

С 343e1

T-19

1555/2-77

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



25/4-77

P7 - 10342

Н.И.Тарантин

ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ
ОТНОСИТЕЛЬНО ХОЛОДНЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР
С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ.

Часть I. Модель слияния двух сталкивающихся ядер

1976

P7 - 10342

Н.И.Тарантин

ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ
ОТНОСИТЕЛЬНО ХОЛОДНЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР
С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ.

Часть I. Модель слияния двух сталкивающихся ядер



Тарантин Н.И.

P7 - 10342

Возможности получения относительно холодных компаунд-ядер с высоким угловым моментом. Часть I. Модель слияния двух сталкивающихся ядер

Рассмотрен процесс слияния двух сталкивающихся ядер на основе простой классической модели, в которой в качестве критерия образования компаунд-ядра используются соотношения между ядерной, кулоновской и вращательной энергиями.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Tarantin N.I.

P7 - 10342

The Possibilities of Production of Relatively Cold Compound-Nuclei with High Angular Momentum. I. The Model of Fussion of Two Colliding Nuclei

The process of fussion of two colliding nuclei is considered on the basis of a simple classical model. In the model the balance between the nucleus, Coulomb and rotational energies is used as a criterium for the compound-nucleus formation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все больший интерес вызывают ядра с высоким угловым моментом, находящиеся в ираст-состоянии^{/1/}. Угловой момент таких ядер определяется выстроенностью спинов отдельных нуклонов вдоль оси вращения^{/2/}, и ротационное движение ядер в этом случае существенно отличается от коллективного вращения, характеризуемого регулярным расположением уровней. В частности, как впервые заметили А.Бор и Б.Моттельсон^{/3/}, для таких ядер ожидаются аномалии в расположении ротационных уровней, которые могут приводить к локальным минимумам на ираст-линии и к высокоспиновым изомерам. Конкретные расчеты^{/4,5/} подтверждают возможность таких изомеров.

Для высокоспиновых состояний некоторых ядер могут иметь место два или более минимумов энергии при существенно различных деформациях ядра^{/5,6/}. В процессе снижения спина ядра положение абсолютного минимума может переходить от одной последовательности минимумов к другой, и в этом случае должен осуществляться вибрационный "фазовый" переход, сопровождаемый существенным изменением формы ядра.

Основным методом получения ядер с высоким угловым моментом являются, как известно, реакции под действием тяжелых ускоренных ионов. В этих реакциях образуются компаунд-ядра с большим угловым моментом и значительной энергией возбуждения. На первом этапе девозбуждения из компаунд-ядра испаряются нейтроны и легкие заряженные частицы, которые уносят значительную долю энергии возбуждения и очень малую часть уг-

лового момента. Далее, согласно /7/, следует статистический каскад относительно энергетичных γ -квантов, в результате которого ядро переходит почти на ирраст-уровень. Затем происходит более регулярный и более медленный каскад ротационных /преимущественно E_2 / γ -переходов вдоль ирраст-линии.

Как показывают эксперименты, уровни ротационной полосы, заселяемые обычно при девозбуждении компаунд-ядра, имеют спины существенно более низкие, чем первоначальный спин, и это различие тем больше, чем тяжелее бомбардирующая частица. Например, для реакции $^{40}\text{Ag} + ^{128,130}\text{Te}$ средний спин заселяемых уровней ротационной полосы составляет одну треть от среднего спина компаунд-ядра /8/. По-видимому, существенное снижение углового момента компаунд-ядра происходит на стадии статистического γ -каскада.

Из изложенного выше следует, что для изучения проявлений высокоспиновых состояний ядер было бы весьма полезно получать компаунд-ядра непосредственно в ирраст-состоянии с высоким угловым моментом. Такие ядра представляют интерес для поисков и исследований не только высокоспиновых изомеров, но и "фазовых" переходов, связанных с изменением формы ядра. Реакции получения компаунд-ядер в ирраст-состоянии, т.е. с нулевой энергией теплового возбуждения, были бы интересны для исследований радиационного захвата тяжелого иона - явления, еще недостаточно изученного /см., например, /9/ /.

