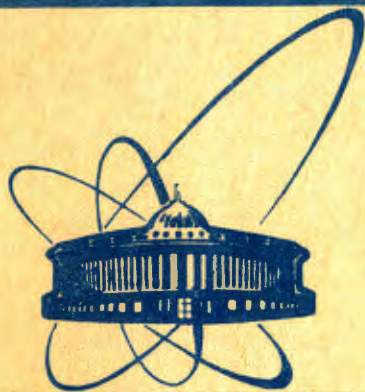


84-68



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P7-84-68

А.С.Ильинов*, Е.А.Черепанов

РАСПАД ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТАВНЫХ ЯДЕР:
СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

* Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, реакция полного слияния ядер представляет собой предельный случай неупругого ядро-ядерного взаимодействия, когда образовавшемуся составному ядру полностью передаются импульс, угловой момент и энергия налетающей частицы. Поэтому реакции с образованием составного ядра традиционно привлекались не только для изучения механизма ядро-ядерного взаимодействия, но и для исследования свойств ядер, имеющих аномальные значения чисел нейтронов N и протонов Z , углового момента I и энергии возбуждения E^* . Данная работа посвящена одному из направлений, принадлежащих этому широкому полю деятельности, а именно - изучению распада и свойств высоковозбужденных ядер. При больших возбуждениях $E^* \sim 100$ МэВ невозможно теоретически рассматривать свойства отдельных ядерных состояний. Кроме того, в этом случае в эксперименте можно получить лишь информацию о структуре ядра, усредненную по большому числу состояний. В силу этих обстоятельств в качестве основы для анализа экспериментальных данных естественно взять статистический подход. Цель работы - в рамках статистической модели проанализировать имеющиеся экспериментальные данные по распаду высоковозбужденных $10 \leq E^* \leq 150$ МэВ/ составных ядер, образовавшихся в реакциях полного слияния, рассмотреть характерные "тепловые" эффекты, которые проявляются при сильном "нагревании" ядра, определить пределы применимости статистической модели, основанной на концепции составного ядра.

2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПАДА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

В настоящее время существуют различные модификации статистической модели /см., например, монографию^{/1/}, которая используется для описания распада составного ядра. Учитывая, что в реакциях с тяжелыми ионами образовавшиеся составные ядра имеют большой угловой момент $I \gg 1\hbar$, выберем квазиклассическую формулировку^{/2/} этой модели, в которой пренебрегают спинами S испущенных частиц, а угловые моменты начального I_{II}^+ и конечного I_k^- ядер, а также орбитальный момент \vec{l} частицы рассматривают как классические векторы. Тогда вероятность эмиссии в единицу времени частицы с энергией E_ν и с моментом \vec{l} в направлении \vec{n}

из составного ядра с угловым моментом \vec{I}_H и энергией возбуждения E_H^* имеет вид ^{/2/}:

$$P_I^{\rightarrow}(\vec{\ell}, \vec{n}, E_\nu) = (2S_\nu + 1) \frac{\mu_\nu E_\nu}{\pi^2 \hbar^2} \frac{\rho_K(E_K^*, \vec{I}_K)}{\rho_H(E_H^*, \vec{I}_H)} d\sigma_{inv}(\vec{\ell}, \vec{n}, E_\nu). \quad /1/$$

Здесь обратное сечение захвата частицы с орбитальным моментом $-\vec{\ell}$, влетающей в ядро в направлении $-\vec{n}$, определяется выражением

$$\sigma_{inv}(\vec{\ell}, \vec{n}, E_\nu) = \lambda_\nu^2 T_\nu(\ell, E_\nu) \cdot \delta(\vec{n} \vec{\ell}). \quad /2/$$

В /1/, /2/ индексом ν обозначен тип испускаемой частицы ($\nu = n, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$), μ - ее приведенная масса, λ - дебройлевская длина волны, T - коэффициент прохождения, $E_K^* = E_H^* - E_\nu - V_\nu$ - энергия возбуждения остаточного ядра, V_ν - энергия связи частицы. Плотность уровней остаточного ядра вычисляется с учетом закона сохранения углового момента

$$\rho_K(\vec{I}_K) = \int \rho_H(\vec{I}_H) \cdot \delta^3(\vec{\ell} + \vec{I}_K - \vec{I}_H) d^3 \vec{I}_H. \quad /3/$$

При этом зависимость плотности состояний от углового момента определяется соотношением ^{/1/} $\rho(E^*, I) = \rho(U, 0)$, где $U = E^* - E_R$ и $E_R = \hbar^2 I(I+1)/2\theta$ - "тепловая" и вращательная энергии ядра, θ - момент инерции ядра.

