралами движения J и T :

$$\Psi_{oJT}^{(A)}(x_1 \dots x_A) = \sum_{[i]LS} a_{[i]LS}^{(A)oTJ} |(1s)^4 (1p)^n [f]^{2T+1, 2S+1} L_J \rangle. \quad /5/$$

Здесь J , L и S - полный момент, орбитальный момент и спин, T - изотопический спин, $[f]$ - схема Юнга, $n = A-4$. Коэффициенты $a_{[i]LS}^{(A)oTJ}$, удовлетворяющие соотношению нормировки,

$$\sum_{[i]LS} |a_{[i]LS}^{(A)oTJ}|^2 = 1 \quad /6/$$

определяются гамильтонианом модели и рассчитываются с помощью обычных методов диагонализации ^{/6/}.

Разложим $\Psi_{oJT}^{(A)}(x_1 \dots x_A)$ по всем возможным состояниям ядра $A-2$ с выделением движения двух последних нуклонов:

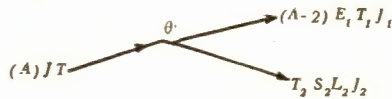
$$\Psi_{oJT}^{(A)}(x_1 \dots x_A) = \sum C(oJT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2) [\Psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2}) \Psi_{T_2 S_2 L_2 J_2}^{(2)}(x_{A-1}, x_A)]_{TJ} \quad /7/$$

E_1 - энергия возбуждения; векторное сложение $\vec{J}_1 + (\vec{L}_2 + \vec{S}_2) = \vec{J}$ тривиально и подразумевается/. Среди $\Psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}$ - различные состояния типа $(1s)^4 (1p)^{n-2}, (1s)^3 (1p)^{n-1}, (1s)^2 (1p)^n$. Функции интересующих нас состояний $(1s)^4 (1p)^{n-2}$ допускают представление, аналогичное ^{/5/}:

$$\Psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2}) = \sum_{[i]L_1 S_1} a_{[i]L_1 S_1}^{(A-2)E_1 T_1 J_1} |(1s)^4 (1p)^{n-2} [f_1]^{2T_1+1, 2S_1+1} L_{J_1} \rangle. \quad /8/$$

Тогда
$$\Psi_{T_2 S_2 L_2 J_2}^{(2)}(x_{A-1}, x_A) = |(1p)^2 [f_2]^{2T_2+1, 2S_2+1} L_{J_2} \rangle. \quad /9/$$

Генеалогический коэффициент $C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2)$ определяет амплитуду приведенной ширины виртуального двухчастичного развала ядра A , соответствующего состоянию $(E_1 T_1 J_1)$ ядра $A-2$:



/10/

$$\theta(JT \rightarrow E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2) = \sqrt{\frac{n(n-1)}{2}} C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2).$$

Иногда вместо коэффициентов $C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2)$ более удобно пользоваться эквивалентным набором других коэффициентов:

/11/

$$C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2; \lambda) = \sum_{J_2} (-1)^{J_2 - L_2 - S_2} U(J_1 S_2 J_2; \lambda J_2) C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2 J_2),$$

что соответствует переходу от представления полного момента пары $\{J_2\}$ к представлению спина канала $\{\lambda\}$ /знаковый множитель отвечает следующему порядку векторного сложения: $L + S = J; \lambda = L_1 + S = J_1 + S_2; J = \lambda + L_2$.

Подставляя /5/ и /8/ в /7/ и учитывая /11/, получаем:

/12/

$$C(0JT | E_1 T_1 J_1; T_2 S_2 L_2; \lambda) = \sum_{[l] L_s} a^{(A) 0 T J} [l] L_s a^{(A-2) E_1 T_1 J_1} (-1)^{J - L_1 + L_2 - \lambda} U(S L_1 J L_2; \lambda L) U(L_1 S_1 \lambda S_2; J_1 S) \langle p^n [l] T L S | p^{n-2} [l_1] T_1 L_1 S_1; p^2 [l_2] T_2 L_2 S_2 \rangle,$$

где $\langle p^n | p^{n-2}, p^2 \rangle$ известные протонилированные парные генеалогические коэффициенты в схеме LS связи /8/.

Процессы образования дейтронных ассоциаций списываются членами разложения /7/ с $T_2 = T_1 = 0; S_2 = S_1 = 1$; при этом автоматически $[l_2] = [2]$, а $L_2 = 0$ или 2 . Проектируя функции $|1p^2 [2]^{13} S\rangle$ и $|1p^2 [2]^{13} D\rangle$ на функции внутреннего движения якулон в дейтроне $\phi_d(|\vec{r}_p - \vec{r}_n\rangle)$ и пренебрегая интегралом перекрытия для $2s$ -состояния относительного движения, приходим к известным осцилляторным функциям $\Psi_{2s}(\frac{\vec{r}_p + \vec{r}_n}{2})$ и $\Psi_{2D}(\frac{\vec{r}_p + \vec{r}_n}{2})$, представляющим в полном генеалогическом разложении движение дейтронной ассоциации относительно остатка $(1s)^4 (1p)^{n-2}$. Заметим при этом, что как коэффициенты Гальми /9/, описывающие выделение относительного движения нуклонов, так и "факторы отдачи", учитывающие движение центра тяжести ядра в целом /5/ оказываются равными для состояний $|1p^2 [2]^{13} S\rangle$ и $|1p^2 [2]^{13} D\rangle$. Это позволяет, рассматривая дейтронный канал генеалогической связи, свести $\Psi_{0TJ}^{(A)}$ с точностью до общего множителя, влияющего лишь на полное "эффективное число дейтронов" в ядре, к следующему выражению:

/13/

$$\Psi_{0TJ}^{(A)} \rightarrow \sum C(0TJ | E_1 T_1 J_1; 01L_d; \lambda) \Psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)}(x_1 \dots x_{A-2}) \cdot \Psi_{2L_d}(\frac{x_{A+1} + x_A}{2}) \phi_d(|x_A - x_{A-1}|)_{\lambda}$$

/функции в квадратной скобке подчиняются условию векторной связи: $(J_1 + S_d = \lambda) + L_d = J_{\lambda}$

Выражение /13/ не учитывает характерного для оболочечной модели "эффекта отдачи", связанного с тем, что в этой модели центр тяжести ядра в целом не закреплен. Его учет приводит /5/ к дополнительному "фактору отдачи" $\frac{A}{A-2}$; при этом функция Ψ_{2L_d} , входящая в /13/, зависит уже непосредственно от относительного радиус-вектора между центром тяжести пары нуклонов /дейтронов/ и центром тяжести остатка.

2. Импульсное распределение дейтронов в ядрах $1p$ -оболочки. Понятие парциального импульсного распределения

В импульсном приближении, в пренебрежении искажением протонных и дейтронной воли в начальном и конечном состояниях, сечение квазиупругого выбивания дейтрона из ядра A с образованием ядра $A-2$ в определенном состоянии $(E_1 T_1 J_1)$ определяется матричным элементом

/14/

$$\mathbb{M}(A, 0 T J \rightarrow (A-2), E_1 T_1 J_1) = \int \Psi_{E_1 T_1 J_1}^{(A-2)*}(|\vec{r}_{np}\rangle) e^{-ik_d \vec{r}_d} e^{-ik_p \vec{r}_p} \hat{A}_{p d} e^{ik_p \vec{r}_p} \Psi_{0TJ}^{(A)}(|\vec{r}\rangle),$$

$\hat{A}_{p d}$ -амплитуда p - d рассеяния, \vec{k}_p и \vec{k}_p^* - импульсы падающего и рассеянного протона, \vec{k}_d - импульс вылетающего дейтрона. Отсюда, с учетом /13/, получаем выражение для сечения:

/15/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p' d\Omega_d dE} = B(k_p, k_p^*) \frac{d\sigma_{p d}}{d\Omega} \frac{n(n-1)}{2} \left(\frac{A}{A-2}\right)^2 \{ |C(0TJ | E_1 T_1 J_1; 010; J)|^2 |\Psi_{2s}^*(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\vec{r}|^2 + \sum_{\lambda} |C(0TJ | E_1 T_1 J_1; 012; \lambda)|^2 \cdot \frac{1}{5} \sum_{m=-2}^2 |\Psi_{22}^*(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\vec{r}|^2 \}.$$

Здесь Ω_p' и Ω_d - углы вылета протона и дейтрона, E - их суммарная энергия; B - простой кинематический фактор; $\frac{d\sigma_{p d}}{d\Omega}$ - сечение рассеяния протона на свободном дейтроне; $\frac{n(n-1)}{2}$ - число пар нуклонов в $1p$ -оболочке ядра A ; $\vec{q} = \vec{k}_p - \vec{k}_p^* - \vec{k}_d$ - импульс, передаваемый ядру отдачи.

Выражение в скобках, соответствующее фурье-образу функции /13/, дает плотность импульсного распределения дейтронов $\rho(q) = \frac{dN_d}{q^2 dq}$ в основном состоянии ядра A , генеалогически связанных с определенным состоянием $(E_1 T_1 J_1)$ ядра $A-2$. Назовем его "плотностью парциального импульсного распределения", отвечающего данному парциальному переходу. Введем обозначения:

/16/

$$\rho(q) = \alpha_0 \rho_0(q) + \alpha_2 \rho_2(q),$$

/17/

$$\alpha_0 = |C(0TJ | E_1 T_1 J_1; 010; J)|^2, \alpha_2 = \sum_{\lambda} |C(0TJ | E_1 T_1 J_1; 012; \lambda)|^2,$$

α_0 и α_2 дают относительную вероятность S и D состояний дейтрона в ядре.

