

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

5506 / 2-81

9/4-81  
P7-81-549

А.С.Ильинов, Ю.Ц.Оганесян, Е.А.Черепанов

ОБРАЗОВАНИЕ  
СЛАБОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР  
И ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА  
ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

*Направлено в ЯФ*

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблему искусственного синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов /ТЭ и СТЭ/ можно разделить на две части. Первая относится к способу синтеза, вторая связана со свойствами ТЭ и СТЭ.

В первом случае вопрос заключается в выборе оптимальной комбинации ион-мишень, приводящей к образованию избранного элемента. Это, в свою очередь, требует достаточно детального исследования и последующего использования различных механизмов ядро-ядерного взаимодействия.

Решение задачи, связанной с предсказаниями свойств СТЭ, представляется весьма сложным, поэтому здесь большую роль играют исследования, в основе которых лежит синтез ТЭ. Поскольку появление повышенной стабильности ожидается у ядер с большим числом нейтронов,  $N = 184$ , а изученные изотопы лежат в области  $N \leq 160$ , повышение надежности предсказаний свойств СТЭ требует проведения исследования свойств тяжелых ядер в широком диапазоне изменения  $N$ .

К настоящему времени выполнено много попыток синтеза СТЭ в реакциях с тяжелыми ионами /см., например, обзор<sup>/1/</sup> /. Поскольку они пока не привели к синтезу сверхтяжелых ядер, необходимо исследовать возможности каждого из этих подходов. В данной работе будут рассмотрены возможности синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях полного слияния взаимодействующих ядер.

## 2. СИНТЕЗ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Традиционное использование реакций полного слияния является основным способом синтеза трансфермиевых элементов, когда мишени с максимально доступным порядковым номером  $Z_t$  облучаются пучками ионов легче Ne. При этом продвижение в область больших  $Z$  осуществлялось за счет увеличения  $Z_t$ . Однако поскольку порядковый номер ядра-мишени практически ограничен сверху ( $Z_t < 100$ ), продвижение в область СТЭ требует применения пучков ионов с  $Z_1 > 10$ . Таким образом, в качестве первого шага на этом пути нужно изучить особенности синтеза ТЭ с ионами тяжелее Ne.

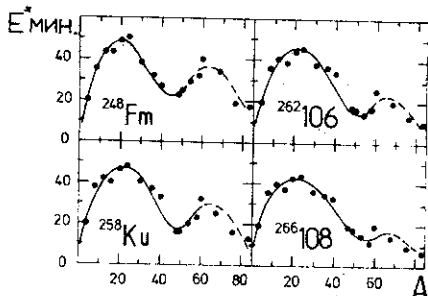
## 2.1. Принцип выбора оптимальной реакции синтеза

Основным требованием к образовавшемуся продукту реакции является достижение минимально возможных значений энергии возбуждения  $E^*$  и углового момента  $I$  составного ядра. Рост  $E^*$  и  $I$  сильно увеличивает долю разделившихся в процессе девозбуждения составных ядер, уменьшая тем самым выход ТЭ. Получение "холодных" ядер особенно важно при синтезе СТЭ, поскольку в этом случае можно избежать уменьшения оболочечных эффектов в результате разогрева ядра<sup>/2/</sup>, благодаря которым и может существовать область повышенной стабильности. Таким образом, при синтезе следует выбрать малую энергию ионов для данной пары ион-мишень, близкую к величине барьера слияния  $E_i \approx V_{fus}$ .

Оптимальной реакцией<sup>/3/</sup> из всех возможных для данной пары ион-мишень будет та, которая имеет наименьшее значение минимальной энергии возбуждения  $E_{min}^* = V_{fus} + Q$ , где  $Q = M_i + M_t - M_{CN}$  выражается через массы взаимодействующих ядер\*. Поскольку барьер слияния  $V_{fus}$  является гладкой функцией  $A$  и  $Z$  различных пар взаимодействующих ядер, существование наиболее благоприятных для получения "холодных" составных ядер реакций будет связано с проявлением оболочечных эффектов в величине  $Q/v$  масс ядер/. Поэтому наименьшие значения  $E_{min}^*$  будут иметь реакции, в которых мишенью является дважды магическое ядро  $^{208}Pb$ .

Иллюстрацией сказанного служит рис. 1, где показана зависимость  $E_{min}^*$  от массового числа иона  $A_i$ , когда одно и то же составное ядро образуется в разных комбинациях ион-мишень. С ростом массы иона величина  $E_{min}^*$  увеличивается и достигает максимального значения  $/40 \div 50/$  МэВ при  $A_i \approx (10 \div 30)$ , а затем уменьшается вдвое при  $A_i \approx /40 \div 60/$ . Реакции с ионами  $^{12}C$ ,  $^{16}O$ ,  $^{20}Ne$ , которые использовались ранее для синтеза ряда изотопов 102-105-го элементов, лежат в максимуме зависимости  $E_{min}^*(A_i)$  и сопровождаются испусканием 4-5 нейтронов из составного ядра. Наличие минимума в зависимости  $E_{min}^*(A_i)$  позволяет использо-

Рис. 1. Минимальная энергия возбуждения составных ядер  $^{248}Fm$ ,  $^{258}Cu$ ,  $^{262}106$ ,  $^{266}108$  /в МэВ/, образующихся при различных комбинациях мишень-частица. Кривые проведены через расчетные значения  $E_{min}^*$ , представленные точками.



\*Здесь и везде далее индексом  $i$  обозначен ион, индексом  $t$  - ядро-мишень, индексом  $CN$  - составное ядро.

вать для синтеза ТЭ реакции с испусканием 2 нейтронов. В связи с тем, что у трансформированных ядер отношение ширины эмиссии нейтрона и деления  $\Gamma_n/\Gamma_f \approx 10^{-1} - 10^{-2}$ , переход к реакции (НІ, 2n) увеличивает долю неразделившихся ядер в  $10^3 - 10^6$  раз.

Эффективность синтеза ТЭ в реакциях с образованием "холодных" составных ядер была продемонстрирована в экспериментах, выполненных в Дубне<sup>/3-7/</sup> и позднее в Дармштадте<sup>/8/</sup>, в которых при облучении Рb и Вi ионами Аг, Тi, Са, Сг были получены новые изотопы 100-107-го элементов<sup>/3-7/</sup>. Оценка возможностей нового метода для синтеза СТЭ и выявления специфики реакций, приводящих к образованию "холодных" составных ядер, требует более детального анализа экспериментальных данных.

## 2.2. Анализ сечений образования тяжелых элементов в реакциях (НІ, xn)

2.2.1. Расчет сечений (НІ, xn)-реакций. Сечение образования изотопа после вылета из составного ядра x нейтронов имеет вид

$$\sigma_{xn}(E^*) = \prod_{k=1}^x P_x(E^*) (\Gamma_n/\Gamma_f)_k \sigma_{CN} \quad /1/$$

Здесь вероятность  $P_x(E^*)$  вылета из составного ядра x нейтронов рассчитывается стандартным образом<sup>/9,10/</sup>,  $\sigma_{CN}$  - сечение образования составного ядра.

Произведение отношений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  определяет долю не разделившихся в испарительном каскаде составных ядер. Каждый множитель этого произведения зависит от энергии возбуждения и углового момента<sup>/11/</sup>. Кроме того, как было показано в работе<sup>/12/</sup>, большое влияние на величину сечения образования изотопов ТЭ оказывает не учтенная в выражении /1/ конкуренция между делением и эмиссией  $\gamma$ -квантов на последней ступени испарительного каскада. Все эти эффекты можно учесть в рамках различных методов расчета, опирающихся на описание возбужденных ядер в модели ферми-газа<sup>/11/</sup>. Однако результат оказывается очень чувствителен к различным параметрам модели, что существенно уменьшает точность, а следовательно, и достоверность экстраполяции в область новых элементов.