Интегрируя уравнение /1/ по соответствующим переменным, можно получить выражения для энергетического спектра, углового распределения испущенных частиц и для парциальных ширин распада $\Gamma_\nu \equiv \hbar^{-1} P_\nu$ составного ядра. Парциальные ширины Γ_ν определяют конкуренцию между разными каналами распада составного ядра; для них используются следующие приближенные формулы /см., например, ^{/1/} /:

$$\Gamma_\nu(E_H^*, I_H) \approx \frac{2(2S_\nu + 1)}{\pi^2 \hbar^2 \rho_H(U)} \int_{V_\nu}^{U - V_\nu} \sigma_{inv}(E_\nu) \rho_K(U - V_\nu - E_\nu) \cdot E_\nu dE_\nu, \quad /5a/$$

$$\Gamma_f(E_H^*, I_H) = (2\pi \rho_H(U))^{-1} \int_0^{U_s - B_f} \rho_s(U_s - B_f - \epsilon) d\epsilon, \quad /5b/$$

$$\Gamma_\gamma(E_H^*, I_H) = \frac{3}{(\pi \hbar c)^3 \rho_H(U)} \int_0^U \sigma_{\gamma A}(E_\gamma) \cdot \rho_K(U - E_\gamma) \cdot E_\gamma^2 \cdot dE_\gamma. \quad /5b/$$

В выражении /5a/ для парциальной ширины эмиссии частицы проинтегрированное по углам обратное сечение σ_{inv} обычно рассчитывают с помощью оптической модели, результаты расчета можно аппроксимировать формулой

$$\sigma_{inv} = \begin{cases} \sigma_g \cdot c_1 \cdot (1 + c_2 / E_\nu), & \nu = n, \\ \sigma_g \cdot (1 + c_3) \cdot (1 - c_4 \cdot V_\nu / E_\nu), & \nu = p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha. \end{cases} \quad /6/$$

Здесь $\sigma_g = \pi r_0^2 (A_{KV}^{1/3} + A_\nu^{1/3})^2$ - геометрическое сечение, A_{KV} и A_ν - атомные числа остаточного ядра и испущенной частицы, V_ν - кулоновский барьер, r_0 , c_1 , c_2 , c_3 , c_4 - параметры, значения которых приведены в ^{/3/}. В выражении /5b/ для делительной ширины тепловая U_s и вращательная E_R^S энергии в седловой точке деления связаны соотношением $U_s = E^* - E_R^S$. Такая запись ширины Γ_f учитывает изменение величины барьера деления вращательного ядра, поскольку $B_f(I) = B_f(0) - (E_R - E_R^S)$ /подробнее см. ^{/4/}/. Наконец, в выражении /5b/ для парциальной ширины эмиссии электрического дипольного гамма-излучения $\sigma_{\gamma A}$ - сечение фотопоглощения*.

Хорошо известные выражения /1-5/ статистической модели описывают идеализированную ситуацию, когда составное ядро имеет фиксированные значения углового момента \vec{I} и энергию возбуждения E^* . Реальная картина распада высоковозбужденного ядра значительно сложнее, потому что ядро последовательно испускает достаточно большое число частиц, пока не перейдет в основное состояние. При этом промежуточные ядра в звеньях испарительной цепочки будут иметь весьма широкое распределение по энергии возбуждения E^* , угловому моменту \vec{I} , по нуклонному составу Z и N . Усреднить статистические выражения по характеристикам промежуточных ядер и получить результат в аналитическом виде можно только ценой грубых приближений, поэтому для расчета испарительного каскада, как правило, используют численные методы интегрирования уравнения /1/. Здесь для описания распада высоковозбужденного ядра будет выбран метод Монте-Карло, поскольку в отличие от других способов расчета ^{/6-8/} в нем точно /в каждой испарительной цепочке, а не в среднем/ учитываются законы сохранения углового момента, энергии, импульса, заряда и массового числа, что позволяет корректно учесть роль флуктуаций в испарительном каскаде, рассчитывается широкий набор характеристик процесса /распределение по углам, энергии, орбитальному моменту и числу испущенных частиц разного типа, выход изотопов, вероятность деления и т.д./. Общая схема расчета подробно изложена в ^{/9/}: дальнейшее развитие этого метода /учет конкуренции эмиссии γ -квантов и деления/ и сравнение расчетов с экспериментом изложены в ^{/10-12/}. В последние годы такой метод расчета распада

* Электрические дипольные гамма-переходы преобладают в области статистического гамма-каскада при $U > 1,5 - 2,0$ МэВ; при меньших значениях энергии определяющую роль играет квадрупольное гамма-излучение ^{/5/}.

высоковозбужденного ядра с большим угловым моментом развивался также и в работах других авторов /13, 14/.

Чтобы выполнить сравнение статистической модели с экспериментом, уравнение /1/ нужно не только усреднить по ступеням испарительного каскада, но и просуммировать по всем значениям l и проинтегрировать по всем направлениям l углового момента составных ядер, образовавшихся в реакции полного слияния*. Это требует вычисления сечения образования составного ядра σ_{CN} , которое в данной работе выполняется более корректно, чем в предыдущих /9-12/.