$\rho_L(q)$ - нормированные плотности импульсного распределения S и D дейтронов:

$$\int_0^{\infty} \rho_L(q) \frac{q^2 dq}{q_0^3} = 1 \quad /18/$$

Для выбранных нами осцилляторных функций

$$\rho_0(q) = \frac{6}{\sqrt{\pi}} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \right]^2 \exp \left[- \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \right], \quad /19/$$

$$\rho_2(q) = \frac{16}{15\sqrt{\pi}} \left(\frac{q}{q_0} \right)^4 \exp \left[- \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \right]$$

параметр импульсного распределения q_0 связан с частотой осцилляторного потенциала:

$$q_0 = \sqrt{\mu h \omega} \quad /20/$$

μ - приведенная масса дейтрона в ядре A : $\mu = \frac{2(A-2)}{A}$. Значения $h\omega$, а следовательно, и q_0 могут быть взяты из опытов по определению размеров ядер $/10/$, в частности, из данных по рассеянию электронов.

Выражение

$$(\theta_L)^2 = \frac{n(n-2)}{2} \left(\frac{A}{A-2} \right)^2 \alpha_L K_d^2(h\omega); \quad L = 0; 2 \quad /21/$$

представляет собой приведенную ширину виртуального испускания S или D -дейтрона в данном парциальном переходе; $K_d(h\omega)$ содержит коэффициент Тальми $1/\sqrt{2}$, появляющийся при выделении относительного движения протона и нейтрона в состоянии $(1p)^2$ и интеграл перекрытия осцилляторной функции $\Psi_{os}(|\vec{r}_p - \vec{r}_n|)$ относительного движения двух нуклонов с волновой функцией дейтрона $K_d^2(h\omega) = \frac{1}{4} \int |\Psi_{os}^* \phi_d d\vec{r}|^2$; $h\omega$ - энергия осцилляторного кванта. Сумма $\sum \{(\theta_0)^2 + (\theta_2)^2\}$ по всем парциальным переходам дает полное "эффективное число дейтронов" в ядре /в данном случае - только в пределах $1p$ -оболочки; обобщение на все оболочки очевидно/. Зависимость величины $\sum \{(\theta_0)^2 + (\theta_2)^2\}$ от E_i естественно назвать спектром генеалогической связи.

Как видно из /15/, плотность парциального импульсного распределения $\rho(q)$ есть не что иное, как форм-фактор дейтронной вершины, отвечающей полюсной диаграмме данного парциального перехода без учета искажения. При использовании искаженных воли такой простой связи уже не будет. Отсюда ясно, что наиболее достоверные сведения об импульсном распределении дейтронов в ядрах можно получить при использовании частиц большой энергии, когда роль искажения относительно мала.

Коэффициенты a_0 и a_2 , а вместе с ними и $\rho(q)$, меняются от уровня к уровню в пределах одной и той же $1p$ - оболочки. Характер зависимости $\rho(q)$ от энергии возбуждения определяется генеалогией основного состояния ядра-мишени и, таким образом, требуют для своего описания как учета симметрии волновых функций состояний, так и введения парных корреляций между нуклонами.

В заключение подчеркнем, что все сказанное в данном разделе относится лишь к "мягкой" части импульсного спектра дейтронов в ядре, для импульсов порядка $q_0^2 = 100 - 200 \frac{MeV}{c} / \frac{q_0^2}{2\mu} \approx 5$ Мэв/. Поскольку не учитываются корреляции нуклонов на очень

малых расстояниях, распределение $/16/-/19/$, по-видимому, дает заниженное значение для жесткой части спектра,

3. Спектр возбуждения остаточного ядра в реакциях (p, pd) .

Обычная методика изучения квазиупругого рассеяния быстрых протонов на ядрах состоит в счете совпадений рассеянного протона с выбитой частицей в зависимости либо от угла между ними /импульсное распределение/, либо от суммарной энергии регистрируемых частиц /спектр возбуждения остаточного ядра/.

Из предыдущего параграфа следует, что угловая зависимость функции корреляции в реакции (p, pd) будет различной для частиц, соответствующих различным участкам спектра возбуждения остаточного ядра. В свою очередь, спектр возбуждения должен зависеть от угла регистрации. Обычно при определении спектра возбуждения выбирают кинематические условия, соответствующие $q = 0$. Легко видеть, что в этом случае реакция идет только за счет столкновения протона с S -дейтроном: $q_2(0) = 0$. Таким образом, в отличие от реакции $(p, 2p)$, в данном случае спектр возбуждения остаточного ядра при $q \ll q_0$ не передает всего характера генеалогической связи. В этом случае он определяется зависимостью параметра α_0 , а в конечном счете генеалогических коэффициентов

$$\begin{aligned} C(0TJ | E_i T_i J_i; 010; J) = \\ = \sum_a \langle [t]_{LS} \rangle_a \langle [t_1]_{L_1 S_1} \rangle_a U(LS_1 J J; J_1 S) \\ \langle 1p^n [t] T L S | 1p^{n-2} [t_1] T_1 L_1 S_1; 1p^2 [2]^{13} S \rangle \end{aligned} \quad /22/$$

от энергии E_i .

Выше отмечалось, что мы не учитываем переходов с разрушением $1s$ -оболочки, в частности переходов типа $(1s)^4 (1p)^n \rightarrow (1s)^3 (1p)^{n-1}$. Их отбрасывание оправдывается тем, что хотя соответствующие уровни остаточного ядра и могут быть генеалогически сильно связаны с основным состоянием ядра-мишени, они лежат, как правило, значительно выше состояний с неразрушенной $1s$ -оболочкой. Возможны, однако, исключения. Вполне вероятно, например, что в ядре Li^7 уровни типа $(1s)^3 (1p)^4 [43]$ за счет сильного взаимодействия нуклонов в состоянии $(1p)[4]$ опустятся в район нескольких Мэв. Тем не менее при $q \ll q_0$ имеются дополнительные аргументы, оправдывающие отбрасывание подобных состояний при расчете спектра возбуждения: в области малых импульсов плотность парциального импульсного распределения дейтронов

$$\rho_1(q) = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{q}{q_0}\right)^2}, \quad /23/$$

отвечающего переходам $(1s)^4 (1p)^n \rightarrow (1s)^3 (1p)^{n-1}$, подобно $\rho_2(q)$, пренебрежимо мала по сравнению с $\rho_0(q)$.

4. Сравнение сечений реакции (p, pd) для различных ядер

Расчет абсолютных значений сечений реакции (p, pd) представляет собой, по-видимому, очень трудную задачу: неизвестны абсолютное значение вершины $p-d$ рассеяния,

входящей в диаграмму реакции (p, pd) , искажение падающей и выходящих волн и т.д. Если, однако, постулировать, что при больших энергиях падающих протонов все эти факторы не меняются при переходе от ядра к ядру, то можно рассчитать отношение сечений для различных ядер.

При $q \ll q_0$ отношение сечений реакции (p, pd) $\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$ для двух парциальных переходов сводится тогда к отношению соответствующих значений $(\theta_0)^2$.

5. Конкретные расчеты. Сравнение с опытом

1. $Li^6(p, pd)He^4$; $Li^7(p, pd)He^5$.

Волновую функцию основного состояния ядра Li^6 можно с хорошей точностью представить конфигурацией $(1s)^4(1p)^2[2]^{13}S$. Отсюда импульсное распределение дейтронов относительно основного состояния He^4 характеризуется функцией $\rho_0(q)$. На рис. 2 проведено сравнение рассчитанной кривой с экспериментальными данными, полученными в [11]. При $q_0 = 100 \frac{MeV}{c}$, соответствующем данным по электронному рассеянию [10], достигается неплохое согласие с опытом.

Заметим, что функция $\rho_0(q)$ падает с q значительно быстрее, чем просто гауссоида $e^{-\frac{q}{q_0}}$, используемая в [11] для аппроксимации экспериментальных данных. Конечно, низкая точность экспериментальных данных и относительно небольшой интервал изменения q не позволили бы сделать выбор между этими двумя распределениями. Однако при использовании гауссоиды параметр импульсного распределения q_0 оказывается слишком малым ($q_0 = 50 \frac{MeV}{c}$), что противоречит данным по электронному рассеянию. Здесь же приведена кривая импульсного распределения $\rho_0(q) = const [1 - \frac{1}{2}(\frac{q}{q_0})^2] \exp[-\frac{1}{2}(\frac{q}{q_0})^2]$, рассчитанного в "кластерной" модели [12], с тем же значением осцилляторного параметра.

В таблице 3а приведены параметры импульсного распределения дейтронов в ядре Li^7 , соответствующие суммированию парциальных переходов на низший $\frac{3}{2}^-$ и первый возбужденный ($\frac{1}{2}^-$) уровень ядра He^5 . Функция основного состояния в соответствии со схемой LS связи выбирается в виде $(1s)^4(1p)^3[3]^{22}P_{3/2}$.

Отношение сечений $\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}$ для ядер Li^7 и Li^6 , рассчитанное по формуле [24], составляет 0,35. Экспериментальное значение [11] — приблизительно 0,25.

2/ $Be^9(p, pd)Li^7$.

Состояния ядра Li^7 рассматриваются в рамках LS связи. Функция основного состояния Be^9 рассчитана в схеме промежуточной связи с параметрами: $a = 2,4$ Мэв, $X = -1,2$ Мэв, $\frac{L}{K} = 6$ /обменный вариант Розенфельда/.

При расчете импульсного распределения и спектра возбуждения проведено суммирование в пределах группы парциальных переходов, соответствующих отдельным супермультиплетам ядра Li^7 /таблица 3в/.

Спектр возбуждения Li^7 при $q=0$ приведен на рис. 3 в целях наглядности для каждой группы переходов введено размазывание по энергии с $\Delta E = 4$ Мэв/. Здесь же показан спектр полной генеалогической связи, а также рассчитанный спектр возбужде-

ния в приближении LS -связи при $q = 0$. Подавляющее число переходов в реакции $Be^9(p, pd)Li^7$ соответствует довольно высокому возбуждению ядра Li^7 .