Вместе с тем экспериментально установлено, что усредненное по испарительному каскаду значение делимости  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle = [\prod_{k=1}^x (\Gamma_n/\Gamma_f)_k]^{1/x}$  оказывается слабо зависящим от энергии возбуждения  $E^*/14/$ . Поэтому в оценках величины  $\sigma_{xn}$  можно в качестве первого шага использовать эмпирические систематики<sup>/9,10/</sup> для эффективных отношений  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ , сохраняющих зависимость  $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$  только от нуклонного состава ядра. В данной работе предлагается зависимость<sup>/13/</sup>

$$\log \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle = \begin{cases} 0,159N - 0,357Z + 10,423 & \text{для } Z < 104, \\ 0,094N - 0,176Z + 1,783 & \text{для } Z \geq 104. \end{cases} \quad /2/$$

Как было показано в работах /13,14/, с помощью систематики /2/ можно получить удовлетворительную точность описания сечений (НН, xn) -реакций в диапазоне изменения величины x от 1 до 8.

Поскольку реакции с испусканием минимального числа нейтронов имеют максимальные выходы при энергиях ионов вблизи  $V_{fus}$ , основной величиной, которая определяет сечение  $\sigma_{xn}$ , является энергетическая зависимость сечения слияния  $\sigma_{CN}(E_i)$ . Малая энергия ионов требует учета эффекта проникаемости через потенциальный барьер взаимодействия, поэтому сечение слияния будем вычислять с помощью выражения

$$\sigma_{CN} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} (2\ell + 1) T_{\ell}. \quad /3/$$

Здесь  $T_{\ell}$  - коэффициент прохождения  $\ell$ -й парциальной волны через потенциальный барьер  $V_{\ell}$ , который рассчитывается в приближении перевернутой параболы /15/. Критический угловой момент  $\ell_{cr}$ , выше которого не происходит слияния, определяется условием исчезновения "кармана" в потенциале ядро-ядерного взаимодействия. В интересующей нас области малых энергий применение такого простейшего потенциального подхода оправдано тем, что здесь можно исключить учет диссипативных сил в процессе слияния /16/.

Потенциал ядро-ядерного взаимодействия возьмем в виде

$$V_{\ell}(r) = V_{rot} + V_{coul} + V_n, \quad /4/$$

где

$$V_{rot} = h^2 \ell (\ell + 1) / 2\mu r^2. \quad /5/$$

$$V_{coul} = \begin{cases} Z_i Z_t e^2 / r & \text{для } r > R_c, \\ Z_i Z_t e^2 / 2R_c (3 - r^2 / R_c^2) & \text{для } r \leq R_c, \end{cases} \quad /6/$$

$R_c = 1,3(A_i^{1/3} + A_t^{1/3})$  Фм,  $\mu$  - приведенная масса системы. В отличие от центробежной  $V_{rot}$  и кулоновской  $V_{coul}$  частей ядерная составляющая потенциала остается плохо изученной.

Для описания ядерной части  $V_n$  в настоящее время широко используют следующие потенциалы

а/ Контактный потенциал /17/:

$$V_n = 4\pi \bar{R} b \phi(\xi), \quad /7/$$

где

$$\gamma = 0,9517 [1 - 1,7826 (N_{CN} - Z_{CN}) / A_{CN}] \text{ МэВ/Фм}^2 -$$

- коэффициент поверхностной энергии из модели жидкой капли;

$\bar{R} = R_{1/2}^i \cdot R_{1/2}^t / (R_{1/2}^i + R_{1/2}^t)$ ;  $R_{1/2} = R(1 - b^2/R^2)$  - радиус половинной плотности ядра;  $R = 1,28A^{1/3} + 0,8A^{-1/3} - 0,76$  - радиус эквивалентного ядра с резким краем;  $b = 1,0$  Фм;  $\xi = (r - R_{1/2}^i - R_{1/2}^t) / b$ . Контактная функция  $\phi(\xi)$  рассчитывается по формулам из работы /18/.

б/ Yukawa- plus-exponential потенциал /19/

$$V_n = V_{red} (2 + S/a) \exp(-S/a), \quad /8/$$

где  $V_{red} = (C_i C_t)^{1/2} a R_i R_t / [r_0^2 (R_i + R_t)]$ ;  $C = A_s \{1 - k_s [(N-Z)/A]^2\}$ ;

$r_0 = 1,18$  Фм;  $a = 0,65$  Фм;  $k_s = 3,0$ ;  $A_s = 21,7$  МэВ.

в/ Модифицированный потенциал Вудса-Саксона с параметрами, определенными из граничных условий модели жидкой капли /20/

$$V_n = V_0 \{1 + \exp[(r - R_{1/2}^i - R_{1/2}^t) a_w]\}^{-1}, \quad /9/$$

где  $V_0 = -b_s [A_i^{2/3} + A_t^{2/3} - (A_i + A_t)^{2/3}]$ ;  $a_w = V_0 (16\pi\bar{R})^{-1}$ ;  $b_s = 17$  МэВ.

г/ Потенциал Вудса-Саксона /9,10/

$$V_n = V_0 \left\{1 + \exp\left[\frac{r - r_0 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3})}{d}\right]\right\}^{-1}, \quad /10/$$

где  $V_0 = -70$  МэВ,  $r_0 = 1,26$  Фм,  $d = 0,44$  Фм.

Было проведено сравнение экспериментальных функций возбуждения  $\sigma_{CN}(E_i)$  с расчетами, выполненными для потенциалов /7-10/. Оказалось, что все потенциалы одинаково хорошо описывают экспериментальные данные по слиянию легких систем с  $Z_i Z_t \leq 1000$ , но в области более тяжелых систем результаты расчета начинают отклоняться как друг от друга, так и от данных эксперимента /см. рис.2/. Разумным в данной ситуации является уточнение параметров потенциалов /7-10/ исходя из анализа экспериментальных данных. Поскольку процедура определения параметров, наилучшим образом описывающих всю совокупность экспериментальных данных, является весьма трудоемкой, выполним ее только для простейшего потенциала Вудса-Саксона /10/.

2.2.2. Сечения (НН, хн) -реакций как источник информации о слиянии ядер. Стандартный способ определения сечения слияния заключается в регистрации продуктов девозбуждения составного ядра - ядер-остатков, образовавшихся после

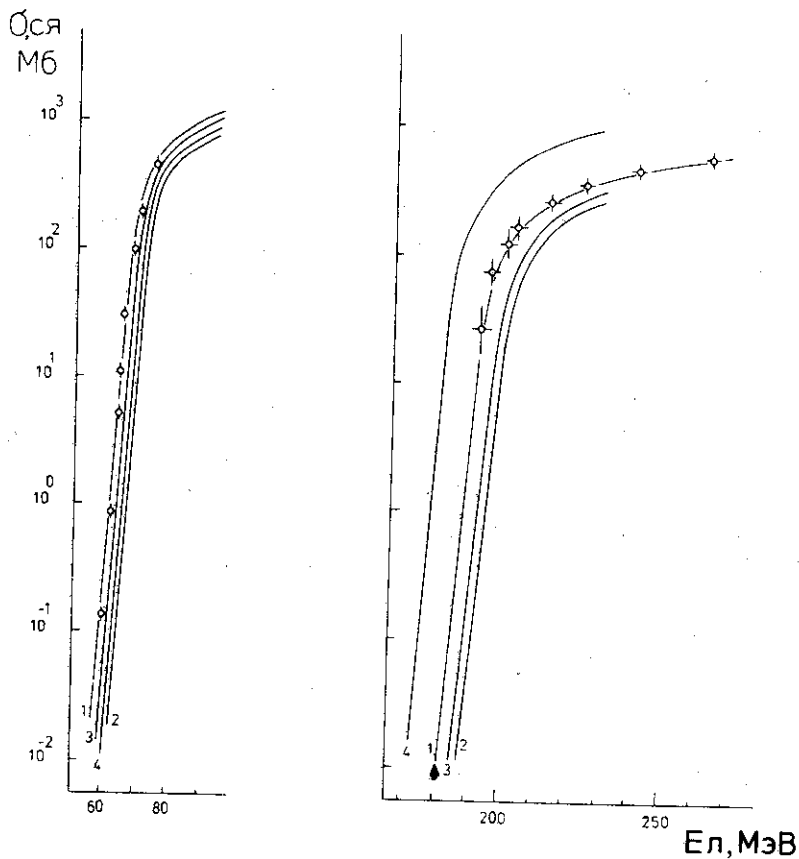


Рис.2. Сечение слияния в зависимости от энергии иона для двух комбинаций мишень-частица: слева -  $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$ , справа -  $^{40}\text{Ag} + ^{208}\text{Pb}$ . Точками показаны экспериментальные данные для реакций  $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$  из работы /21/ и  $^{40}\text{Ag} + ^{208}\text{Pb}$  из работы /22/. Стрелкой отмечена энергия, при которой получена первая экспериментальная точка функции возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ag}, 2n)^{244}\text{Fm}$ . Кривые - результат расчета с различными ядро-ядерными потенциалами: 1 - с потенциалом Вудса-Саксона, 2 - контактным потенциалом, 3 - Yukawa-plus-exponential - потенциалом, 4 - потенциалом Вудса-Саксона с параметрами, определенными из граничных условий модели жидкой капли.