Сечение образования составного ядра σ_{CN} составляет часть полного неупругого сечения

$$\sigma_R = \pi \lambda_0^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot T_0(l, E_0). \quad /7/$$

Здесь λ_0 - дебройлевская длина волны относительного движения взаимодействующих ядер, E_0 - энергия иона в системе центра масс, T_0 - коэффициент прохождения l -ой парциальной волны через потенциальный барьер V_l . Потенциал, описывающий ядро-ядерное взаимодействие, при расчете σ_R был взят в виде

$$V_l(r) = V_R + V_C + V_N. \quad /8/$$

где

$$V_R = \hbar^2 l(l+1) / 2\mu r^2,$$

$$V_C = \begin{cases} Z_i Z_t e^2 / r, & \text{для } r > R_C \\ Z_i Z_t e^2 / 2R_C (3 - r^2/R_C^2), & \text{для } r \leq R_C \end{cases}$$

$$V_N = V_0 \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r - r_{ov} (A_i^{1/3} + A_t^{1/3})}{d} \right] \right\}^{-1}.$$

В выражениях /8/ $R_C = 1,3(A_i^{1/3} + A_t^{1/3})$ Фм, индексами i и t отмечены величины, относящиеся к иону и мишени соответственно, μ - приведенная масса системы ион-мишень, эмпирическая систематика параметров потенциала V_0 , r_{ov} и d приведена в /15/. Рассчитав σ_R , далее с помощью эмпирической систематики отношения σ_{CN}/σ_R можно найти величину сечения полного слияния

$$\sigma_{CN} = \pi \lambda_0^2 \sum_{l=0}^{I_{cr}} (2l+1) \cdot T_0(l, E_0), \quad /9/$$

где I_{cr} - предельная величина углового момента составного ядра.

* Вектор углового момента ориентирован в плоскости, перпендикулярной пучку ионов.

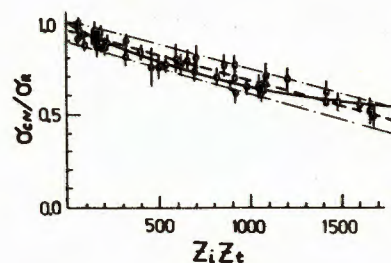
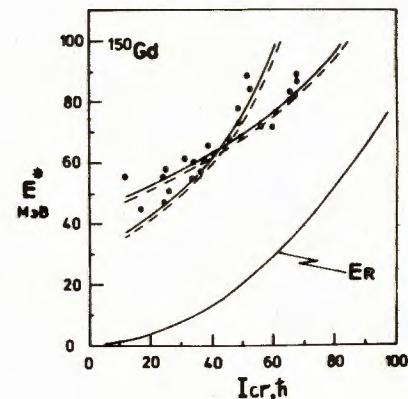


Рис.1. Зависимость отношения σ_{CN}/σ_R от произведения зарядов взаимодействующих ядер $Z_i Z_t$. Экспериментальные точки взяты из /16/. Сплошная и пунктирная кривые - расчет по формулам /10а/ и /10б/ соответственно.

Рис.2. Зависимость критического углового момента I_{cr} составного ядра ^{150}Gd от его энергии возбуждения E^* . Экспериментальные точки для реакций $^{16}\text{O} + ^{134}\text{Ba}$ (о) и $^{40}\text{Ar} + ^{110}\text{Pd}$ (•) взяты из /1/. Сплошная и пунктирная кривые - результат полуэмпирического расчета, использующего выражения /10а/ и /10б/ соответственно. Показана также ираст-линия, рассчитанная с твердотельным моментом инерции составного ядра.



Ясно, что такая процедура имеет смысл для не слишком тяжелых систем с $Z_i Z_t \leq 1500$, у которых энергетическая зависимость сечения реакции σ_R и сечения слияния σ_{CN} описывается одним и тем же потенциалом $V_l(r)$ /15/. В области $Z_i Z_t \leq 1500$ экспериментальные значения σ_{CN}/σ_R в пределах их неопределенностей можно одинаково хорошо /см.рис.1/ аппроксимировать выражениями:

$$\sigma_{CN}/\sigma_R = (1 + 5 \cdot 10^{-4} \cdot Z_i Z_t)^{-1}, \quad /10а/$$

$$\sigma_{CN}/\sigma_R = [(0,945 \pm 0,055) - 2,7 \cdot 10^{-4} \cdot Z_i Z_t]. \quad /10б/$$

При расчете σ_{CN} для более тяжелых систем с $Z_i Z_t > 1500$ необходимо, кроме того, учесть существование энергетического сдвига между барьером слияния V_{fus} и барьером взаимодействия V_{int} ; в данной работе это делалось с помощью метода, описанного в /15/.