3/ $B^{10}(p, pd)Be^8$; $B^{11}(p, pd)Be^9$; $C^{12}(p, pd)B^{10}$; $N^{14}(p, pd)C^{12}$; $O^{16}(p, pd)N^{14}$.

Указанные реакции изучались как побочная ветвь реакций квазиупругого рассеяния $(p, 2p)$ в работах [1, 13]. Результаты расчетов приведены в таблицах 3с-д и на рис. 3-7.

6. Выводы

Уже в простейшем случае реакции $Li^6(p, pd)He^4$ видно, что рассчитанное импульсное распределение дейтронов заметно отличается от результатов "кластерной" модели [12].

Нам кажется, что здесь интересно не столько то, что оболочечные расчеты дают несколько лучшее согласие с экспериментом, сколько сам факт расхождения. На первый взгляд он противоречит известному положению о тождественном совпадении волновых функций оболочечной и "кластерной" моделей в осцилляторном приближении при равенстве всех осцилляторных частот /именно в этом приближении рассчитаны обе кривые на рис. 2/. В действительности расхождение вызвано тем, что фурье-образ функции относительного движения $a + d r^2 \exp[-\frac{1}{2}(\frac{q}{q_0})^2]$, возникающей в осцилляторной "кластерной" модели в результате последовательной антисимметризации, не соответствует парциальному импульсному распределению дейтронов в Li^6 относительно основного состояния ядра He^4 . Дело, таким образом, не в том, что одна из двух моделей не верна, а в том, что в "кластерной" модели, как и в любой другой, вопросы генеалогической связи не могут быть обойдены и требуют дополнительной разработки.

При описании спектров возбуждения в реакциях квази-упругого выбивания сложных частиц возникнут еще более резкие расхождения оболочечных расчетов с тем, чего можно ожидать на основании слишком буквального восприятия "кластерной" модели. Как показывает проведенный расчет, ядро-продукт реакции (p, pd) остается главным образом не в основном, а в возбужденных состояниях. Таким образом, естественная, с точки зрения "кластерной" модели, трактовка, например, ядра N^{14} как C^{12} в основном состоянии плюс дейтрон, правильная в смысле возможности такого представления антисимметризованной волновой функции ядра N^{14} /в LS -связи/, становится совершенно несостоятельной, если под ней подразумевать истинный характер генеалогической связи.

Для того, чтобы указанные выше эффекты не исчезли в "кластерной" модели, необходим последовательный учет нуклонного обмена между "кластерами". Очевидно, что все результаты таких расчетов /которые, по-видимому, окажутся технически очень сложными/ совпадут с оболочечными, если работать в осцилляторном приближении при равенстве всех частот. Возможно, что в действительности в легких ядрах "кластеры" обособлены несколько больше, чем это дает оболочечная модель. В рамках "кластерной" модели это приведет к уменьшению интегралов обмена, а следовательно, и к деформации спектра генеалогической связи для соответствующих "кластеров". Таким образом, наряду с изучением импульсного распределения "кластеров", исследование спектра возбуждения ядра

при выбивании "кластера" может дать ценную информацию о деталях ассоциирования нуклонов в ядрах.

Что касается сравнения с экспериментом в рассмотренных случаях реакции (p, pd) , то вряд ли здесь можно сделать какие-либо окончательные выводы: слишком бедны экспериментальные данные. Пока все известные результаты, касающиеся мягкой части импульсного распределения дейтронов в ядре, характера возбуждения ядра-остатка и соотношения сечений реакции для различных ядер, кажутся вполне совместимыми с обычными представлениями о строении легких ядер и могут быть поняты в рамках оболочечной модели.

Говоря о дальнейших экспериментах, необходимо обратить внимание на то, что в обычной методике счета совпадений^{/11/} главный максимум реакции (p, pd) , как показывает расчет, соответствует примерно той же суммарной энергии регистрируемых частиц, которая отвечает α -пика основной ветви $(p, 2p)$. Это, по-видимому, сделает очень затруднительным выделение ветви (p, pd) в такой методике и потребует более сложной экспериментальной процедуры с определением энергии каждой из регистрируемых частиц, успешно примененной в работе^{/11/}.

§ 3. Квазиупругое выбивание α -частиц

Изложенные выше представления, включая понятие парциального импульсного распределения, применимы и к реакциям квазиупругого рассеяния с выбиванием α -частиц. Отдельные примеры спектра возбуждения /спектра генеалогической связи/ в реакциях (x, α) были приведены в предыдущей работе^{/3/}. Ниже приведены результаты полных расчетов для ядра $1p$ -оболочки /рис. 8a-d, таблицы 4a-d/.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные носят в основном лишь качественный характер. Чаще всего исследуется и обсуждается выбивание α -частиц из так называемых " α -частичных" ядер C^{12} , O^{16} и т.п. Рассмотрим эти случаи подробно. При этом будем учитывать, что проведенные нами расчеты не исчерпывают всей проблемы - остается открытым вопрос о вкладе высоко возбужденных состояний остаточного ядра, отвечающих разрушению $1s$ -оболочки. Решение последнего вопроса особенно важно для интерпретации данных, полученных методом непосредственной регистрации звезд, возникающих при столкновении быстрой частицы с ядром /фотоэмульсии, камеры/. Такая постановка опыта в применении к реакциям с выбиванием α -частиц соответствует изучению полного спектра генеалогической связи. Как следует из данных, приведенных на рис. 8a-d и в таблицах 4a-d, даже при учете только переходов в пределах $1p$ -оболочки большая часть спектра приходится на возбужденные порядка 10 Мэв состояния остаточного ядра /учет состояний с разрушенной $1s$ -оболочкой приводит лишь к усилению этого эффекта/. Это означает, что выбивание в результате квазиупругого рассеяния из ядра одной α -частицы влечет за собой в большем числе случаев дальнейший развал остаточного ядра, т.е. проявляется в образовании многучевых звезд.

Иная картина должна наблюдаться при изучении выбивания α -частиц методом

совпадений. Осуществление кинематического условия $q = 0$, что соответствует выбиванию только α -частиц, находящихся в S -состоянии относительно остатка, обрывает генеалогическую связь основного состояния ядра-мишени с большинством возбужденных состояний остаточного ядра. При такой постановке опыта регистрируются случаи, когда остаточное ядро образуется главным образом в основном состоянии. Определение угловой корреляции рассеянной быстрой частицы с выбитой α -частицей соответствующей энергетической группы позволит подобно тому, как это делается в реакциях $(p, 2p)$ и (p, pd) , определить форму парциального импульсного распределения α -частиц в ядре относительно основного состояния остаточного ядра. Соответствующие кривые для ядер C^{12} и O^{16} приведены на рис. 9; значения параметра q_0 соответствуют данным по рассеянию электронов: $q_0 = \sqrt{\mu_a \hbar \omega}$.

Интересно сопоставление реакций $C^{12}(x, \alpha)$ и $O^{16}(x, \alpha)$ между собой. Сечение квазиупругого выбивания α -частицы при условии образования остаточного ядра в основном состоянии в первом случае почти в три раза больше, чем во втором^{x/}; вместе с тем, полное "эффективное число" α -частиц в этих двух ядрах приблизительно одинаково. Экспериментальная проверка этого нетривиального обстоятельства дала бы ценные сведения о степени обособления α -частиц в ядрах.

§ 4. Прочие реакции

1. Квазиупругое выбивание ядра трития и He^3

Целью данного раздела является дополнительная иллюстрация принципа генеалогической связи в применении к проблеме фрагментации. В литературе нередко встречается "кластерная" трактовка ядер: Li^7 - как He^4 плюс T , B^{11} - как Be^9 плюс T и т.д. Условность такой процедуры видна на примере реакции $B^{11}(x, \alpha)T$. Как видно из рис. 10с, генеалогическая связь ядра B^{11} /в основном состоянии/ с ядром Be^9 по обоим каналам $\ell_T = 1$ и $\ell_T = 3$ соответствует главным образом возбужденным состояниям ядра Be^9 . Правда, с увеличением обособления ассоциаций, по-видимому, возникнет, подобно обсуждаемому выше случаю с дейтронами, деформация спектра генеалогической связи в пользу основного состояния остаточного ядра. Отсюда становится очевидным, насколько важным для построения теории легких ядер было бы изучение этой реакции. Особый интерес представляет параллельное изучение квазиупругого выбивания из ядер B^{11} - α -частиц и тритонов.

На рис. 10a-d и в таблицах 5a-d приведены данные для квазиупругого выбивания ядер трития и He^3 из других ядер $1p$ -оболочки.

2. О бипротонных и бинейтронных корреляций в ядрах

Успех оболочечной модели в объяснении большой совокупности данных по легким ядрам /спектров уровней, вероятностей γ -переходов, приведенных шириин для нуклонов и нуклонных ассоциаций и др./ показывает, что сильные корреляции между нуклонами, обо-

^{x/} Следует думать, что при малых энергиях бомбардирующих частиц, когда энергетические факторы обрывают генеалогическую связь с возбужденными состояниями промежуточного /виртуального/ ядра, такое соотношение α -ширин в C^{12} и O^{16} является источником уменьшения сечений реакций (p, α) , (He^3, α) и т.п. на ядре O^{16} по сравнению с ядром C^{12} .