Вопрос о получении относительно холодных компаунд-ядер рассматривался ранее. Например, в работе /10/ были рассмотрены некоторые реакции получения тяжелых компаунд-ядер с низкой энергией теплового возбуждения.

Образование слабозвозбужденных компаунд-ядер является основой нового метода синтеза трансураниевых элементов, предложенного Ю.Ц.Оганесяном /11/. Сущность метода состоит в том, что в качестве мишени и бомбардирующей частицы используются достаточно плотноупакованные ядра, а именно: изотопы таллия, свинца и висмута /как мишени/ и нуклиды в области $A = 40 \div 60$

/как бомбардирующие частицы/. При энергии бомбардирующих частиц, лишь немного превышающей барьер взаимодействия V_i , энергия возбуждения компаунд-ядра, приблизительно равная $V_i + Q$, где Q - энергия, выделяемая при слиянии взаимодействующих ядер, составляет $15 \div 20 \text{ МэВ}$. Эта энергия уносится путем испарения всего двух-трех нейтронов, что снижает конкуренцию со стороны деления при девозбуждении компаунд-ядер и увеличивает тем самым выход трансураниевых элементов. Угловой момент компаунд-ядер при этом близок к нулю.

В настоящей работе обращается внимание на некоторые возможности получения относительно холодных компаунд-ядер с высоким угловым моментом. На простой классической модели слияния двух ядер, основанной на балансе ядерной, кулоновской и ротационной энергий /12/, показано, что при слиянии двух ядер равных или примерно равных масс наименьшая энергия теплового возбуждения компаунд-ядер может быть существенно меньше величины $(V_i + Q)$ - наиминизшей энергии возбуждения, достижимой при центральном столкновении. Угловой момент таких относительно холодных компаунд-ядер равен критическому значению, определяемому ограничениями во входном канале реакции слияния.

2. МОДЕЛЬ СЛИЯНИЯ ДВУХ ЯДЕР

Сущность модели слияния двух сложных ядер, предложенной в работе /12/, изложим, рассматривая последовательно процесс слияния. В момент касания двух сталкивающихся ядер с орбитальным угловым моментом, отличным от нуля, их относительная кинетическая энергия реализована в виде тангенциальной энергии

$$E_{\text{rot } l} = E \frac{p^2}{(R_1 + R_2)^2} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2J_l} \quad /1/$$

и энергии радиального движения

$$E_{\text{rad}} = E - V_i - E_{\text{rot } l}, \quad /2/$$

обусловленных, соответственно, перпендикулярной и параллельной составляющими вектора скорости относительно прямой, соединяющей центры ядер. В этих формулах E - кинетическая энергия бомбардирующей частицы в системе центра масс, P - классический параметр удара, ℓ - орбитальный угловой момент,

$$J_I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (R_1 + R_2)^2$$

момент инерции двух касающихся,

но еще движущихся поступательно ядер, m_1, m_2 - массы ядер, R_1, R_2 - их радиусы. За счет радиальной составляющей кинетической энергии объемы ядер частично перекрываются и происходит "слипание" ядер с образованием промежуточной системы, вращающейся как одно целое. Момент инерции системы при этом увеличивается, поскольку двигавшиеся до этого поступательно два ядра приводятся во вращение силами тангенциального трения. По этой причине энергия вращения системы уменьшается, превращаясь в энергию теплового возбуждения. После "слипания" ядер

$$E_{\text{rot II}} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2J_{II}} < E_{\text{rot I}}, \quad /3/$$

где

$$J_{II} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (R_1 + R_2)^2 + \frac{2}{5} m_1 R_1^2 + \frac{2}{5} m_2 R_2^2$$

- момент инерции составной системы в предположении твердотельного ротатора. Выделившаяся при "слипании" энергия теплового возбуждения равна

$$E_{\text{th II}} = E_{\text{rot I}} - E_{\text{rot II}} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2(J_{II} - J_I)}{2J_I J_{II}}, \quad /4/$$

и является минимально возможной энергией теплового возбуждения компаунд-ядра при заданном угловом моменте.