"испарения" различных частиц и после деления. К настоящему времени выполнено много экспериментов для относительно легких комбинаций сталкивающихся ядер, причем в некоторых из них детально исследована зависимость  $\sigma_{CN}(E_i)$  в подбарьерной области энергий. Это обстоятельство и позволило определить параметры потенциалов /7-10/ для легких систем с  $Z_i Z_t \leq 1000$ . Однако для тяжелых комбинаций ион-мишень пока нет прямых экспериментальных измерений  $\sigma_{CN}$  в области малых энергий, что заставляет искать другой способ определения параметров потенциала  $V_\ell(r)$ .

Функции возбуждения и сечения в максимуме функций возбуждения  $\sigma_{xn}^{max}$  реакций с испусканием минимального числа нейтронов представляют собой уникальный источник информации о полном слиянии ядер с  $Z_i Z_t \geq 1000$ . Действительно, с помощью уравнения /1/, в принципе, из экспериментальных сечений  $\sigma_{xn}$  можно определить сечение образования составного ядра. При этом анализ облегчает сильная чувствительность сечений  $2n$ -реакций к величине барьера слияния  $V_{fus}$ , т.е. к параметрам потенциала  $V_\ell(r)$ : изменение  $V_{fus}$  всего на 2-3 МэВ приводит к изменению величины  $\sigma_{2n}$  в несколько раз.

С помощью выражений /1-3, 10/ нами были проанализированы все экспериментальные сечения  $xn$ -реакций с  $1 \leq x \leq 3$ . Наилучшее согласие с экспериментом достигалось вариацией параметра  $d$  потенциала /10/ при фиксированных значениях параметров  $V_0 = -70$  МэВ и  $r_0 = 1,26$  Фм. Определенные таким образом значения  $d$  для каждой комбинации ион-мишень нанесены на рис.3. Здесь же показаны и результаты подгонки данных, полученных методом прямого измерения  $\sigma_{CN}$  для систем с  $Z_i Z_t \leq 1400$ . Видно, что в области  $Z_i Z_t$ , где имеются два типа измерений  $\sigma_{CN}$  и  $\sigma_{xn}$ , результаты анализа функций возбуждения для слияния ядер согласуются друг с другом /получаются одни и те же эмпирические значения параметра  $d$  и, следовательно, одна и та же зависимость  $\sigma_{CN}(E_i)$ . Это является подтверждением корректности процедуры определения сечения слияния  $\sigma_{CN}$  из величины сечений  $xn$ -реакций.

Недавно для тех же реакций  $Ni + Pb$ , для которых были известны сечения  $\sigma_{xn}^{max}$ , в работе /38/ была измерена и энергетическая зависимость сечения симметричного деления  $\sigma_{sf}(E_i)$ . В области малых энергий ионов зависимость  $\sigma_{sf}(E_i)$  описывается тем же потенциалом, что и сечения  $\sigma_{xn}$  /см. рис.4/. Расчеты, наилучшим образом описывающие величины  $\sigma_{xn}$ , столь же хорошо согласуются и с сечениями симметричного деления /рис.4/. Это служит аргументом в пользу того, что при энергии вблизи барьера слияния  $V_{fus}$  в симметричное деление большой вклад дают продукты деления составного ядра.



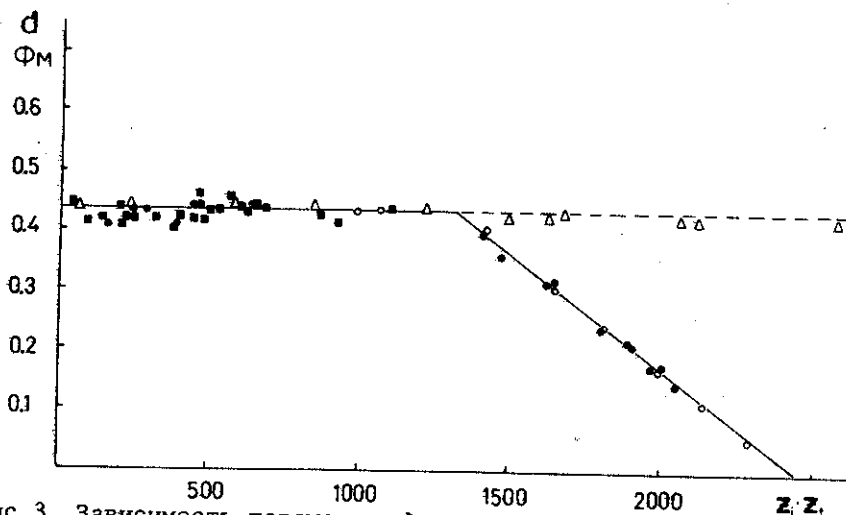


Рис.3. Зависимость параметра  $d$  от величины произведения  $Z_1 Z_2$ . Черные точки - данные, извлеченные из экспериментов /23-26, 5, 7, 28-32/ по измерению  $\sigma_{xp}$ , открытые кружки - из экспериментальных /33/ сечений симметричного деления  $\sigma_{sf}$ , черные квадраты - из сечений  $\sigma_{CN}$ , измеренных в экспериментах /см. ссылки в обзоре /34/, открытые треугольники - данные из экспериментов по упругому рассеянию. Сплошной кривой показана систематика /11/ экспериментальных значений параметра  $d$ , описывающего сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_R$ .

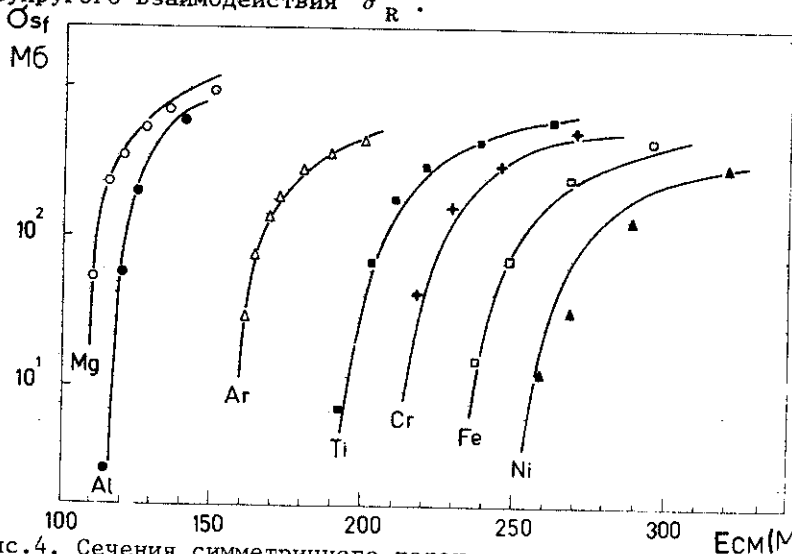


Рис.4. Сечения симметричного деления в зависимости от энергии ионов свинца, бомбардирующих различные ядра-мишени. Точки - экспериментальные данные из работы /33/, кривые - результаты расчета с потенциалом /10/.