гащая состояния ядра большими импульсами, не нарушают оболочечной структуры основной, "мягкой" компоненты ядерной волновой функции. Это обстоятельство открывает заманчивые перспективы очень простого учета парных близкодействующих корреляций в ядрах путем искажения /в духе "модели независимых пар"/ волновой функции относительного движения двух нуклонов, полученной в результате обычного генеалогического разложения оболочечной волновой функции ядра. Непосредственной проверкой такой возможности было бы установление с помощью ядерных реакций на быстрых частицах спектра генеалогической связи для нестабильных бипротонных и бинейтронных образований. Процессы квазиупругого выбивания такой сильно скоррелированной пары принципиально ничем не отличаются от рассмотренной выше /в 2/ реакции (p, pd) . Дополнительные трудности их теоретического описания возникают из-за большой неопределенности интеграла перекрытия волновой функции пары нуклонов в ядре и функции свободной пары. Это, естественно, осложняет задачу расчета абсолютных значений сечений таких процессов, но не мешает рассчитать относительные вероятности выбивания пары в зависимости от энергии возбуждения остаточного ядра и при переходе от ядра к ядру. Учитывая трудности непосредственной регистрации коррелированных пар нуклонов, мы рассчитали для ряда наиболее интересных случаев суммарную вероятность переходов на подпороговые состояния остаточных ядер: при этом имеется в виду использование для их определения метода активации. Эти данные приведены в таблицах 6а-с. $(\beta_0)^2$ и $(\beta_2)^2$ - сумма приведенных ширины для S и D -бинуклона по всем парциальным переходам, соответствующим подпороговым состояниям остаточного ядра; значения β^2 даны в относительных единицах - за единицу выбрана величина $(\beta_0)^2 + (\beta_2)^2$ для реакции $O^{16}(p, 3p)C^{14}$. Разумеется, при анализе соответствующих активационных сечений придется учитывать также вклад каскадных процессов, приводящих к тому же радиоактивному продукту, что и процесс "прямого" выбивания пары. Сопоставление сечений для целой совокупности ядер с рассчитанными значениями приведенных ширины должно помочь при разделении вкладов этих двух механизмов.

З а к л ю ч е н и е

Основные выводы методического характера, справедливые для проблемы в целом, были сделаны в § 2 при обсуждении данных, относящихся к квазиупругому выбиванию дейтронов. Подтверждаемые многочисленными примерами /в 3 и в 4/, они требуют при построении теории фрагментации обязательного соблюдения принципа генеалогии. В этой связи становится ясным, что различного рода одночастичные оценки приведенных ширины для нуклонных ассоциаций /на языке "дисперсионной теории"/¹⁴/ - приведенных вершин диаграмм/, проводимые в рамках как "кластерной", так и оптической моделей, заслуживают весьма критического отношения. Конечно, изложенная теория также весьма приближена. Многие интересные вопросы механизма рассмотренных реакций, и в первую очередь вопросы влияния искажений, еще ждут своего рассмотрения. В данной работе главное внимание было обращено на выяснение лишь некоего "минимума" требований, которым должно отвечать описание процессов квазиупругого выбивания фрагментов, следующего из современных представлений о структуре легких ядер.

Проведенное по ходу изложения сравнение теории с имеющимися, пока крайне немногочисленными, экспериментальными данными показывает, что положенная в основу теории оболочечная модель может служить хорошей базой не только качественного, но и количественного описания процессов фрагментации. Бессспорно, основным достоинством оболочечной модели является возможность рассчитать, исходя из одной и той же волновой функции ядра, вероятности образования в нем различных "кластеров". Соответствующие данные для α -частичных, тритонных и дейтронных приведенных ширины собраны в таблице 7. К сожалению, их экспериментальная проверка с помощью реакций квазиупругого рассеяния /как и вообще дальнейшее развитие теории фрагментации/ упирается в отсутствие необходимых сведений о сечениях "элементарного" взаимодействия быстрых протонов и других частиц с соответствующими свободными ассоциациями: α -частичами, ядрами трития, He^3 и т.д.

В заключение приносим глубокую благодарность В.Г. Неудачину и Ю.Ф. Смирнову за полезные дискуссии, а также сотрудникам Вычислительного центра Объединенного института ядерных исследований за большую помощь в проведении вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. H.Tyrén, P.Hillman, Th.A.J.Maris. Nucl. Phys., 7, 10 (1958).
2. C.Jacob in Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure, Kingston, Canada. T.Bergron, G.Jacob, Preprint (1963).
3. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина. ЖЭТФ, 43, 117 /1962/. Nucl. Phys. 38, 628 (1962)
4. K.Dietrich. Phys. Letters, 2, 139 (1962).
5. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1387 /1959/. Yu.F.Smitow, D.Chebowska. Nucl. Phys., 26, 306 (1961).
6. А.Н. Бояркина. Изв. АН СССР /в печати/.
7. Л.С. Ажгирей, И.К. Вэров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, А. Шабулин. ЖЭТФ, 33, 1185 /1957/. Д.И. Блохинцев, ЖЭТФ, 33, 1295 /1957/.
8. J.P.Elliott, J.Hope, H.A.Jahn. Phil. Trans. Roy. Soc., A 246, 241 (1953).
9. J.Talmi, Helv. Phys. Acta 25, 185 (1955). V.V.Balashov, V.A.Eltekov. Nucl. Phys., 16, 423 (1960).
10. L.R.V.Elton. Nuclear Sizes, Oxford, University Press (1961).
11. C.Ruhla, M.Riou, J.P.Garron, J.C.Jacmart, L.Massonet, Phys. Letters, 2, 44 (1962).
12. J.Strnad. Experimentia (Switzerland) 18, 210 (1962).
13. J.P.Garron, J.C.Jacmart, M.Riou, C.Ruhla, J.Teillac, C.Caverzasic, K.Strauch. Phys. Rev. Letters, 7, 261 (1961); G.Tibell, O.Sundberg, U.Miklavzic. Phys. Letters, 1, 172 (1962).
14. I.S.Shapiro. Nucl. Phys. 28, 244 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1963 г.

Таблица I

Генеалогические коэффициенты и приведенные ширины нуклонов для ядер Ip -оболочки: $a - Li^7$, $b - Be^9$, $c - B^{10}$, $d - B^{11}$, $e - C^{12}$.
 J, T - спин, квант остаточного ядра, C_λ - генеалогический коэффициент, λ - спин канала, Θ^2 - приведенная ширина. /уровни, для которых $\sum |C_\lambda|^2 < 0,005$, в таблицах не приводятся/.

Таблица I а

Остаточное ядро He^6, Li^6					C_λ		Θ_m^2	Θ_p^2
J, T	Li^6 $E_{жс} [MeV]$	Li^6 $E_{теор} [MeV]$	He^6 $E_{жс} [MeV]$	He^6 $E_{теор} [MeV]$	$\lambda - J - \frac{1}{2}$	$\lambda - J + \frac{1}{2}$		
1,0	0	0			0,5136	0,0643	0,804	
1,0	5,5	5,7			0,0022	-0,0746	0,017	
2,0	4,52	4,4			0,0916	-0,1420	0,086	
3,0	2,18	2,2			0,4443	-	0,593	
0,1	3,56	3,4	0	0	-	-0,5343	0,285	0,571
2,1	5,35	5,8	1,71	1,79	-0,1689	-0,4238	0,208	0,416

Таблица I б

Остаточное ядро Be^9, Li^9					C_λ		Θ_m^2	Θ_p^2
J, T	Be^9 $E_{жс} [MeV]$	Be^9 $E_{теор} [MeV]$	Li^9 $E_{жс} [MeV]$	Li^9 $E_{теор} [MeV]$	$\lambda - J - \frac{1}{2}$	$\lambda - J + \frac{1}{2}$		
0,0	0	0			-	0,2715	0,369	
1,0		19,4			-0,0426	0,1093	0,069	
2,0	2,9	3,0			-0,2777	-0,2559	0,713	
		17,0			-0,2626	0,0162	0,346	
		20,0			-0,0502	0,0934	0,057	
		21,0			0,1007	0,0076	0,051	
3,0		19,6			-0,1739	-	0,151	
1,1	17,64	17,1	(0,98)	1,2	-0,0032	-0,3442	0,198	0,395
		18,9		3,0	0,0298	0,0919	0,015	0,031
		20,5		4,6	-0,0574	-0,1671	0,052	0,104
2,1	16,67	15,9	0	0	0,4899	0,0308	0,401	0,802
		19,3		3,4	-0,0958	-0,0950	0,030	0,061
		21,3		5,4	-0,1002	-0,0138	0,017	0,034
		22,1		6,2	0,0466	0,1901	0,064	0,128
		26,3		10,4	-0,0696	-0,1159	0,030	0,061
3,1	19,22	18,7	2,26	2,8	0,2596	-	0,143	0,226
		20,4		4,5	-0,1964	-	0,064	0,128

Таблица I в

Остаточное ядро Be^9, B^9			C_λ		$\Theta_m^2 = \Theta_p^2$
J, T	$E_{жс} [MeV]$	$E_{теор} [MeV]$	$\lambda - J - \frac{1}{2}$	$\lambda - J + \frac{1}{2}$	
3/2, 1/2	0	0		0,4210	0,532
		4,4		-0,0742	0,017
5/2, 1/2	2,43	2,3	-0,2035	-0,3581	0,509
		5,7	-0,0625	-0,1282	0,061
		13,3	-0,0624	-0,2324	0,174
		17,5	-0,0260	-0,1496	0,069
		19,5	-0,0153	-0,1876	0,106
7/2, 1/2		6,0	-0,2627	-0,1160	0,248
		10,7	0,1413	-0,0170	0,061
		11,0	0,4288	0,0736	0,568
		17,4	-0,3508	-0,0304	0,372
		21,9	-0,1055	-0,0779	0,052