Полуэмпирический способ расчета сечения образования составного ядра, опирающийся на выражения /7-10/, хорошо описывает значения σ_{CN} вплоть до энергий иона, превышающих величину барьера слияния V_{fus} на 40-50 МэВ /см., например, рис.2/. При больших энергиях, где слияние определяется уже не проникаемостью потенциального барьера $V_l(r)$, а включением диссипативных сил на некотором критическом расстоянии $r_{cr}^{1/1}$, зависимость $I_{cr}(E)$ становится слабой. Здесь величину I_{cr} будем находить из условия наилучшего согласия статистического расчета с экспериментом.

Таким образом, основными величинами статистической модели являются плотность ядерных уровней ρ и сечение обратной реакции σ_{inv} . Рассмотрим далее, какое влияние на них оказывают тепловые эффекты, обусловленные большим возбуждением ядра.

3. ЗАТУХАНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ БОЛЬШИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ: АНАЛИЗ ДАННЫХ ПРИ $10 \leq E^* \leq 100$ МэВ

Известно, что оболочечные эффекты обусловлены существованием флуктуаций в промежутках между одночастичными уровнями ядра. Поэтому с ростом энергии возбуждения ядерные оболочки должны "замываться" в результате заселения одночастичных состояний во все более широком интервале вблизи энергии Ферми. Исчезновение оболочек при нагревании ядра - один из основных видов тепловых эффектов /см. монографию /17/.

В первую очередь оболочечные эффекты влияют на плотность ядерных уровней ρ . Если ядро представляет собой вырожденный газ ферми-частиц, которые заселяют эквидистантную схему одночастичных уровней ϵ_i /т.е. оболочечные эффекты отсутствуют/, то плотность ядерных уровней зависит от энергии возбуждения следующим образом /17/:

$$\rho(E^*) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \cdot \frac{1}{a^{1/4} \cdot (E^*)^{1/4}} \cdot \exp[S(E^*)]. \quad /11/$$

Здесь зависимость энтропии ядра S от энергии возбуждения E^* находится из соотношения

$$S = 2at, \quad /12/$$

с использованием связи температуры ядра t с энергией

$$E^* = at^2, \quad /13/$$

a параметр плотности уровней $a = \pi g_0^2 / 6$ выражается через плотность одночастичных состояний вблизи энергии Ферми $g_0 \equiv g(E_F) = \text{Const}$. Как показывают эксперимент и расчеты /17/, выполненные для одночастичных уровней ϵ_i , в оболочечной модели оболочечные эффекты оказывают сильное влияние на величину параметра плотности уровней a при малых возбуждениях. Однако это влияние полностью исчезает при энергиях $E^* \approx 100$ МэВ. Исчезновение оболочечных эффектов в плотности уровней можно описать феноменологической зависимостью /17/

$$a(E^*) = \bar{a} [1 + f(E^*) \cdot \delta W / E^*], \quad /14/$$

где $f(x) = 1 + e^{-\gamma x}$, δW - оболочечная поправка в формуле масс ядер, $\bar{a} = A(\alpha + \beta A)$ - асимптотическое ферми-газовое значение параметра плотности уровней. В данной работе будем использовать эмпирические значения параметров $\alpha = 0,134$ МэВ⁻¹,

$\beta = -1,21 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻¹, $\gamma = 6,1 \cdot 10^{-2}$ МэВ⁻¹, которые были получены в /18/ из анализа данных по плотности уровней с учетом вклада в полную плотность уровней коллективных /ротационных и вибрационных/ состояний

$$\rho_{tot}(E^*) = K_{rot} \cdot K_{vib} \cdot \rho(E^*) \quad /15/$$

/подробнее о вычислении K_{rot} и K_{vib} см. в /17/.

Явление теплового разрушения оболочечных эффектов имеет универсальный характер и наблюдается не только в плотности уровней, но и в других ядерных характеристиках. Так, к своим "жидкокапельным" значениям стремятся с ростом энергии возбуждения равновесные деформации и моменты инерции ядер, поверхности потенциальной энергии в делении ядра и т.д. /см., например, /17/.

Но несмотря на то, что теория предлагает широкий круг ядерных характеристик для исследования затухания оболочечных эффектов с ростом возбуждения, соответствующих экспериментальных данных получено пока мало. Дело в том, что оболочечные эффекты играют важную роль, в основном, на последней ступени испарительного каскада. Усреднение по характеристикам промежуточных ядер на предыдущих ступенях сильно маскирует проявление этих эффектов, и, кроме того, препятствует извлечению из экспериментальных данных характеристик, соответствующих определенным значениям E^* , A , Z .