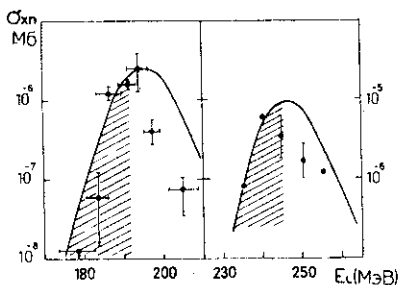


Рис.5. Функции возбуждения реакций  $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Gm}$  /левый рисунок/ и  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Ku}$  /правый рисунок/. Экспериментальные точки взяты из работ /24,35/, кривые - результат расчета. Заштрихована область подбарьерных энергий.

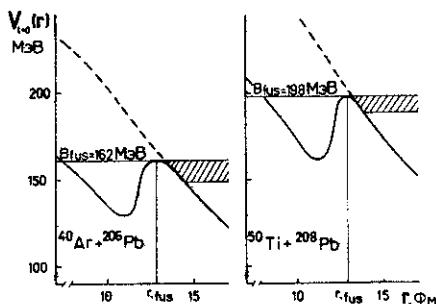


Рис.6. Потенциал  $V(r)$  для лобового столкновения  $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ . Заштрихованная на рис.5 часть функции возбуждения  $2n$ -реакции соответствует подбарьерным энергиям ионов  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{50}\text{Ti}$ /заштрихованная область/. Пунктиром показан вклад кулоновского взаимодействия ядер.

Величина параметра  $d$  у тяжелых систем уменьшается с ростом  $Z_1 Z_2$  по закону

$$d = (0,950 - c \cdot Z_1 Z_2) \text{ Фм}, \quad /11/$$

где  $c = 0,00039$ . Аналогичный вывод об уменьшении величины  $d$  был получен в работе /35/, в которой анализировались данные по упругому рассеянию и слиянию ядер. Физический смысл такого изменения параметров потенциала /10/ рассмотрим позднее; прежде обсудим специфические черты реакций с испусканием минимального числа нейтронов, опираясь на теперь уже достаточно хорошо известный потенциал ядро-ядерного взаимодействия.

2.2.3. Подбарьерный характер реакций с испусканием минимального числа нейтронов. Рассмотрим более детально реакцию  $\text{Pb}(\text{HI}, 2n)$ . На рис.5 показано сравнение экспериментальных сечений реакций  $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Gm}$  и  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Ku}$  с расчетом. Зная параметры потенциала, легко найти высоту барьера слияния /см. рис.6/

$$B_{\text{fus}} = V(r_{\text{fus}}), \quad /12/$$

где радиус слияния  $r_{\text{fus}}$  определяется из условия

$$\left. \frac{dV(r)}{dr} \right|_{r=r_{\text{fus}}} = 0.$$

/13/

Из рис. 5 и 6 видно, что заштрихованная часть функций возбуждения реакций  $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$  и  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, 2n)^{256}\text{Ku}$  соответствует подбарьерным энергиям ионов.

Отметим, что для тяжелых систем способ определения величины  $V_{\text{fus}}$  из данных по сечениям реакций с испусканием минимального числа нейтронов является более точным, чем традиционные методы, основанные на прямом измерении  $\sigma_{\text{CN}}$ . Первая точка в экспериментальной функции возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$  соответствует энергии, при которой сечение образования составного ядра падает в  $10^6$  раз по сравнению с максимальным значением /см. рис. 2/. В обычном же способе определения  $V_{\text{fus}}$  аналогичный диапазон изменения составляет, как правило,  $10^2$  раз.

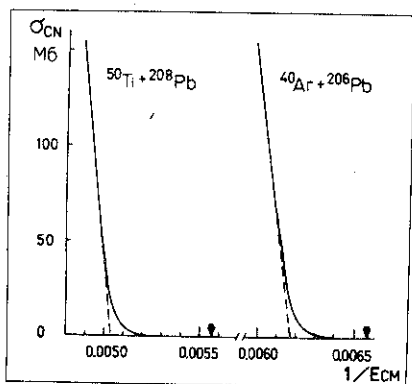
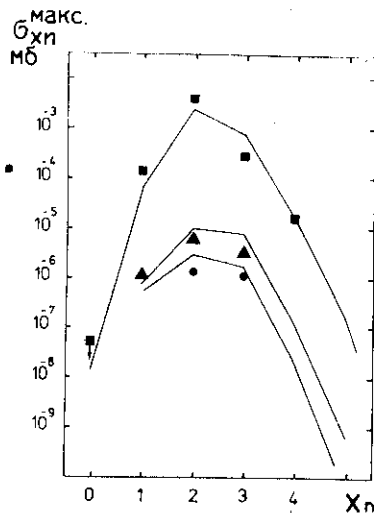


Рис. 8. Сечения в максимуме функций возбуждения для реакций  $^{208}\text{Pb}(^{\text{H}}, \text{xn})$ . Значками

■ отмечены экспериментальные значения  $\sigma_{\text{xn}}^{\text{max}}$  для ионов  $^{48}\text{Ca}/37,26/$ , ▲ - для ионов  $^{50}\text{Ti}/45,35/$ , ● - для ионов  $^{54}\text{Cr}/7/$ . Расчетные точки соединены прямыми для наглядности.

Рис. 7. Отклонение квантовомеханических расчетов сечения слияния /сплошная линия/ от классической зависимости /14/ /пунктир/. Стрелками отмечены энергии первых экспериментальных точек функций возбуждения реакций  $^{40}\text{Ar}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{244}\text{Fm}$  и  $^{50}\text{Ti}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{256}\text{Ku}$ .



Как видно из рис. 7, в области энергий, которая соответствует  $2n$ -реакции, начинают проявляться эффекты проникаемости барьера  $V_l(r)$ , что приводит к отклонению сечения от классической зависимости

$$\sigma_{CN}(E_i) = \pi r_{fus}^2 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3}) (1 - V_{fus} / E_{CM}^i) \quad /14/$$

Недавно такое отклонение для легких систем было обнаружено экспериментально в работе /36/.

Таким образом,  $2n$ -реакции в рассматриваемой здесь области масс  $A_i$  и  $A_t$  являются подбарьерными. Поэтому из анализа таких данных можно получить сведения не только о высоте барьера слияния, но и о его форме, определяющей величину коэффициентов прохождения  $T_l^*$ .

2.2.4. Наименьшее значение  $x$ . Возникает вопрос, как можно перейти к образованию еще более "холодных" ядер, т.е. к реакции  $(HI, 1n)$ . Прямой путь связан с дальнейшим уходом в область подбарьерных энергий. Однако это влечет за собой сильное уменьшение проницаемости барьера взаимодействия и, следовательно, сильное уменьшение сечения  $1n$ -реакции. Более эффективным является использование реакций с меньшим значением  $E_{min}^*$ . Так, у оптимальных реакций уменьшение величины  $Q$  при переходе к более тяжелым системам опережает рост барьера слияния  $V_{fus}$ , в результате чего значение  $E_{min}^*$  уменьшается /речь идет об изменении  $A_i$  на сравнительно малую величину; область очень тяжелых ионов здесь не рассматривается/. Поэтому сечение  $2n$ -реакции начинает превышать сечение  $3n$ -реакции, а сечение  $1n$ -реакции становится сравнимым /29/ с сечением  $2n$ -реакции уже во взаимодействии  $^{50}Ti + ^{208}Pb$  /см. рис.8/. Образование "холодных" составных ядер, снимающих свое возбуждение испусканием одного нейтрона, недавно было обнаружено /28/ и во взаимодействии ионов  $^{50}Ti$  и  $^{54}Cr$  с ядрами  $^{209}Bi$ .

На фоне этой тенденции выделяются реакции слияния ионов  $^{48}Ca$  с ядрами  $Pb$ , в которых оболочечные эффекты проявляются не только в ядре-мишени, но и в налетающем ядре. Поэтому здесь сечение  $1n$ -реакции достигает величины  $10^{-31} \text{ см}^2$  /27/. Сечения  $1n$ -реакции на соседних мишенях  $Tl$  и  $Bi$  превышают величину  $10^{-32} \text{ см}^2$  /27/. Столь большие значения  $\sigma_{1n}^{max}$  позволяют надеяться на возможность обнаружения процесса радиационного захвата тяжелого иона ядром-мишенью. Расчетное /12/ сечение  $\sigma_{0n}^{max} \sim 4 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$  радиационного захвата иона  $^{48}Ca$  ядром  $^{208}Pb$  не противоречит экспериментальному верхнему пределу.