Таблица I г

Остаточное ядро B^{10}, Be^{10}					C_λ		Θ_m^2	Θ_p^2
J, T	B^{10} $E_{жс} [MeV]$	B^{10} $E_{теор} [MeV]$	Be^{10} $E_{жс} [MeV]$	Be^{10} $E_{теор} [MeV]$	$\lambda - J - \frac{1}{2}$	$\lambda - J + \frac{1}{2}$		
3,0	0	0			0,4107	-	1,181	
		6,1			0,1022	-	0,073	
		0,717	0,55		-0,1397	-0,2897	0,725	
1,0	2,15	2,0			0,1180	-0,0838	0,146	
		18,0			-0,0501	0,1339	0,144	
		34,1			0,0573	0,0476	0,039	
		35,6			-0,0335	-0,1120	0,096	
2,0	3,58	3,5			0,1193	-0,0798	0,144	
		6,5			0,0686	0,0450	0,047	
		26,6			0,1206	0,0178	0,104	
0,1	1,74	1,51	0	0	-	-0,2928	0,200	0,401
1,1		12,8		11,1	-0,0878	-0,1686	0,083	0,168
2,1	5,16	4,9	3,68	3,5	-0,5206	-0,1343	0,068	0,135
		7,4		5,7	-0,0231	-0,1875	0,084	0,167
		12,8		11,1	0,2551	0,0372	0,155	0,310
		15,0		13,3	-0,0884	-0,0576	0,026	0,052
3,1		10,9		9,2	0,1743	-	0,071	0,142
		16,7		15,0	0,0705	-	0,012	0,023

Таблица 1Д

Остаточное ядро J, T	B^{11}		C_{λ}		$\theta_n^2 = \theta_p^2$
	$E_{\text{экс}} [\text{MeV}]$	$E_{\text{теор}} [\text{MeV}]$	$\lambda = J - \frac{1}{2}$	$\lambda = J + \frac{1}{2}$	
3/2, 1/2	0	0	-0,7910	-	2,500
	6,81	6,9	0,4435	-	0,756
1/2, 1/2	2,13	1,9	-	0,4062	0,660

Таблица 2

Образование радиактивных изотопов в реакции (p, 2p) на легких ядрах
 $\theta^2 = \sum_{i=1}^n \theta_i^2$ - сумма протонных приведенных ширины по всем подпороговым состояниям остаточного ядра, n_p - полное число протонов в I_p - оболочке/.

Таблица 2

Реакция	n_p	θ^2
$Li^7 \rightarrow He^6 + p$	1	0,472
$Be^9 \rightarrow Li^8 + p$	2	1,20
$B^{10} \rightarrow B^{10} + p$	3	1,19

Таблица 3

Параметры парциальных импульсных распределений и приведенные ширины дейтронов в ядрах I_p - оболочке

$a - Li^7, b - Be^9, c - B^{10}, d - B^{11}, e - C^{12}, f - N^{14}, g - O^{16}$

E - энергия остаточного ядра, a_L - приведенная ширина в относительных единицах, L - орбитальный момент вылетающей частицы, $\theta^2 = \sum \theta_L^2$ - приведенная ширина.

Таблица 3 а

Состояние He^5	$\alpha_0\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
$[3]^{22} P_{3/2, 7/2}$	55	45	1,486

Таблица 3 б

Состояния Li^7	$E_{\text{экс}} [\text{MeV}]$	$E_{\text{теор}} [\text{MeV}]$	$\alpha_0\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
$[3]^{22} P_{3/2}$	0	0	2,5	22,2	0,584
$[3]^{22} P_{1/2}$	0,487	0,64	-	-	-
$[3]^{22} F_{3/2}$	4,63	4,0	-	6,1	0,390
$[3]^{22} F_{1/2}$	-	5,9	-	-	-
$[21]^{24} P$	-	8 ÷ 11	25,2	10,5	0,997
$[21]^{24} D$	-	10 ÷ 13	0,8	18,5	0,570
$[21]^{22} P$	-	16 ÷ 18	6,3	2,6	0,265
$[21]^{22} D$	-	17 ÷ 19	0,2	4,6	0,143

Таблица 3 в

Состояния Be^9	$E_{\text{экс}} [\text{MeV}]$	$E_{\text{теор}} [\text{MeV}]$	$\alpha_0\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
$[4]^{14} S$	0	0	-	4,7	0,195
$[4]^{14} D$	2,9	3,0	1,6	12,6	0,592
$[4]^{14} G$	11,7	10,0	0,3	14,4	0,613
$[31]^{12} P$	-	17 ÷ 19	0,3	10,2	0,434
$[31]^{12} D$	-	20	4,8	8,6	0,557
*	-	22 ÷ 40	7,5	35,0	1,776

* все остальные уровни

Таблица 3 г

Состояния Be^9	$E_{\text{экс}} [\text{MeV}]$	$E_{\text{теор}} [\text{MeV}]$	$\alpha_0\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
$[41]^{22} P_{3/2}$	0	0	4,7	5,2	0,500
$[41]^{22} P_{1/2}$	-	2,2	-	-	-
$[41]^{22} D_{3/2}$	2,43	2,3	4,8	5,2	0,503
$[41]^{22} D_{1/2}$	-	4,4	-	-	-
$[41]^{22} F_{3/2, 5/2}$	-	6,0	0,3	16,8	0,862
$[41]^{22} G_{3/2, 5/2}$	-	11,0	5,2	17,8	1,147
$[32]^{24} P_{3/2, 5/2}$	-	-	-	-	-
*	-	15 ÷ 30	9,1	30,8	1,995

* все остальные состояния

Таблица 3д

J, T	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	Θ ²
1,0	0,72	0,8	25,7	0,362
	2,15	2,7	65,1	0,914
		9,8	0,6	0,008
		*	8,7	0,124

*все остальные уровни с E > 10 MeV.

Таблица 3е

J, T	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	Θ ²
0,0	0	0	3,3	0,031
	10,1	10,5	1,6	0,015
		*	5,4	0,054
1,0	12,73	13,0	17,6	0,165
		19,5	14,6	0,137
		*	3,7	0,034
2,0	4,43	3,7	31,6	0,296
	16,1	17,6	6,0	0,056
	18,40	21,5	0,6	0,006
		*	15,9	0,149

*все остальные уровни с E > 20 MeV

Таблица 3ж

J, T	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	α ₂ , %	Θ ²
1,0	0	0	0,6	15,0	1,843
1,0	3,9	3,9	15,5	1,0	1,906
2,0		5,1	-	28,2	3,260
3,0		11,5	-	39,4	4,560
		18,3	1,3	0,8	0,232

Таблица 4

Параметры парциальных импульсных распределений и приведенные ширины α-частиц в ядрах 1p-оболочки: a - B¹⁰, b - B¹¹, c - C¹², d - O¹⁶ / E - энергия остаточного ядра, α_L - приведенная ширина в относительных единицах, L - орбитальный момент вылетающей частицы, Θ² = Σ α_L² - приведенная ширина/.

Таблица 4 а

Состояния Li ⁶	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	α ₂ , %	α ₄ , %	Θ ²
[2] ^{1/2} S ₀	0	0	-	0,3	0,9	0,013
[2] ^{1/2} D ₃	2,18	2,2	16,1	16,1	1,1	0,372
[2] ^{1/2} D ₂	4,52	4,4	-	31,7	0,4	0,359
[2] ^{1/2} D ₁	5,5	5,7	-	7,3	26,3	0,375

Таблица 4 б

Состояния Li ⁷	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	α ₂ , %	α ₄ , %	Θ ²
[3] ² P _{3/2}	0	0	13,2	31,2	-	0,554
[3] ² P _{1/2}	0,478	0,64	-	-	-	-
[3] ² F _{3/2}	4,63	4,0	-	1,9	33,7	0,445
[3] ² F _{1/2}		5,9	-	-	-	-
[21] ² P	7,47(5/2)	8 ÷ II	0,6	3,3	1,2	0,063
[21] ² D		10 ÷ 13	0,6	2,0	7,1	0,121
[21] ² P		16 ÷ 17	1,0	1,0	-	0,026
[21] ² D		17 ÷ 18	-	2,8	0,4	0,041

Таблица 4 в

Состояния Be ⁹	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	α ₂ , %	α ₄ , %	Θ ²
[4] ^{1/2} S ₀	0	0	22,8	-	-	0,542
[4] ^{1/2} D ₂	2,90	3,0	-	28,6	-	0,677
[4] ^{1/2} G ₉	11,7	10,0	-	-	28,9	0,685
[31] ^{1/2} P		17 ÷ 20	1,3	4,2	-	0,130
[31] ^{1/2} F		22 ÷ 26	-	0,7	12,3	0,309
[22] ^{1/2} D		20 ÷ 30	-	0,1	0,8	0,023
[22] ^{1/2} S		21,0	-	0,1	-	0,003
[22] ^{1/2} D		35,5	-	0,1	-	0,001

Таблица 4 г

J, T	E _{экс} [MeV]	E _{теор} [MeV]	α, %	α ₂ , %	α ₄ , %	Θ ²
(00)	0	0	5,3	-	-	0,238
(2,0)	4,43	4,0	-	29,3	-	1,031
(4,0)		12,0	-	-	56,6	2,480
ε)			1,3	4,2	3,8	0,399

*) Все остальные уровни

Таблица 5

Параметры парциальных импульсных распределений и приведенные ширины тритонов или He^3 в ядрах I_p - оболочки: а - Be^9 , б - V^{10} , с - V^{11} , д - O^{16} .

/ E - энергия остаточного ядра, a_i - приведенная ширина в относительных единицах, L - орбитальный момент вылетающей частицы, $\theta = \sum L_i^2$ - приведенная ширина/.