Наибольший интерес для исследований затухания оболочечных эффектов представляют две группы ядер: а/ находящиеся вблизи дважды магического ядра ²⁰⁸Pb, имеющего максимальную величину оболочечной поправки δW к массе ядра; б/ самые тяжелые трансураниевые ядра, оболочечная составляющая, в барьере деления которых сравнима или даже превосходит жидкокапельное значение $V_f^{L.D}$. Поскольку у этих ядер основными каналами распада являются эмиссия нейтрона и деление /см. рис.3/, наблюдаемыми величинами, непосредственно связанными с плотностью уровней, будут парциальные ширины Γ_n и Γ_f : Результаты анализа отношения ширин Γ_n / Γ_f вблизи свинца просуммированы в /17/. В этом частном случае проблему усреднения по характеристикам промежуточных ядер можно обойти, взяв значения E^* вблизи барьера деления V_f : тогда ядро будет делиться, в основном, на первой ступени испарительного каскада.

В области трансплутониевых ядер данные по энергетической зависимости отношения Γ_n / Γ_f можно извлечь из сечений (НП, хп) реакций /19/. В этом случае избавиться от усреднения по каскаду удается путем отбора таких пар x и $(x+1)p$ -реакций, в которых во всех звеньях обеих испарительных цепочек, за исключением первого, образуются одни и те же промежуточные ядра. На рис.4 приведены экспериментальные данные для тех изотопов тяжелых ядер, у которых зависимость $G_n(E^*) \equiv \Gamma_n / \Gamma_{tot} \approx \Gamma_n / \Gamma_f$ исследована в широком интервале энергий возбуждения. Здесь же приведены результаты расчетов величины G_n по соотношениям статистической модели, учитывающим затухание оболочечных эффектов.

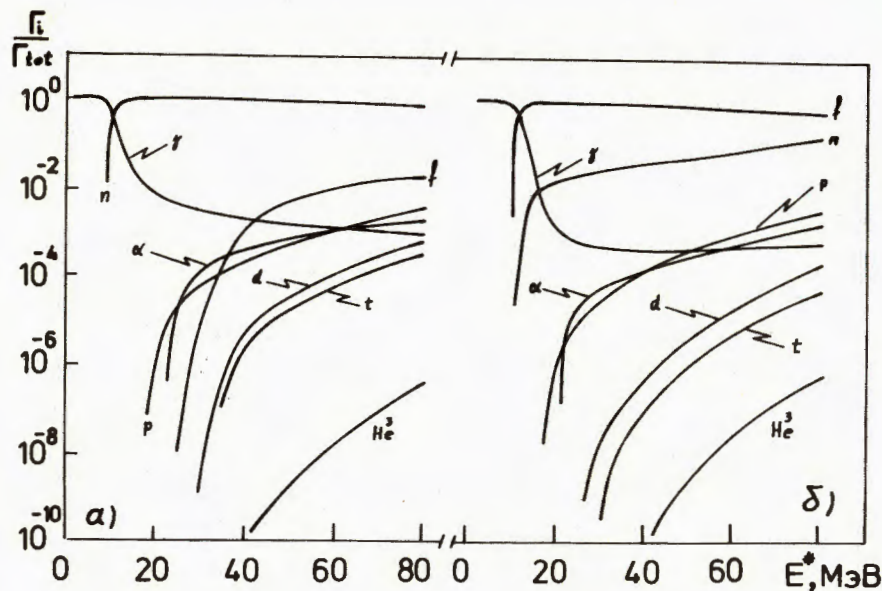


Рис.3. Зависимость от энергии возбуждения E^* вероятностей Γ_i / Γ_{tot} различных каналов распада ядер: а/ ^{208}Pb , б/ ^{246}Fm , имеющих нулевой угловой момент.

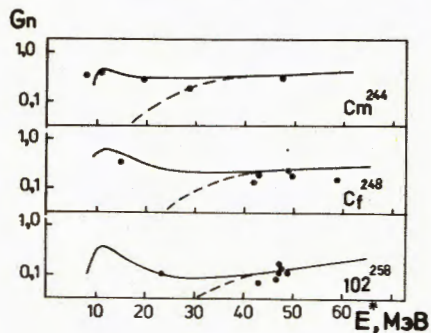


Рис.4. Зависимость вероятности эмиссии нейтрона $G_n = \Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f)$ из ядер Cm , Cf и 102 от энергии возбуждения. Экспериментальные точки, взятые из /19/, приведены к нулевому угловому моменту. Сплошные и пунктирные кривые - расчет с учетом затухания и без учета оболочечных эффектов соответственно.