Дальнейшее поведение составной системы - слияние с образованием компаунд-ядра или неслияние и разлет двух фрагментов - зависит от соотношения между силами ядерного притяжения, с одной стороны, и силами кулоновского и центробежного отталкивания - с другой. Конкретные значения этих сил при слиянии достаточно детально не известны. Однако их интегральное действие можно выразить через изменение энергии, которое определяется в ряде случаев из данных эксперимента. Поэтому можно использовать энергетические соотношения для рассмотрения процесса дальнейшего слияния ядер, аналогично тому как это было сделано на начальной стадии.

Слияние двух "слипшихся" ядер и образование компаунд-ядра в случае преобладания сил ядерного притяжения должно сопровождаться ростом энергии вращения системы от $E_{\text{rot II}}$ до

$$E_{\text{rot III}} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2J_{III}}, \quad /5/$$

где $J_{III} = \frac{2}{5}(m_1 + m_2)(R_1^3 + R_2^3)^{2/3}$ - твердотельный момент инерции двух слившихся в сферу ядер, $J_{III} < J_{II}$. Этот рост, а также компенсация возрастания электростатической энергии могут быть обеспечены только за счет энергии ядерного притяжения. Избыток кинетической энергии радиального движения сверх величины барьера взаимодействия не может быть использован для этого. Этот избыток переходит в энергию теплового возбуждения в результате действия радиального трения при столкновении ядер. Можно видеть, что потенциальная энергия системы, доступная для увеличения энергии вращения при слиянии, равна $V_i + Q$, где $Q = c^2(m_1 + m_2 - m_3)$, m_3 - масса компаунд-ядра.

Соотношение между $V_i + Q$ и $E_{\text{rot III}} - E_{\text{rot II}}$ определяет возможность или невозможность полного слияния ядер и тем самым определяет критический орбитальный угловой момент ℓ_{cr} входного канала реакции для образо-

вания компаунд-ядра. Образование компаунд-ядра возможно при условии

$$(B_i + Q) > (E_{\text{rot III}} - E_{\text{rot II}}). \quad /6/$$

Отсюда следует

$$l_{\text{cr}} (l_{\text{cr}} + 1) = \frac{2(B_i + Q) J_{\text{II}} J_{\text{III}}}{\hbar^2 (J_{\text{II}} - J_{\text{III}})}. \quad /7/$$

Если

$$(B_i + Q) < (E_{\text{rot III}} - E_{\text{rot II}}), \quad /8/$$

то сталкивающиеся ядра не сливаются в компаунд-ядро и составная система разваливается.

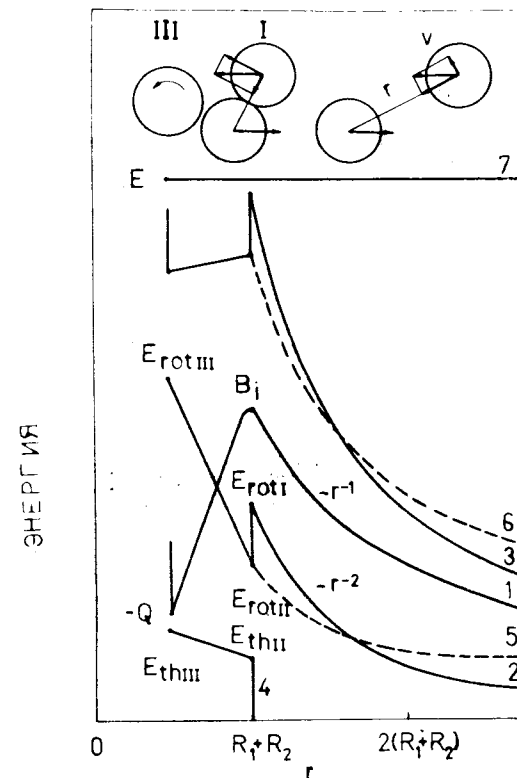
На рисунке даются относительные величины кулоновской и ядерной энергий /кривая 1/, энергии вращения /кривая 2/ и тепловой энергии /кривая 4/ на стадиях касания ядер /I/, "слипания" /II/ и образования компаунд-ядра /III/. Графики на рисунке даны для равных по массе ядер ($m_1 = m_2$) и для орбитального углового момента, близкого к l_{cr} .