Таблица 5 а

Состояния Li^7	$E_{экс}$ [MeV]	$E_{теор}$ [MeV]	$\alpha_1\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
[2] ¹³ S ₁	0	0	6,2	-	0,125
[2] ¹³ S ₂	3,56	3,4	1,1	-	0,021
[2] ¹³ D _{1,2}	2,2 ÷ 5,5	2 ÷ 6	23,9	19,4	0,852
[2] ¹³ D ₂	5,35	5,8	8,2	5,9	0,281
[4] ¹³ P _{1,2}		10 ÷ 13	26,7	0,7	0,547
[4] ¹³ P ₂		16,4	8,2	0,2	0,168

Таблица 5 б

Состояния Li^7	$E_{экс}$ [MeV]	$E_{теор}$ [MeV]	$\alpha_1\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
[3] ²¹ P _{1/2}	0	0	3,4	8,7	0,237
[3] ²¹ P _{3/2}	0,478	0,64			
[3] ²² F _{7/2}	4,6	4,0	8,9	11,1	0,391
[3] ²² F _{5/2}		5,2			
[21] ²⁴ P		8 ÷ 13	30,2	24,2	1,059
[21] ²⁴ D					
[21] ²⁴ P		16 ÷ 18	7,0	6,5	0,263
[21] ²⁴ D					

Таблица 5 в

Состояния Be^9	$E_{экс}$ [MeV]	$E_{теор}$ [MeV]	$\alpha_1\%$	$\alpha_2\%$	θ^2
[4] ¹⁴ S	0	0	5,1	-	0,164
[4] ¹⁴ D	2,90	3,0	12,3	2,4	0,475
[4] ¹⁴ G	11,7	10,0	-	12,6	0,406
*		18 ÷ 40	17,5	15,0	1,003
**		17 ÷ 40	14,8	20,0	1,166

* все остальные состояния с $T=0$

** все состояния с $T=1$

Таблица 6

Относительные эффективные числа "бипротонов" и "бинейтронов" для подпороговых состояний остаточного ядра / β_1^2 - относительное эффективное число S - "бипротонов" или "бинейтронов", $\beta_1^2 + \beta_2^2$ - полное относительное эффективное число S - и D - "бипротонов" и "бинейтронов" /.

Таблица 6.

реакция Мишень	(p, 3p)		(p, 2n, p)	
	β_0^2	$\beta_0^2 + \beta_2^2$	β_0^2	$\beta_0^2 + \beta_2^2$
Be^9			0,018	0,137
B^{10}	-	0,049	-	0,045
C^{12}	0,169	0,565	0,169	0,132
O^{16}	0,116	1	0,116	-

Таблица 7

Сравнительная таблица приведенных ширины дейтронов, тритонов (He^3) и α -частиц для ядер I_p -оболочки. $\theta_{осн.сост.}^2$ - приведенная ширина относительно основного состояния. θ_{Σ}^2 - сумма приведенных ширины по всем уровням остаточного ядра в пределах I_p -оболочки.

Таблица 7.

Мишень	(p, pd)		(p, pT) (p, pHe ³)		(p, p α)	
	$S_{осн.сост.}^2$	θ_{Σ}^2	$S_{осн.сост.}^2$	θ_{Σ}^2	$S_{осн.сост.}^2$	θ_{Σ}^2
Be^9	0,584	2,949	0,123	1,992	0,532	1,379
B^{10}	0,195	4,167	0,237	1,950	0,013	1,119
B^{11}	0,500	5,007	0,164	3,214	0,554	1,250
C^{12}	0,574	5,874			0,542	2,370
O^{16}					0,238	4,422

Рис. 1

Спектр возбуждения ядер $1p$ -оболочки в реакциях $(p, 2p)$: $Q - Li^7(p, 2p)He^6$,
 $b - Be^9(p, 2p)Li^8$, $c - B^{10}(p, 2p)Be^9$, $d - B^{11}(p, 2p)Be^{10}$, $e - C^{12}(p, 2p)B^{11}$.

Сплошная кривая - расчетная. Пунктирная кривая и экспериментальные точки - из работы [1].

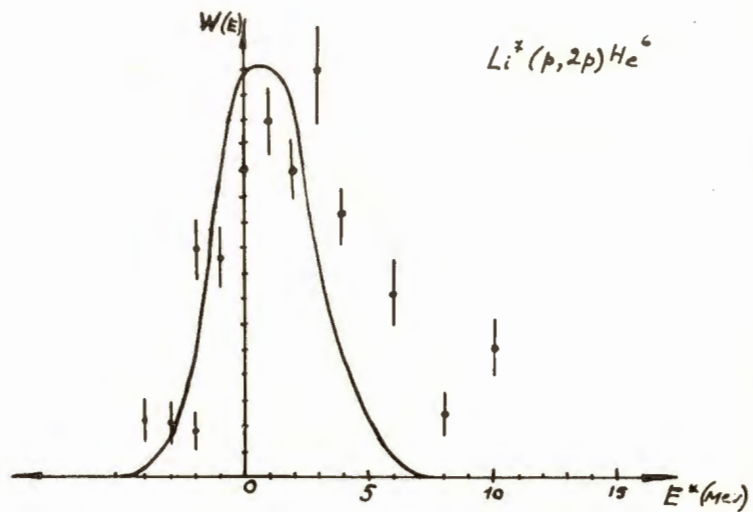


Рис. 1а)

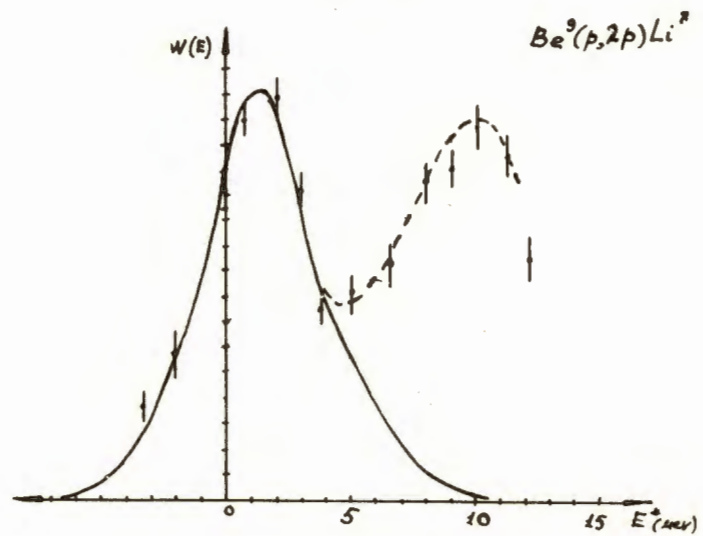


Рис. 1б)

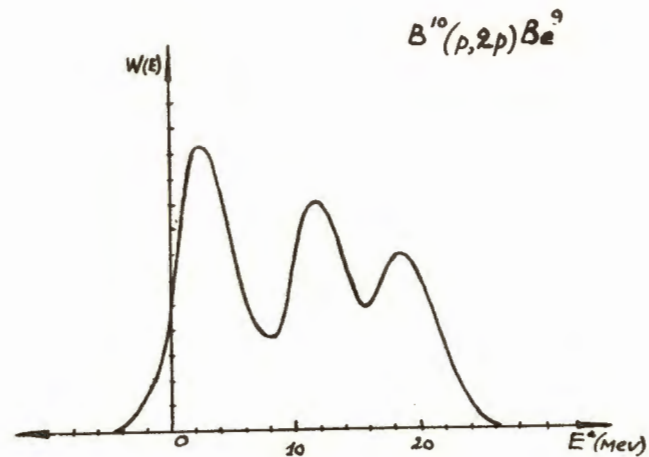


Рис. 1в)

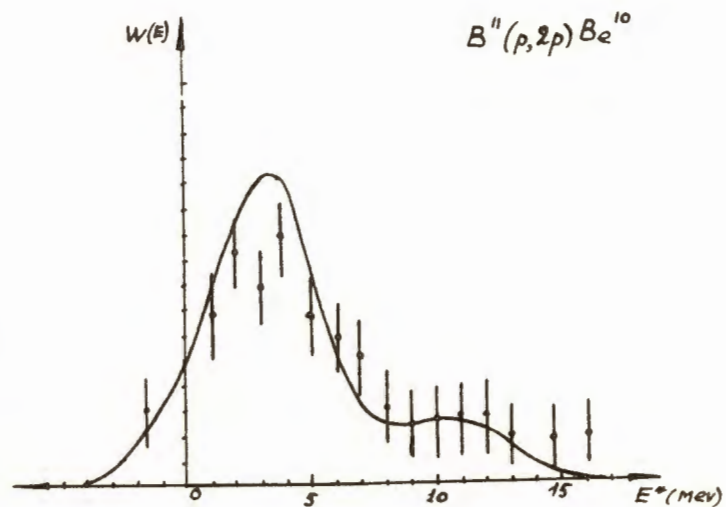


Рис. 1г)