При этом выражение для нейтронной ширины выглядит следующим образом /19/:

$$\Gamma_n \approx \frac{2\mu_n C_1}{\pi^2 \hbar^2} \cdot \sigma_g \cdot t_n \cdot \rho_k(U - B_n) / \rho_n(U) \times [(B_n - U - t_n - C_2) \exp(\frac{B_n - U}{t_n}) + t_n + C_2] \quad /16/$$

Оболочечные эффекты приводят к существованию двух седловых точек А и В деления. В случае двугорбого барьера делительная ширина определяется выражением /17/:

$$\Gamma_f = \Gamma_A \cdot \Gamma_B / (\Gamma_A + \Gamma_B), \quad /17/$$

где Γ_A и Γ_B - парциальные ширины деления ядра из соответствующих седловых точек. Выражение для вычисления делительной ширины в каждой седловой точке ($i = A, B$) имеет вид /19/:

$$\Gamma_i \approx \frac{t_i}{2\pi} [\rho_s^i(U - B_f^i) / \rho_n(U)] (1 - \exp(-\frac{B_f^i - U}{t_i})). \quad /18/$$

Температура ядра вычисляется по формуле /19/:

$$t_j \approx \sqrt{\frac{U_j}{a(U_j)}} \cdot \{1 + \frac{\delta W}{E_j^*} \cdot \frac{\bar{a}}{a(U_j)} [e^{-\gamma U_j} (1 + \gamma U_j) - 1]\}^{-1}, \quad /19/$$

где индекс j означает, что величины относятся либо к остаточному ядру после эмиссии нейтрона, либо к седловым точкам А и В.

Кроме того, на рис.4 показан также результат расчета без оболочечных эффектов по хорошо известным /11/ статистическим выражениям, полученным с ферми-газовой плотностью уровней и с жидкокапельными значениями энергий связи, барьеров деления и моментов инерции ядра. Как видно из этого рисунка, оболочечные эффекты в парциальных ширинах Γ_n и Γ_f исчезают довольно быстро: уже при энергиях $E^* > 30$ МэВ /при температуре $t > 1,5$ МэВ/ их влияние мало.

Данная работа отличается от предыдущих /9-12/ учетом затухания оболочечных эффектов в статистических свойствах высоковозбужденных ядер, которое описывается соотношениями /11-16/. Проанализируем с помощью усовершенствованного таким образом расчета /по методу Монте-Карло/ характеристики, содержащие усреднения по испарительному каскаду /например, сечение образования данного изотопа/. Наиболее сильно оболочечные эффекты проявляются в тех реакциях, где образуются слабо возбужденные ядра $E^* < 30$ МэВ/, которые переходят в основное состояние, испуская минимальное число $x = 1, 2$ нейтронов. Развитие нового метода синтеза трансфермиевых элементов /20/, основанного на образовании "холодных" составных ядер, положило начало интенсивному изучению таких реакций. Реакции с испусканием минимального числа частиц имеют максимальный выход при энергиях иона ниже барьера слияния B_{fus} , поэтому сечение слияния σ_{CN} в этой области энергий нужно рассчитывать с высокой степенью точности. Если это требование выполняется, то расчет, учитывающий затухание оболочечных эффектов, хорошо описывает экспериментальные функции возбуждения $1n$ и $2n$ реакций /рис.5/. ($\text{HI}, 1n$) - реакции наблюдаются не только в области трансфермиевых элементов, но и в области средне-тяжелых составных ядер /рис.5/ при сравнительно больших энергиях возбуждения $E^* \approx 50$ МэВ.

При определенных условиях может иметь место радиационный захват тяжелого иона /12/. Сечение этого процесса определя-

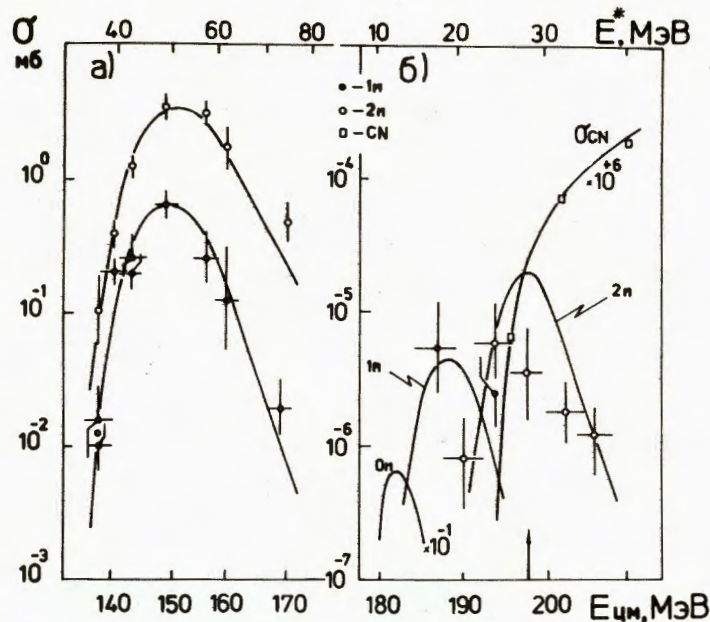


Рис. 5. Функции возбуждения полного слияния x_n -реакций в системах: а/ $^{63}\text{Cu} + ^{93}\text{Nb}$; б/ $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$. Экспериментальные точки для σ_{CN} взяты из ^{/21/} а для σ_{x_n} - из ^{/22,23/}. Стрелкой показано положение барьера слияния.