На рисунке также представлена ротационная энергия системы /кривая 5/ в случае неслияния сталкивающихся ядер и развала системы на два фрагмента с массами, близкими к m_1 и m_2 . Эта энергия складывается из энергии вращения самих фрагментов ($E_{\text{rot 1}}$ и $E_{\text{rot 2}}$) и энергии относительного вращения ($E_{\text{rot 12}}$), определяемых следующими формулами:

$$E_{\text{rot 1}} = \frac{2m_1 R_1^2}{5J_{\text{II}}} E_{\text{rot II}}, \quad E_{\text{rot 2}} = \frac{2m_2 R_2^2}{5J_{\text{II}}} E_{\text{rot II}}$$

и

$$E_{\text{rot 12}} = \frac{m_1 m_2 (R_1 + R_2)^4}{(m_1 + m_2) J_{\text{II}} r^2} E_{\text{rot II}}, \quad r > (R_1 + R_2).$$



Энергия двух сталкивающихся ядер при образовании компаунд-ядра в зависимости от расстояния r между центрами их масс. Кривая 1 - энергия кулоновского и ядерного взаимодействий; 2 - энергия вращения при сближении ядер; 3 - суммарная энергия кулоновского, ядерного взаимодействий и вращения при сближении ядер; 4 - энергия теплового возбуждения; 5 - энергия вращения фрагментов при их разлете в случае неслияния ядер; 6 - суммарная энергия кулоновского, ядерного взаимодействий и вращения в случае неслияния ядер; 7 - полная энергия.

Разница между энергией вращения при касании ядер $E_{\text{rot I}}$ и энергией относительного вращения фрагментов $E_{\text{rot 12}}$ в точке разрыва $r = R_1 + R_2$ обеспечивает уменьшение кинетической энергии сталкивающихся ядер в таких соударениях.

Заметим, что неравенствам /6/ и /8/ отвечают соответствующие неравенства сил при линейном ходе кривых 1 и 2 в области $r < (R_1 + R_2)$, а именно $F_N \geq F_c + F_{rot}$, где F_N - сила ядерного притяжения, F_c - кулоновская и F_{rot} - центробежная силы.

Критический орбитальный угловой момент, найденный по формуле /7/, ограничивает образование компаунд-ядра, когда $l_{cr} < l_{max}$, где l_{max} - максимальный орбитальный угловой момент, определяемый из условия касания ядер:

$$l_{max} (l_{max} + 1) = \frac{2(E - B_i) J_I}{\hbar^2} \quad /9/$$

При $l_{cr} > l_{max}$ полное слияние ограничивается l_{max} . Неравенство /6/ при этом, как можно видеть, выполняется. Наибольшая ротационная энергия компаунд-ядра равняется

$$E_{rot III} = \frac{l_{max} (l_{max} + 1) \hbar^2}{2 J_{III}} = \frac{(E - B_i) J_I}{J_{III}} \quad \text{при } l_{cr} > l_{max}, \quad /10/$$

$$E_{rot III cr} = \frac{l_{cr} (l_{cr} + 1) \hbar^2}{2 J_{III}} = \frac{(B_i + Q) J_{II}}{J_{II} - J_{III}} \quad \text{при } l_{cr} \leq l_{max}. \quad /11/$$

При этом энергия теплового возбуждения компаунд-ядра составляет

$$E_{th III} = E + Q - \frac{(E - B_i) J_I}{J_{III}} \quad \text{при } l_{cr} > l_{max}, \quad /12/$$

$$E_{th III} = E + Q - \frac{(B_i + Q) J_{II}}{J_{II} - J_{III}} \quad \text{при } l_{cr} \leq l_{max}. \quad /13/$$