\*Следует отметить, что в области столь малых энергий иона метод перевернутой параболы /15/ может оказаться недостаточно точным. Замена изображенного на рис.6 потенциала перевернутой параболой делает барьер более узким и, следовательно, завышает расчетные значения коэффициентов прохождения  $T_l$ .

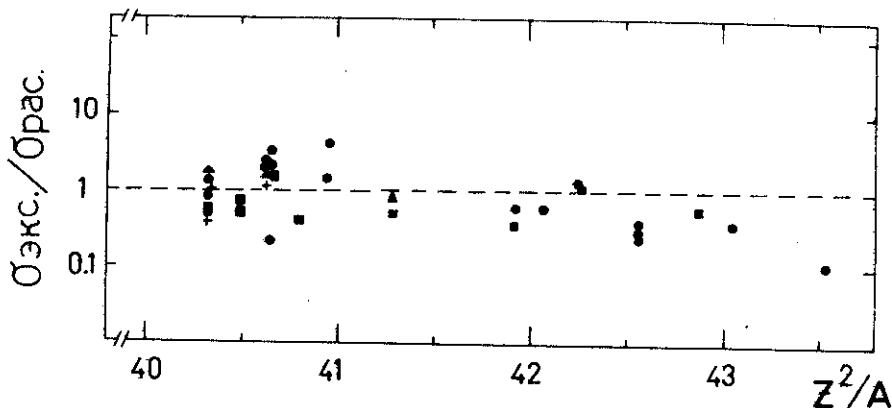


Рис.9. Отношение расчетных и экспериментальных сечений  $xn$ -реакций в зависимости от  $Z^2/A$  составного ядра.

2.2.5. Возможности синтеза изотопов с  $100 \leq Z \leq 108$  и  $135 \leq N \leq 160$  в реакциях полного слияния ионов  $Ag \div Fe$  с мишенями из Hg, Tl, Pb, Bi. Изложенный здесь полуэмпирический способ расчета неплохо описывает экспериментальные сечения  $xn$ -реакций /см. рис.9 и табл.1/. Поэтому его можно использовать для оценки возможностей синтеза трансфермиевых элементов в  $(HI, xn)$ -реакциях. Из изображенного на рис.10 фрагмента карты изотопов видно, что метод синтеза, в котором мишени из Hg, Tl, Pb и Bi облучаются ионами от Ag до Fe, является весьма перспективным. В ядерных реакциях, сопровождающихся испусканием из составного ядра  $x \leq 3$  нейтронов, можно синтезировать и изучать свойства нейтронодефицитных изотопов в широкой области  $100 \leq Z \leq 108$  и  $135 \leq N \leq 160$ . В табл.2 приведены результаты расчетов  $\sigma_{xn}^{max}$  для некоторых благоприятных реакций, приводящих к образованию новых изотопов 100-106-го элементов.

Следует отметить еще одну особенность метода, проявляющуюся в сильной чувствительности сечений к изотопному составу мишени и пучка ионов. Так, применение вместо наиболее распространенных изотопов редких нейтронообогащенных, дающих меньшую величину  $Q$ , может в ряде случаев увеличить сечения  $1n$ - и  $2n$ -реакций в 10-100 раз. Это предъявляет высокие требования к выбору оптимальной реакции синтеза. Вместе с тем такая высокая избирательность метода существенно облегчает задачу идентификации полученного изотопа.

Таблица 1

Сечения  $\chi$ n-реакций

	Реакция	$\sigma_{\chi n}^{\text{max}}$ , мб	$\sigma_{\text{расч.}}$ , мб	Ссылки
1	$^{204}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{242}\text{Fm}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$	23
2	$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{242}\text{Fm}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$8,2 \cdot 10^{-8}$	23
3	$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	23
4	$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$	$(2,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	24
5	$^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{244}\text{Fm}$	$(4,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	24
6	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	25
7	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{245}\text{Fm}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	25
8	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{244}\text{Fm}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	25
9	$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{243}\text{Fm}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	25
10	$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{244}\text{Fm}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	25
11	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{245}\text{Fm}$	$(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	26
12	$^{209}\text{Bi}(^{37}\text{Cl}, 2n)^{244}\text{Fm}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-7}$	5
13	$^{207}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{244}\text{Fm}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	5
14	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{244}\text{Fm}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	5
15	$^{208}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 2n)^{246}\text{Fm}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	5
16	$^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{252}\text{Md}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	27
17	$^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{250}\text{Md}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$7,9 \cdot 10^{-4}$	27
18	$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}_{102}$	$(3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	26
19	$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{252}_{102}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	27
20	$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}_{102}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	27
21	$^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}_{102}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	27
22	$^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{252}_{102}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	28
23	$^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{252}_{102}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	28
24	$^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{256}_{103}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	27
25	$^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{254}_{103}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	27

Таблица 1 /продолжение/

Реакция				
26	$^{206}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{254}\text{Ku}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	23
27	$^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{256}\text{Ku}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$	29
28	$^{206}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 3n)^{253}\text{Ku}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	30
29	$^{207}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{255}\text{Ku}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-6}$	5
30	$^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 3n)^{255}\text{Ku}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$8,4 \cdot 10^{-6}$	5
31	$^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{257}_{105}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$	32
32	$^{208}\text{Pb}(^{51}\text{V}, 2n)^{257}_{105}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	32
33	$^{205}\text{Tl}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{257}_{105}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	32
34	$^{207}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{259}_{106}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	7
35	$^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 3n)^{259}_{106}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	31
36	$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}_{107}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	31

Таблица 2

Сечения образования новых изотопов 100-106-го элементов

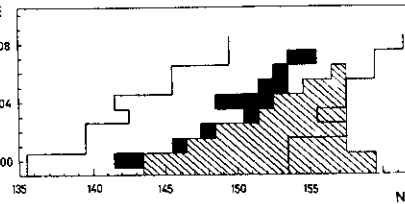
Реакция	$\sigma_{\text{хп}}, \text{мб}$	Реакция	$\sigma_{\text{хп}}, \text{мб}$
$^{206}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{243}\text{Fm}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$^{205}\text{Tl}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{253}_{103}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$
$^{198}\text{Hg}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{243}\text{Fm}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$^{209}\text{Bi}(^{46}\text{Ca}, 3n)^{252}_{103}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
$^{204}\text{Pb}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{241}\text{Fm}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$^{203}\text{Tl}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{251}_{103}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$
$^{196}\text{Hg}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{241}\text{Fm}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$^{203}\text{Tl}(^{50}\text{Tl}, 3n)^{250}_{103}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
$^{203}\text{Tl}(^{46}\text{Ca}, 2n)^{247}\text{Md}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$^{204}\text{Pb}(^{50}\text{Tl}, 2n)^{252}\text{Ku}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$
$^{209}\text{Bi}(^{40}\text{Ar}, 3n)^{246}\text{Md}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Tl}, 3n)^{256}_{105}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$
$^{203}\text{Tl}(^{46}\text{Ca}, 3n)^{246}\text{Md}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$^{204}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{257}_{106}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$
$^{207}\text{Pb}(^{41}\text{K}, 3n)^{245}\text{Md}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$^{204}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{256}_{106}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$
$^{203}\text{Tl}(^{44}\text{Ca}, 3n)^{244}\text{Md}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$^{204}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 3n)^{255}_{106}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$
$^{204}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{249}_{102}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$^{206}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{258}_{106}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$^{204}\text{Pb}(^{46}\text{Ca}, 2n)^{248}_{102}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{261}_{106}$	$5,0 \cdot 10^{-7}$
$^{204}\text{Pb}(^{46}\text{Ca}, 3n)^{247}_{102}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{260}_{106}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$
$^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{254}_{103}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$		

Таблица 3

Сечения образования изотопов 107-го и 108-го элементов

Реакция	$\sigma_{xn}$ , мб	Реакция	$\sigma_{xn}$ , мб
$^{249}\text{Bk}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{267}\text{107}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$	$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 1n)^{265}\text{108}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 1n)^{262}\text{107}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 2n)^{264}\text{108}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$
$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}\text{107}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$^{226}\text{Ra}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{271}\text{108}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$^{249}\text{Cf}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{267}\text{108}$	$8,0 \cdot 10^{-8}$	$^{226}\text{Ra}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{270}\text{108}$	$8,0 \cdot 10^{-7}$

Рис. 10. Фрагмент карты изотопов.  $Z$   
 Сплошной кривой показана граница области изотопов, которые могут быть получены при облучении мишеней из Hg, Tl, Pb и Bi ионами от Ag до Fe в реакциях (n1, 2n, 3n). Черным цветом отмечены изотопы, уже синтезированные новым методом. Заштрихована область уже известных изотопов.