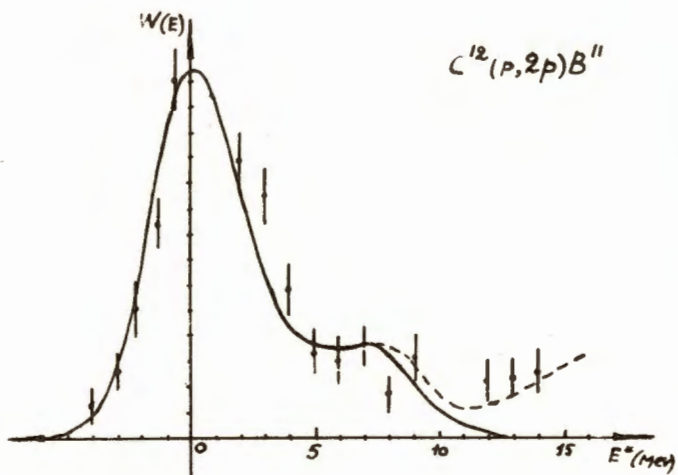
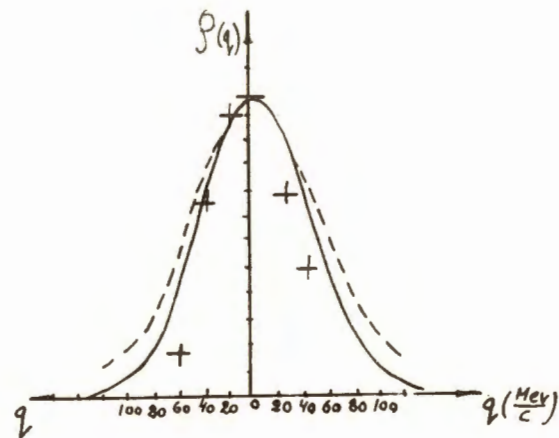
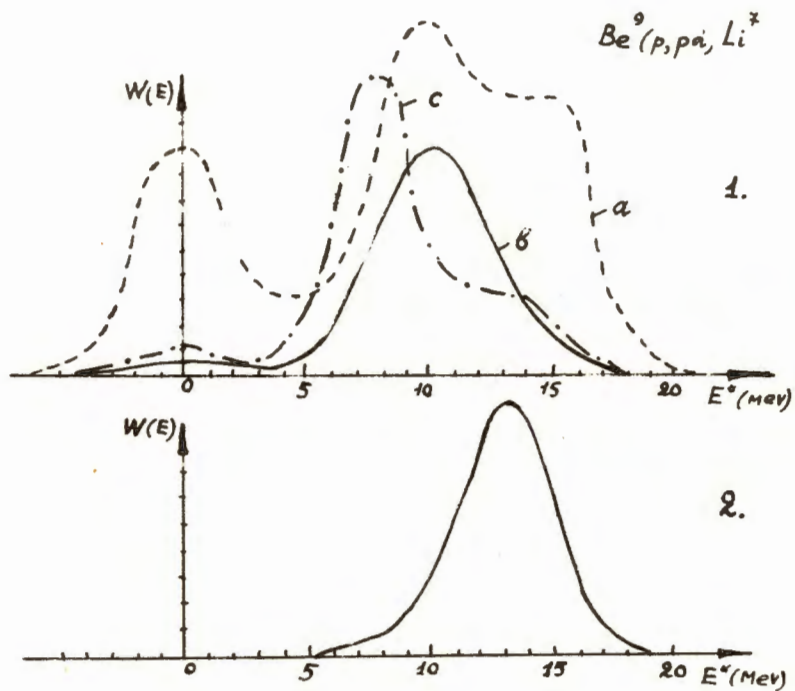


Рис. 1д.)



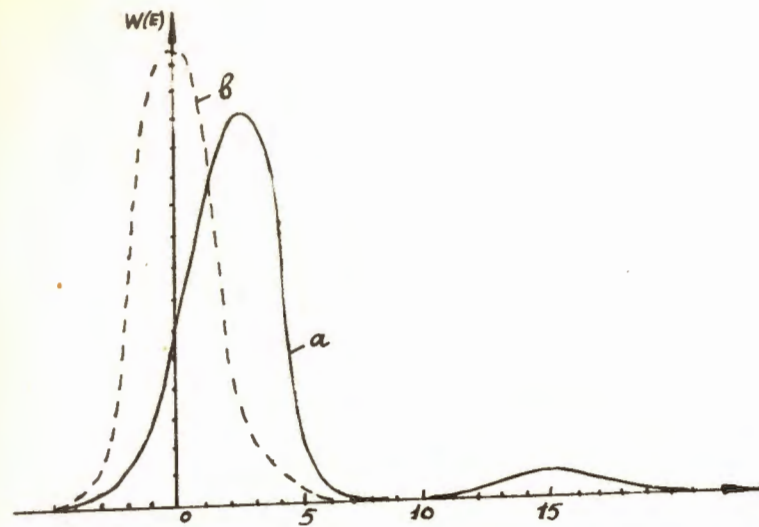
Р и с. 2

Парциальное импульсное распределение дейтронов в ядре Li^6 относительно основного состояния He^4 ($\hbar\omega_p = 8 \text{ MeV}/10$, разница осцилляторных частот для s - и p -оболочек не учитывается). Экспериментальные точки из работы /11/. Пунктиром указано импульсное распределение, рассчитанное в "кластерной" модели /12/.



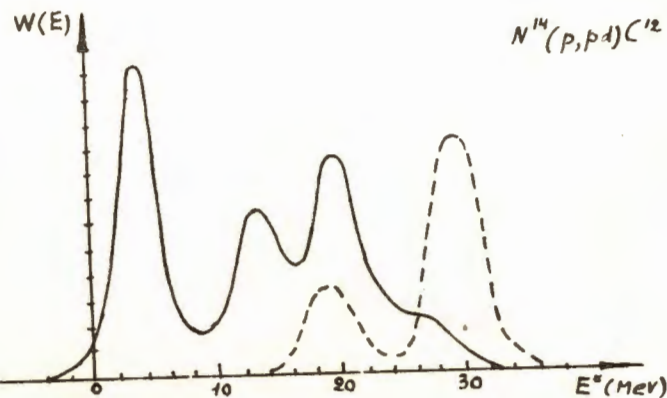
Р и с. 3

- Спектр возбуждения ядра Li^7 в реакции $Be^9(p, pd)Li^7$ ($\Delta E = 4 MeV$).
- а - полный спектр генеалогической связи.
 - б - спектр возбуждения при $q = 0$.
 - с - спектр возбуждения в случае LS - связи, $q = 0$.
 - Спектр возбуждения при $q = 0$, соответствующий процессу выбивания с переворачиванием спина /процессу Б /.



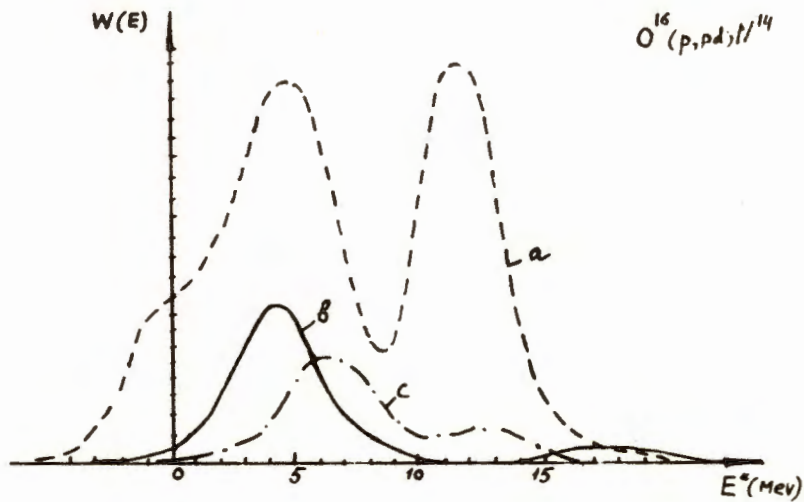
Р и с. 4

Спектр возбуждения ядра B^{10} в реакции $C^{12}(p, pd)B^{10}$ при $q=0$ ($\Delta E = 4 MeV$) а-промежуточная связь, б - LS - связь.



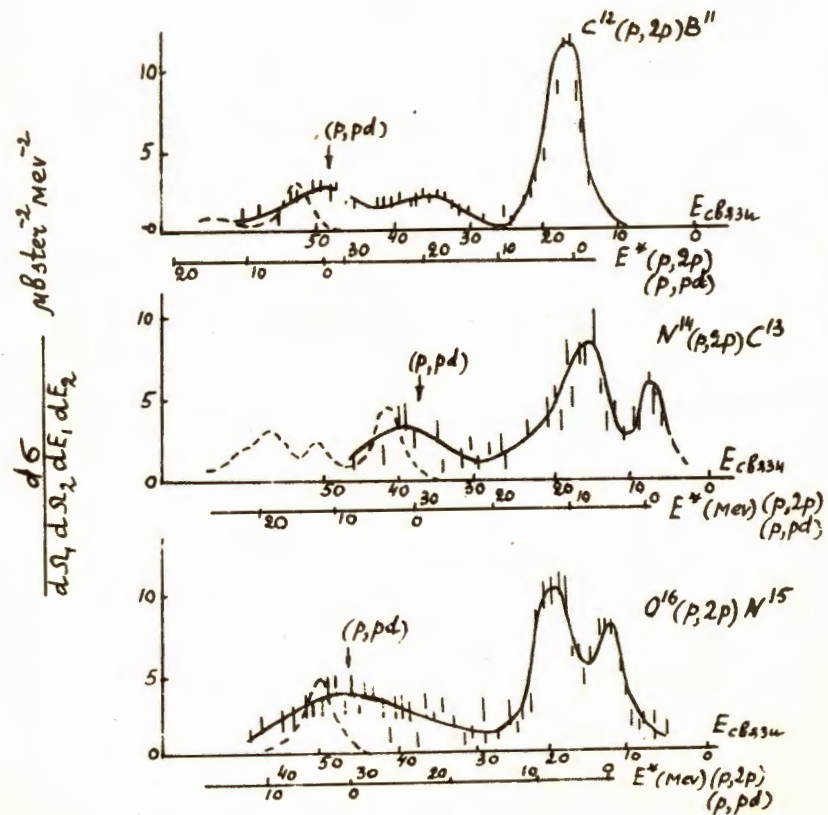
Р и с. 5

Спектр возбуждения ядра C^{12} в реакции $N^{14}(p, pd)C^{12}$ при $q=0$ ($\Delta E = 4 MeV$). Пунктирная кривая - спектр возбуждения для процесса выбивания с переворачиванием спина /процесса Б /.



Р и с. 6

Спектр возбуждения ядра N^{14} реакции $O^{16}(p,pd)N^{14}$ ($\Delta E = 4 \text{ MeV}$) — полный спектр генеалогической связи, b — спектр возбуждения при $q=0$, c — спектр возбуждения в случае $j-j$ — связи ($q=0$).



Р и с. 7

Сравнение энергетического положения максимумов выхода реакций (p,pd) и $(p,2p)$. Мишени: C^{12} , N^{14} , O^{16} . Сплошная линия — экспериментальные данные Λ_{11} , пунктиром обозначены результаты данного расчета для реакции (p,pd) ($\Delta E = 4 \text{ MeV}$).