При энергии сталкивающихся ядер

$$E_{cr} = B_i + \frac{(B_i + Q) J_{II} J_{III}}{J_I (J_{II} - J_{III})} \quad /14/$$

максимальный орбитальный угловой момент l_{max} достигает l_{cr} и энергия теплового возбуждения компаунд-ядра оказывается минимальной по отношению к энергии его вращения

$$\frac{E_{th III}}{E_{rot III cr}} = \left(\frac{E_{th III}}{E_{rot III}} \right)_{min}$$

Минимальная тепловая энергия равняется

$$E_{th III min} = \frac{(B_i + Q) J_{III} (J_{II} - J_I)}{J_I (J_{II} - J_{III})} \quad /15/$$

Для удобства и общности последующего рассмотрения выразим входящие в формулы отношения моментов инерций через безразмерную величину $\gamma = A_L / A_H$, где A_L и A_H - массовые числа, соответственно, легкого и тяжелого ядер, и используем соотношение $R = r_0 A^{1/3}$. Тогда написанные выше формулы /7,9-15/ можно представить в следующем виде:

$$l_{cr} (l_{cr} + 1) = \frac{0,8 m r_0^2}{\hbar^2} (B_i + Q) A_H^{5/3} \times \\ \times \frac{(1 + \gamma)^{5/3} [\gamma (1 + \gamma^{1/3})^2 + 0,4(1 + \gamma)(1 + \gamma^{5/3})]}{\gamma (1 + \gamma^{1/3})^2 + 0,4(1 + \gamma)(1 + \gamma^{5/3}) - 0,4(1 + \gamma)^{8/3}}, \quad /16/$$

где m - масса нуклона и $\frac{0,8 m r_0^2}{\hbar^2} = 0,0278 \text{ МэВ}^{-1}$ при $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

$$\ell_{\max}(\ell_{\max}+1) = \frac{2m r_0^2}{h^2} (E - B_i) A_H^{5/3} \frac{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2}{1+\gamma}, \quad /17/$$

$$E_{\text{rot III}} = (E - B_i) \frac{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2}{0,4(1+\gamma)^{8/3}} \quad \text{при } \ell_{\text{cr}} > \ell_{\max}, \quad /18/$$

$$E_{\text{rot III cr}} = (B_i + Q) \frac{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3}}{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3} - 0,4(1+\gamma)^{8/3}} \quad \text{при } \ell_{\text{cr}} \leq \ell_{\max}, \quad /19/$$

$$E_{\text{th III}} = E + Q - (E - B_i) \frac{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2}{0,4(1+\gamma)^{8/3}} \quad \text{при } \ell_{\text{cr}} > \ell_{\max}, \quad /20/$$

$$E_{\text{th III}} = E + Q - (B_i + Q) \frac{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3}}{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3} - 0,4(1+\gamma)^{8/3}} \quad \text{при } \ell_{\text{cr}} \leq \ell_{\max}, \quad /21/$$

$$E_{\text{cr}} = B_i + (B_i + Q) \frac{0,4(1+\gamma)^{8/3} [\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3}]}{[\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3} - 0,4(1+\gamma)^{8/3}] \gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2}, \quad /22/$$

$$E_{\text{th cr}} = (B_i + Q) \frac{0,16(1+\gamma)^{11/3} (1+\gamma)^{5/3}}{\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 [\gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 + 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3} - 0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{8/3}]}, \quad /23/$$

Соотношение /16/, определяющее критический угловой момент для входного канала реакции слияния двух ядер, было впервые получено в работе /12/ как соотно-

шение для критического параметра удара p /формула /5/ работы /12//, а именно:

$$(B_i + Q) > (E_{\text{rot III}} - E_{\text{rot II}}) = E \frac{p^2}{(R_1 + R_2)^2} \gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2 \times \\ \times \left[\frac{1}{0,4(1+\gamma)^{8/3}} - \frac{1}{0,4(1+\gamma)(1+\gamma)^{5/3} + \gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2} \right],$$