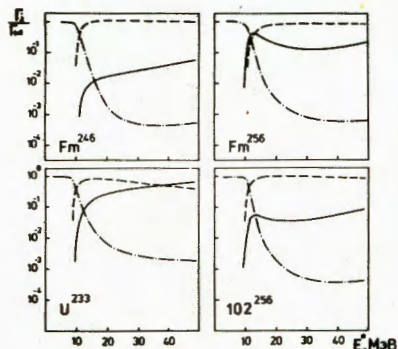


Рис. 6. Зависимость от энергии возбуждения вероятностей испарения нейтронов $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ /сплошная кривая/, эмиссии гамма-квантов $\Gamma_\gamma/\Gamma_{\text{tot}}$ /штрихпунктир/ и деления $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}$ /штриховая кривая/ для ядер U, Fm и 102, имеющих угловой момент $I = 20h$.

ется конкуренцией между эмиссией γ -квантов, делением и испусканием частиц, которая будет более благоприятной для γ -квантов, в частности, в области нейтронодефицитных тяжелых ядер, где $V_n > V_f$ /рис.6/. Поскольку конкуренция со стороны γ -квантов заметна при малых возбуждениях E^* , радиационный захват следует искать в тех реакциях, у которых минимальная энергия возбуждения

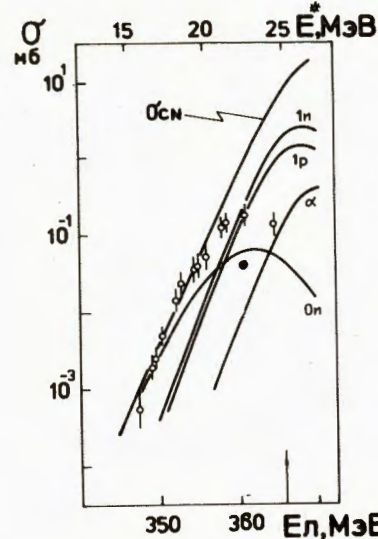
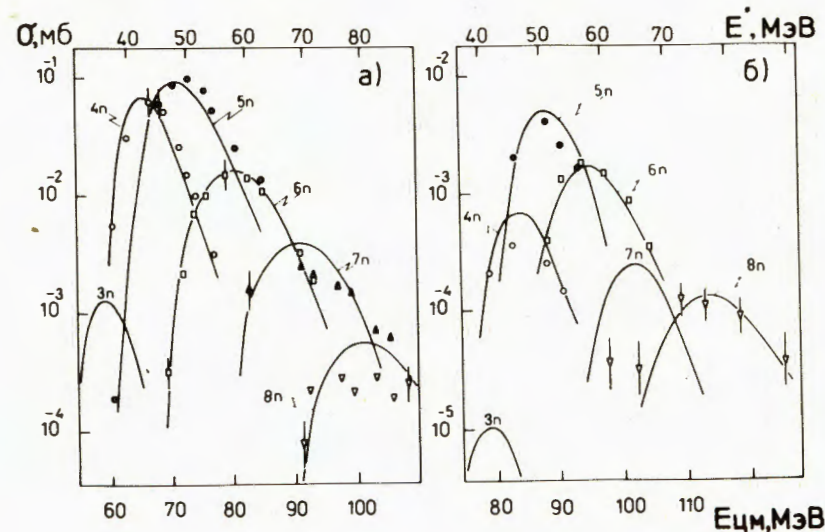


Рис. 7. Функции возбуждения полного слияния σ_{CN} и радиационного захвата σ_γ в системе $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Экспериментальные точки (0) для σ_{ER} взяты из ^{/25/}, а для σ_γ (•) - из ^{/24/}. Кривые - расчет, стрелкой показано положение барьера слияния.

Рис. 8. Функции возбуждения реакций, а/ $^{238}\text{U} (^{12}\text{C}, xn)^{250-x}\text{Cf}$, б/ $^{238}\text{U} (^{18}\text{O}, xn)^{256-x}\text{Fm}$. Кривые - результат расчета, экспериментальные точки взяты из ^{/26-28/}.