В табл. 3 даны сечения образования изотопов 107-го и 108-го элементов, которые в реакциях  $^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}\text{107}$  и  $^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, 2n)^{264}\text{108}$  составляют величину  $10^{-33}$  см<sup>2</sup>. Поскольку образующиеся при этом изотопы являются нейтронодефицитными и имеют малые значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , выходы 2n-реакций оказываются сравнимыми с выходами более тяжелых изотопов 107-го и 108-го элементов в реакциях  $^{249}\text{Bk}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{267}\text{107}$  и  $^{249}\text{Cf}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{267}\text{108}$ .

2.3. Энергетический сдвиг между барьером взаимодействия  $V_{int}$  и барьером слияния  $V_{fus}$ : ограничение на синтез ТЭ с использованием свинцовой мишени. Эмпирические значения параметра  $d$  потенциала  $V_l(x)$ , который описывает слияние ядер, уменьшаются с ростом  $Z_i Z_t$ . В то же время параметры потенциала, описывающие энергетическую зависимость сечения реакции  $\sigma_R$ , извлеченные из экспериментов по упругому рассеянию, остаются постоянными во всем исследованном диапазоне  $Z_i Z_t$  /см. рис. 3/. Отсюда следует, что у систем с  $Z_i Z_t \geq 1500$  величина барьера слияния  $V_{fus}$  превышает



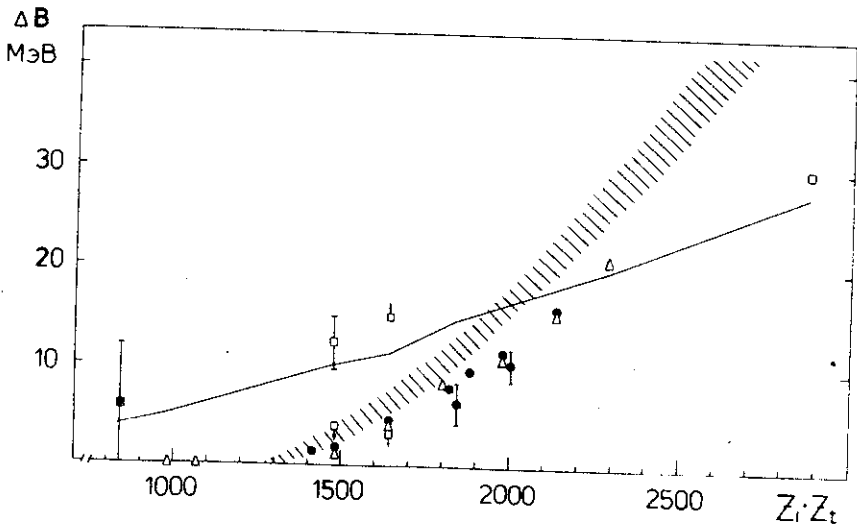


Рис.11. Зависимость величины сдвига  $\Delta B$  от произведения  $Z_i Z_t$ . Значком  $\blacksquare$  показано значение  $\Delta B$  для реакции  $^{40}\text{Ag} + \text{Ag}$ , определенное путем измерения  $\sigma_R$  и  $\sigma_{CN}^{/38/}$ . Значками  $\square$  отмечены экспериментальные данные для реакций  $^{40}\text{Ag} + ^{208}\text{Pb} /22,26/$ ,  $^{40}\text{Ag} + ^{238}\text{U} /22,39/$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} /26/$ ,  $^{76}\text{Ge} + ^{232}\text{Th} /40/$ , полученные путем измерения  $\sigma_{II}$  и  $\sigma_{sf}$ . Значения сдвигов, извлеченные из данных по  $\sigma_{xp}$  и  $\sigma_{sf} / \text{см.}$  ссылки к рис.3/ с помощью изложенного в данной работе способа, изображены значками  $\bullet$  и  $\Delta$  соответственно. Сплошная линия - расчет по модели Басса  $^{/44/}$ , заштрихованная область - расчет по модели Святецкого  $^{/42/}$ .

величину барьера взаимодействия  $V_{int}$ . Энергетический сдвиг  $\Delta B = V_{fus} - V_{int}$ , определенный из эмпирических значений параметров потенциалов  $d_{CN} = 0,950 - cZ_i Z_t$  и  $d_R = 0,44 \text{ Фм}$ , увеличивается с ростом произведения  $Z_i Z_t$  /см. рис.11/.

Рассмотрим, как согласуются значения сдвига  $\Delta B$ , извлеченные из анализа сечений  $\sigma_{xp}$ , с экспериментальными данными, которые были получены другими методами. Наиболее надежным из них является метод одновременного измерения сечения упругого рассеяния /следовательно, сечения реакции  $\sigma_R$ / и сечения полного слияния  $\sigma_{CN}$  для одной и той же реакции. Однако таким способом измерен сдвиг только для одной сравнительно легкой системы  $\text{Ag} + \text{Ag} /38/$ . Развитие этого метода /увеличение точности и распространение в область  $Z_i Z_t > 1000$  / представляет несомненный интерес.

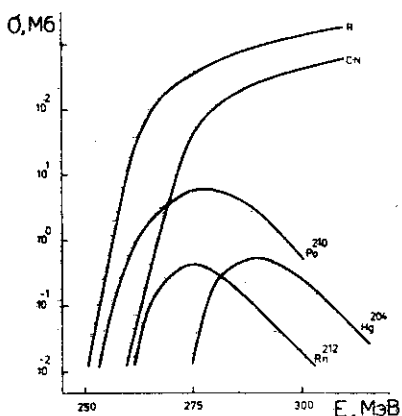


Рис.12. Зависимость сечений реакции  $\sigma_R$ , слияния  $\sigma_{CN}$  и сечений образования продуктов реакции передачи определенного числа нуклонов от энергии иона /без учета деления/ для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ .

В области тяжелых систем широкое распространение получил метод определения  $\Delta V$  путем измерения сечений выхода продуктов реакций передачи /например, продуктов асимметричного деления ядра-мишени/ и продуктов распада образовавшегося составного ядра /например, его симметричного деления/. Полученные ранее разными группами значения  $\Delta V$  не согласуются друг с другом /см. рис.11/. Это объясняется тем, что энергетическая зависимость сечения реакции передачи  $\sigma_{tr}$  определенного числа нуклонов не совпадает с энергетической зависимостью  $\sigma_R(E_i)$ . Как показано в работах /43,44/, порог реакции передачи  $V_{tr}$  зависит от величины  $Q_{qq} = M_i + M_t - M_3 - M_4$ , которая определяется массами начальных и конечных продуктов реакции. Расчеты, выполненные методом, который описан в работе /43/, показывают, что это приводит к большому сдвигу по энергии  $E$  функций возбуждения для образования продуктов реакций передачи разного числа нуклонов /см. рис.12/ и вносит тем самым самую большую неопределенность в величину  $\Delta V$ .