Спектры возбуждения ядер $1p$ -оболочки в реакции $(p, p\alpha)$: а - $B^{10}(p, p\alpha) Li^6$,
 б - $B^{11}(p, p\alpha) Li^7$, с - $C^{12}(p, p\alpha) Be^8$, д - $O^{16}(p, p\alpha) C^{12}$.
 Сплошная кривая - спектр возбуждения при $q=0$, пунктирная кривая - полный спектр
 генеалогической связи ($\Delta E = 2 \text{ MeV}$).

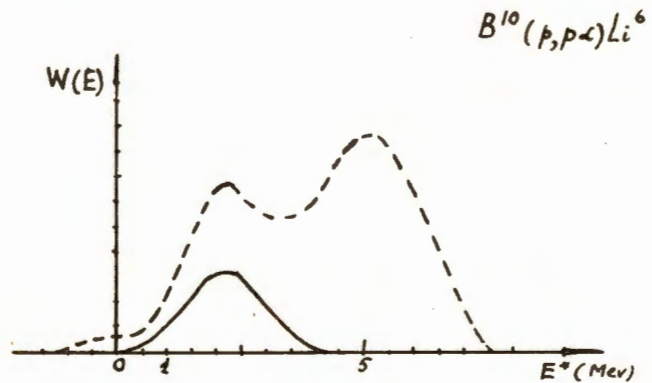


Рис. 8а.)

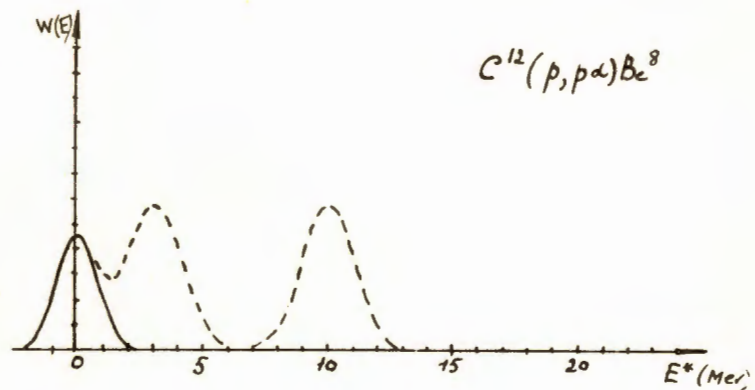


Рис. 8 в)

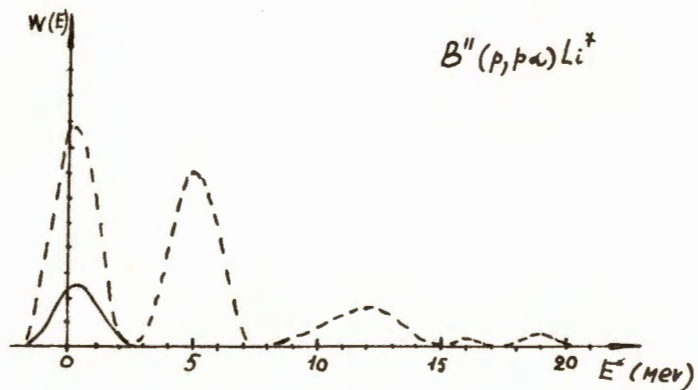


Рис. 8б.)

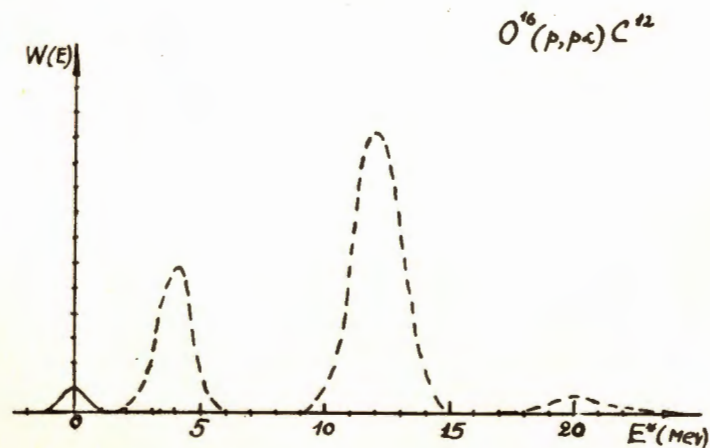
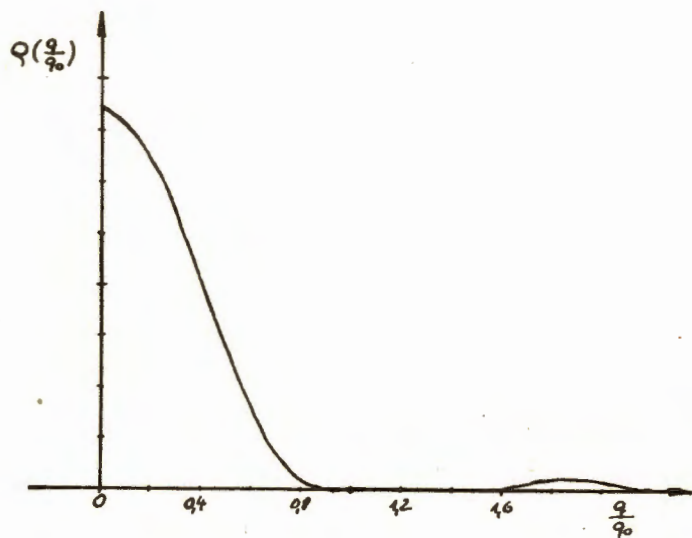


Рис. 8 г)



Р и с. 9

Парциальное импульсное распределение α -частиц в ядрах C^{12} и O^{16} относительно основного состояния остаточного ядра

Р и с. 10

Спектры возбуждения ядер $1p$ - оболочки в реакциях (p, pT) и (p, pHe^3) :
 $a - Be^9(p, pT)Li^6$, $b - B^{10}(p, pHe^3)Li^7$, $c - B^{11}(p, pT)Be^8$, $d - O^{16}(p, pHe^3)C^{12}$.
 Сплошная кривая - спектр возбуждения при $q = 0$, пунктирная кривая - полный спектр генеалогической связи ($\Delta E = 2MeV$).

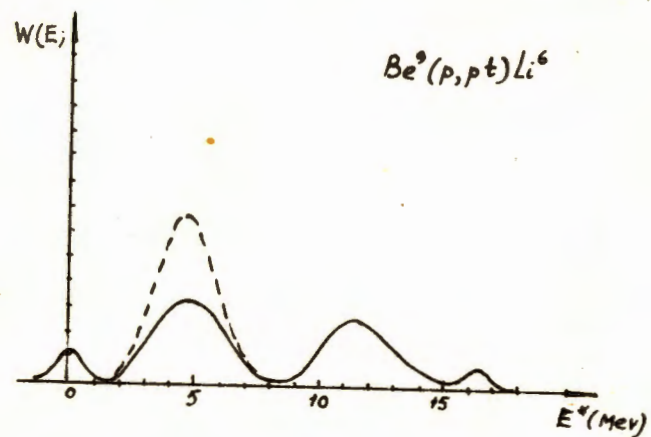


Рис. 10а.)

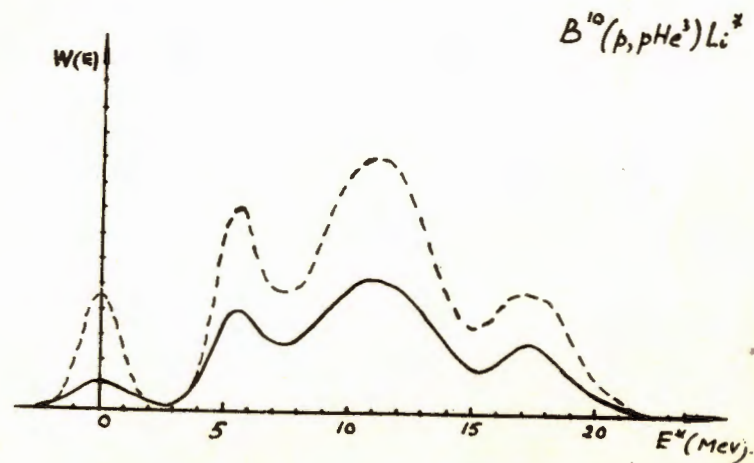


Рис. 10б.)

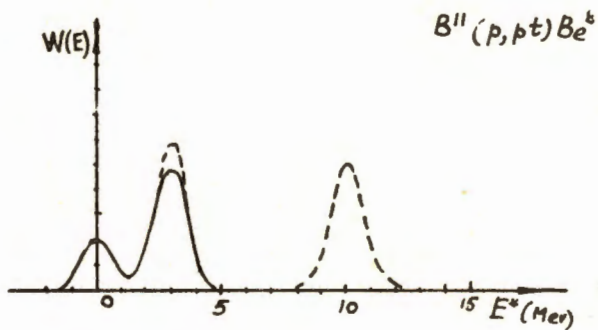


Рис. 10в.)

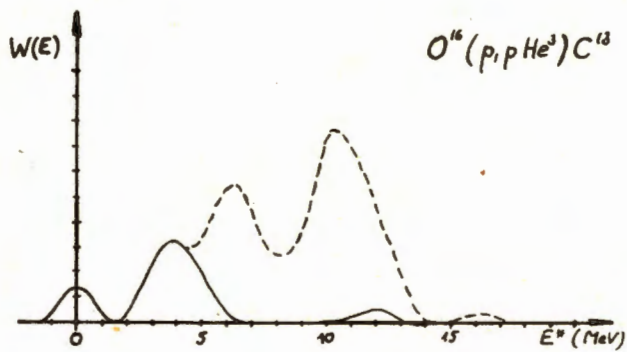


Рис. 10 г.)