из которого следует формула /16/ настоящей статьи, если учесть, что

$$E \frac{p^2}{(R_1 + R_2)^2} = E_{\text{rot I}} = \frac{h^2 \ell(\ell+1)(1+\gamma)}{2m r_0^2 A_H^{5/3} \gamma(1+\gamma)^{1/3}{}^2}.$$

В формуле /5/ работы /12/ и в формуле /16/ настоящей статьи, как можно видеть, учтено изменение момента инерции системы от величины $J_I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (R_1 + R_2)^2$ до величины $J_{II} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (R_1 + R_2)^2 + \frac{2}{5} m_1 R_1^2 + \frac{2}{5} m_2 R_2^2$ при "слипании" ядер и до величины $J_{III} = \frac{2}{5} (m_1 + m_2) (R_1^3 + R_2^3)^{2/3}$ при образовании компаунд-ядра. Частично это изменение момента инерции, а именно увеличение момента инерции при "слипании" ядер от J_I до J_{II} , рассматривалось впоследствии в различных формах также в ряде других работ /13-18/. Это явление получило название sticking - эффекта. Последовательный учет изменения момента инерции от J_I до J_{II} и в конечном итоге до J_{III} имеет существенное значение при определении критического углового момента. Это особенно сильно проявляется при слиянии ядер с равными или близкими массами, поскольку в этом случае изменения момента инерции наиболее значительны. При $\gamma = 1$ $J_{II} = \frac{7}{5} J_I$ и $J_{III} = 0,45 J_{II} = 0,63 J_I$.

Эти соотношения приблизительно сохраняются вплоть до $\gamma = 0,5$.

Анализ особенностей образования компаунд-ядер, расчет их наименьшей энергии теплового возбуждения и критического углового момента даются в следующей части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.R.Grover. *Phys.Rev.*, 157, 832 (1967).
2. F.S.Stephens and R.S.Simon. *Nucl.Phys.*, A183, 257 (1972).
3. A.Bohr and B.R.Mottelson. *Phys.Scr.*, 10A, 13 (1974).
4. A.Faessler, M.Ploszajczak and K.R.S.Devi. *Phys. Rev.Lett.*, 36, 1028 (1976).
5. G.Andersson, S.E.Larsson, G.Leander, P.Möller, S.G.Nilsson, I.Ragnarsson, S.Aberg, R.Bengtsson, J.Dudek, B.Nerlo-Pomorska, K.Pomorska and Z.Szymanski. *Nucl.Phys.*, A268, 205 (1968).
6. K.Neergard, V.V.Pashkevich and S.Frauendorf. *Nucl.Phys.*, A262, 61 (1976).
7. J.R.Grover and J.Gilat. *Phys.Rev.*, 157, 802 (1967); *Phys.Rev.*, 157, 814 (1967).
8. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Ю.Ц.Оганесян. *ЯФ*, 23, 520 /1976/.
9. A.F.Zeller, H.S.Plendl, R.H.Davis, M.E.Williams, C.I.Delaune and R.Holub. *Phys.Rev.*, 13C, 661 (1976).
10. Я.Малы. *ДАН АН СССР*, 164, 792, (1965).
11. Yu.Ts.Oganessian, A.S.Iljinov, A.G.Demin and S.P.Tretyakova. *Nucl.Phys.*, A239, 353 (1975).
12. Н.И.Тарантин. Механизм ядерных реакций под действием тяжелых ионов. В кн.: *Ядерная химия. М., "Наука", 1965, с. 182.*
13. U.Mosel. *Part. and Nuclei*, 3, 297 (1972).
D.Glass and U.Mosel. *Nucl.Phys.*, A237, 429 (1975).
14. R.Bass. *Phys.Lett.*, 47B, 139 (1973); *Nucl.Phys.*, A231,45 (1974).
15. R.H.Davis. *Phys.Rev.*, C9, 2411 (1974).
16. F.C.Tsang. *Phys.Scr.*, 10A, 90 (1974).

17. J.P.Bondorf, J.R.Huizenga, M.I.Sobel and D.Sperber. *Phys.Rev.*, 11C, 1265 (1975).
18. K.Siwiek-Wilczynska and J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A264, 115 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1976 года.