Объяснение существования энергетического сдвига  $\Delta V$  лежит за рамками простого статического потенциального подхода. Чтобы получить сдвиг  $\Delta V$ , в этот подход необходимо ввести дополнительное условие, согласно которому слияние ядер может произойти только тогда, когда они сближаются на некоторое критическое расстояние  $r_{cr} (A_i^{1/3} + A_t^{1/3})^{41/}$ . Но и такая модификация подхода является искусственной, потому что сложный процесс слияния здесь описывается лишь с помощью одной переменной  $r$  - расстояния между центрами взаимодействующих ядер. Более последовательными являются развитые в работах /42, 45/ подходы, которые рассматривают эволюцию формы гантелеобразной промежуточной двойной ядерной системы. В таком динамическом подходе для того, чтобы два ядра слились, начиная с некоторого значения  $Z_i Z_t$ , им необходимо придать дополнительную энергию над

барьером взаимодействия<sup>/42/</sup>. Неудивительно, что этот подход лучше согласуется с эмпирическими значениями  $\Delta B$ , чем упрощенное описание, приведенное в работе Басса<sup>/41/</sup>.

Эффект дополнительного увеличения  $V_{fus}$  будет приводить к увеличению  $E_{min}^*$  и к подавлению сечений  $2n$ -и особенно  $1n$ -реакций. Так, уже в реакции  $Fe + Pb$  повышение  $V_{fus}$  может достигнуть 15-20 МэВ, а в реакции  $Ni + Pb$  - 20-30 МэВ. Тем самым возникает ограничение на продвижение в область СТЭ путем дальнейшего увеличения массы иона. Поскольку расчеты<sup>/42/</sup> еще недостаточно точны, в ответе на вопрос, как далеко можно продвинуться в область ТЭ путем образования "холодных" составных ядер в реакциях слияния ионов со свинцовой мишенью, важную роль должны играть эксперименты с ионами тяжелее Fe.

### 3. ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Как видно из предыдущего раздела, необходимость сообщить ядрам дополнительную энергию над барьером взаимодействия может не позволить получать "холодные" составные ядра при симметричном слиянии. Но остается возможность синтеза СТЭ при резко асимметричном слиянии /когда  $A_1 \ll A_2$  /, для которого модель<sup>/42/</sup> дает малую величину сдвига  $\Delta B$ .

Вследствие ограничений на массу бомбардирующего иона и также ввиду необходимости получения максимально обогащенного нейтронами ядра СТЭ вопрос выбора наиболее эффективной реакции слияния решается просто. Наиболее нейтронообогащенные ядра СТЭ можно получить при слиянии ядра  $^{48}Ca$  с мишенями из  $^{238}U$ ,  $^{244}Pu$ ,  $^{245}Am$ ,  $^{246}Cm$ ,  $^{249}Bk$ ,  $^{249}Cf$ . Расчеты по модели<sup>/42/</sup> показывают, что энергетический сдвиг для такого асимметричного слияния мал:  $\Delta B < 10$  МэВ. Так как для рассматриваемых систем значения  $Z_1 Z_2 = 1840-1960$  лежат в области, где параметры ядерного потенциала надежно определены из экспериментов по измерению сечений реакций  $^{40}Ar$ ,  $^{48}Ca$ ,  $^{50}Ti$ ,  $^{54}Cr + Pb$ , можно с достаточной точностью вычислить энергетическую зависимость сечения слияния ионов  $^{48}Ca$  с трансурановыми ядрами-мишенями. Дополнительную уверенность в надежности расчетов дает близость разных потенциалов для взаимодействия  $^{48}Ca + ^{248}Cm$ ,  $^{249}Cf$ . На рис. 13 кроме потенциалов /7-10/, параметры которых были определены из анализа экспериментальных данных по сечениям слияния, показаны также последние теоретические потенциалы, полученные путем расчетов по методу Хартри-Фока<sup>/46/</sup> и на основе формализма плотности энергии<sup>/47/</sup>. Барьеры слияния  $V_{fus}$  для всех потенциалов, кроме потенциала Вильчинских<sup>/20/</sup>, согласуются друг с другом с точностью до нескольких МэВ.

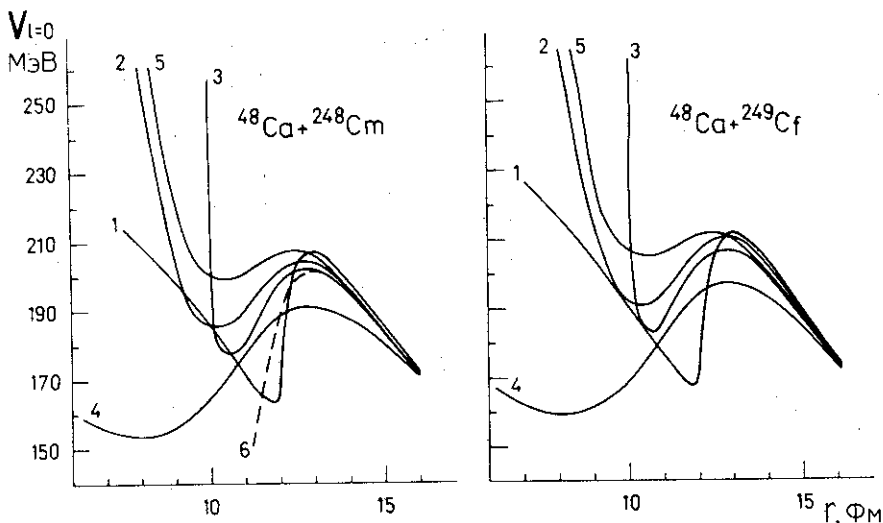


Рис. 13. Потенциалы взаимодействия для комбинаций  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  /слева/ и  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$  /справа/. Расчеты выполнены с использованием следующих потенциалов взаимодействия: 1/ - Вудса-Саксона /формула /10//; 2/ - контактного потенциала /формула /7//; 3/ Укава-плюс-экспоненциала потенциала /формула /8//; 4/ модифицированного потенциала Вудса-Саксона /формула /9//; 5/ потенциала, полученного на основе формулы плотности энергии /47/; 6/ потенциала, полученного методом Хартри-Фока /46/.

С точки зрения получения слабозбужденных составных ядер наиболее благоприятной является реакция  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ . Здесь можно надеяться на образование составных ядер с энергией возбуждения  $E^* \approx 10-20$  МэВ, которые будут переходить в основное состояние, испуская 1-2 нейтрона /см. рис. 14/.

В последнее время был обнаружен ряд эффектов, которые могли бы благоприятствовать образованию еще более "холодных" сверхтяжелых ядер. В отдельных комбинациях ион-мишень наблюдалось усиление подбарьерного слияния /см. обзор /48//. Оказалось, что кроме известного эффекта статической деформации значительно более важную роль в увеличении сечения слияния могут играть разнообразные динамические эффекты: динамическая деформация /18, 49, 50, 51/, нулевые колебания /52, 53/, образование шейки /21, 51, 54, 55/, обмен валентными нейтронами /56/ и т.д. Чтобы описать сечения слияния в таких необычных комбинациях

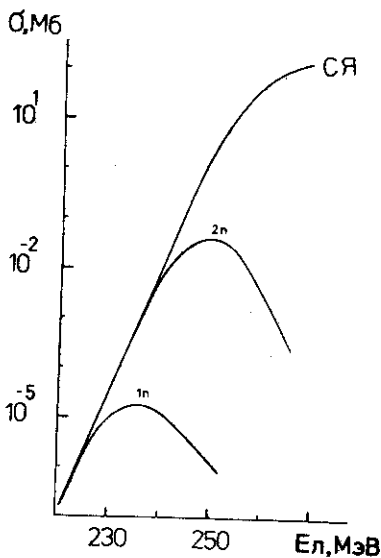
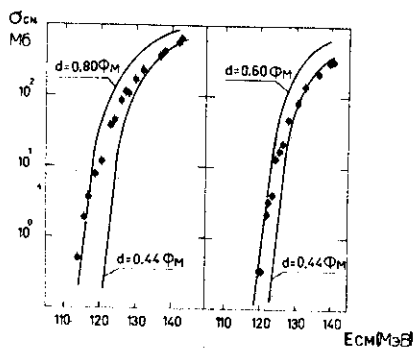


Рис.14. Энергетическая зависимость сечения слияния  $\sigma_{СЯ}$  и сечений  $\sigma_{хп}$  /без учета конкуренции с делением/ для взаимодействия  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ .

Рис.15. Сечения слияния ионов  $^{40}\text{Ar}$  с изотопами Sm. Экспериментальные точки взяты из работы [21]. Кривые - расчет с потенциалом /10/ со значениями параметра  $d$ , указанными на рисунке.



ион-мишень с помощью потенциала /10/, необходимо взять существенно большие значения параметра  $d$ , чем использованные в данной работе /см. рис.15/. В свою очередь, это привело бы к росту расчетных сечений образования ТЭ и СТЭ.

К сожалению, пока проведены лишь первые несистематические исследования влияния динамических эффектов на процесс подбарьерного слияния легких систем. Распространение таких исследований на тяжелые системы имеет важное значение для выявления дополнительных возможностей образования СТЭ в реакциях подбарьерного слияния ядер.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование ядерных реакций с тяжелыми ионами, приводящих к образованию "холодных" составных ядер, позволяет синтезировать многие изотопы тяжелых элементов и изучать их свойства. Реакции с испусканием минимального числа нейтронов являются уникальным инструментом для исследования слияния ядер. Подбарьерный характер таких реакций дает возможность получить новые сведения о высоте и форме барьера, о величине энергетического сдвига между порогами слияния и неупругого взаимодействия.

Рост дополнительной энергии с увеличением  $Z_i Z_t$ , которую необходимо придать бомбардирующему иону для осуществления реакции слияния, по-видимому, будет препятствовать продвижению в область СТЭ путем слияния магических ядер свинца с ионами тяжелее никеля. Для синтеза СТЭ наиболее приемлемым /и, по-видимому, единственно возможным/ является слияние ионов  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$  и  $^{54}\text{Cr}$  с трансурановыми ядрами-мишенями. Из анализа сечений реакций  $\text{Ag}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $\text{Ti}$ ,  $\text{Cr} + \text{Pb}$ ,  $\text{Bi}$  следует, что при слиянии ионов  $^{48}\text{Ca}$  с тяжелыми ядрами можно ожидать образования слабозбужденных составных ядер, переходящих в основное состояние после эмиссии 1 или 2 нейтронов.

К настоящему времени уже выполнены эксперименты /57-62/ по синтезу СТЭ во всех рассматриваемых здесь перспективных реакциях за исключением реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ . Во всех экспериментах получены лишь верхние пределы  $\sigma_{\text{СТЭ}} < 10^{-84} - 10^{-85} \text{ см}^2$ . Хотя значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  для СТЭ неизвестны, вряд ли они могут оказаться меньше  $10^{-3}$ . Поэтому ненаблюдение СТЭ в экспериментах /57-62/ скорее всего указывает на то, что свойства сверхтяжелых ядер могут отличаться от ожидаемых.

Это выдвигает на первый план другой аспект проблемы искусственного синтеза СТЭ, связанный с их свойствами. Решение проблемы требует систематического детального исследования проявления оболочечных эффектов в широком диапазоне изменения значений  $A$ ,  $Z$ , энергий возбуждения и угловых моментов тяжелых ядер.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову за поддержку данной работы, а также А.Г.Демину за многочисленные дискуссии и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. Pure and Appl.Chem., 1981, 53, No.5, p.962.
2. Moretto L.G. Nucl.Phys., 1972, A180, p.337.
3. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1975, A239, p.353.
4. Chepigin V.I. et al. Nucl.Phys., 1975, A255, p.509.
5. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1975, A239, p.157; ibid, p.353.
6. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1976, A273, p.505.
7. Оганесян Ю.Ц. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с.580.
8. Münzenberg G. et al. In: Proc. Int.Symp.On Synthesis and Properties of New Elements.D7-80-556, Dubna, 1980, p.27.
9. Sikkeland T. et al. Phys.Rev., 1968, 169, p.1000; Phys. Rev., 1968, 172, p.1232.
10. Ильинов А.С. и др. ОИЯИ, P7-7108, Дубна, 1973.

11. Барашенков В.С. и др. ЭЧАЯ, 1975, 5, с.479.
12. Ильинов А.С. и др. ЯФ, 1981, 33, вып.4, с.997.
13. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. В кн.: Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. Д7-80-556, Дубна, 1980, с.30.
14. Ильинов А.С., Черепанов А.Е. Препринт ИЯИ П-0090, М., 1978.
15. Hill D., Wheeler T.A. Phys.Rev., 1952, 89, p.1102.
16. Birkelund J.R. et al. Phys.Rep., 1979, 56, No.3.
17. Blocki J. et al. Ann.Phys., 1977, 105, p.427.
18. Vaz L.C., Alexander J.M. Phys.Rev., 1978, C18, p.2152.
19. Krape H.J. et al. Phys.Rev., 1979, 20, p.992.
20. Sivek-Wilczynska K., Wilczynski J. Phys.Lett., 1978, B47, p.313.
21. Stokstad R.G. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.2427; Z.Phys., 1980, A295, p.269.
22. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, P7-7863, Дубна, 1974.
23. Cherigin V.I. et al. JINR, E15-9064, Dubna, 1975.
24. Gaeggeler H.G. et al. Z.Phys., 1979, A289, p.415.
25. Münzenberg G. et al. Jahresbericht, 1978, GSI-79-11, p.68.
26. Nitchke et al. Nucl.Phys., 1979, A313, p.236.
27. Oganessian Yu.Ts. Int.Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Jülich, 1979, IAEA-SM/241-131, p.32.
28. Flerov G.N. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p.359.
29. Münzenberg G. et al. Jahresbericht, 1979, Darmstadt, 1980.
30. Flerov G.N. 3rd Int.Conf. on Nuclei Far from Stability, Corsica, France, CERN-76-13, p.542.
31. Букланов Г.В. и др. ОИЯИ, P7-12762, Дубна, 1976.
32. Oganessian Yu.Ts. et al. JINR, D7-9866, Dubna, 1976.
33. Sann H. et al. Int.Conf.on Nucl.Phys., Berkeley, August 24-30, 1980.
34. Birkelund J.R. et al. Phys.Rep., 1979, 56, No.3, p.107.
35. Münzenberg G. et al. Jahresbericht, 1980, Darmstadt, 1981.
36. Kovar D.G. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p.1305.
37. Flerov G.N. et al. Nucl.Phys., 1979, A267, p.359.
38. Britt H.C. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.1483.
39. M. de Saint-Simon et al. Preprint LBL-7114, Berkeley, 1977.
40. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, P7-7391, Дубна, 1973.
41. Bass R. Phys.Lett., 1973, B47, p.139; Nucl.Phys., 1974, A231, p.45.
42. Swiatecki W.J. Preprint LBL-10911, Berkeley, 1980.
43. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. Д7-80-566, Дубна, 1980, с.29.
44. Gardes D. et al. Journ.de Phys.Lett., 1975, 36, p.59.
45. Sierk A.J., Nix J.R. In: Proc. Third.Symp.on Phys. and

Chem. of Fission, Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974.  
Paper IAEA/SM-174/74.

46. Pomorski K., Dietrich K. Z.Phys., 1980, A295, p.335.
47. Ngo H., Ngo Ch. Nucl.Phys., 1980, A348, p.140; Ngo Ch. Lectures given at the PREDIAL Int. Sum.School, Roumania, 1980.
48. Vaz L.C. et al. Phys.Rep., 1981, 69, p.373.
49. Vaz L.C., Alexander J.M. Phys.Rev., 1978, C18, p.833.
50. Delagrange H. et al. Phys.Rev., 1979, 20C, p.1731.
51. Sikora B. et al. Phys.Rev., 1979, 20C, p.2219.
52. Kodama P. et al. Phys.Rev., 1978, 17C, p.111.
53. Esbensen H. Nucl.Phys., 1981, A352, p.147.
54. Stokstad R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.465.
55. Sikora B. et al. Phys.Rev., 1980, 21C, p.614.
56. Beckerman M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1472.
57. Hussein M.S. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.772.
58. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1978, A294, p.213.
59. Тер-Акопян Г.М. и др. ЯФ, 1979, 29, с.608.
60. Hulet E.K. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.385.
61. Otto R.J. et al. J.Inorg.Nucl.Chem., 1978, 40, p.589.
62. Illige J.D. et al. Phys.Lett., 1978, B78, p.209.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 августа 1981 года.