на барьере слияния V_{fus} невелика. Расчетные сечения радиационного захвата σ_γ показаны на рис.5 и 7: здесь же приведены функции возбуждения конкурирующих $1n, 1p, 1\alpha$ реакций. Недавно радиационный захват был обнаружен в ^{/24/}; экспериментальное сечение радиационного захвата σ_γ неплохо согласуется с расчетным. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что экспериментальные ^{/25/} значения сечения слияния при больших энергиях явно занижены и противоречат расчетным сечениям σ_{CN} и σ_γ , что

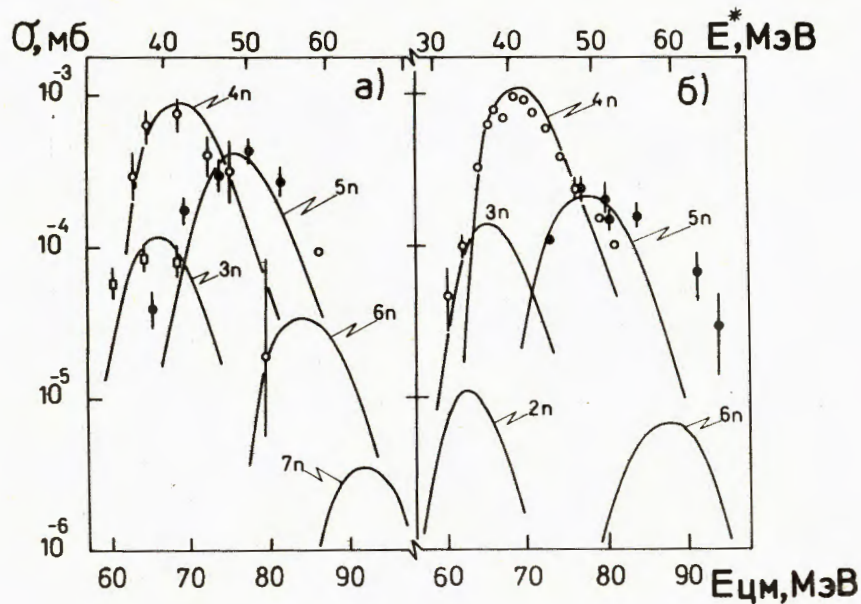


Рис.9. Функции возбуждения реакций
 а/ $^{246}\text{Sm} (^{12}\text{C}, xn) ^{258-x}102$,
 б/ $^{248}\text{Sm} (^{12}\text{C}, xn) ^{260-x}102$. Кривые -
 расчет, экспериментальные точки
 из /29/.

Рис.10. Функции возбуждения реак-
 ций: а/ $^{181}\text{Ta} (^{19}\text{F}, xn) ^{200-x}\text{Pb}$,
 б/ $^{170}\text{Er} (^{30}\text{Si}, xn) ^{200-x}\text{Pb}$. Экспе-
 риментальные точки взяты из /30/,
 кривые - расчет.

указывает на необходимость дальнейшего детального экспериментального изучения этого интересного процесса.

Измерение функций возбуждения реакций с испусканием большого числа частиц ($x > 4$) продолжается многие годы, на следующих рисунках будет показано сравнение расчетов с наиболее представительными экспериментальными данными. На рис.8-10 приведены функции возбуждения реакций, в которых образуются тяжелые ядра, а на рис.11-13 - сечения образования изотопов среднетяжелых ядер и ядер среднего атомного веса. При переходе от тяжелых составных ядер к легким эмиссия заряженных частиц (p, α) становится все более вероятной. Однако в частных случаях наблюдаются отклонения от этой главной тенденции: например, у сильно нейтродефи-

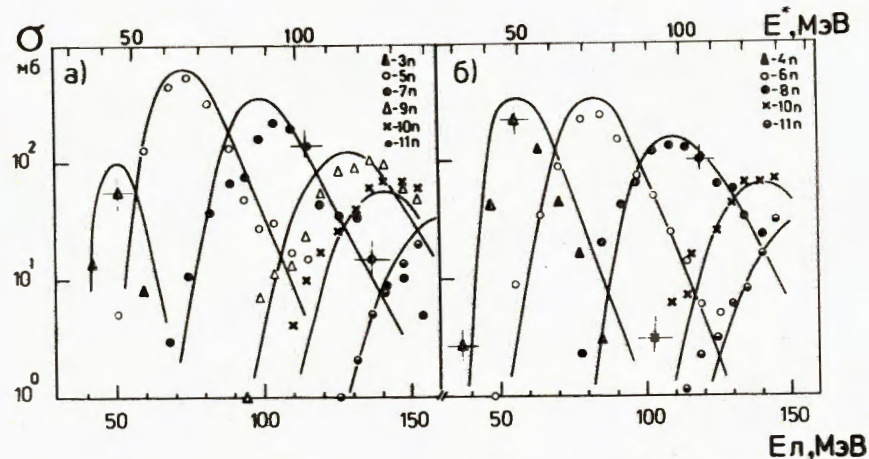


Рис.11. Функции возбуждения реакции: а/ $^{130}\text{Te} (^{12}\text{C}, xn) ^{142-x}\text{Ce}$,
 б/ $^{130}\text{Te} (^{13}\text{C}, xn) ^{143-x}\text{Ce}$. Экспериментальные точки из /31/.
 Кривые - расчет, критический угловой момент $l_{cr} \approx 45\hbar$
 при энергии иона $E_i > 100$ МэВ в л.с.

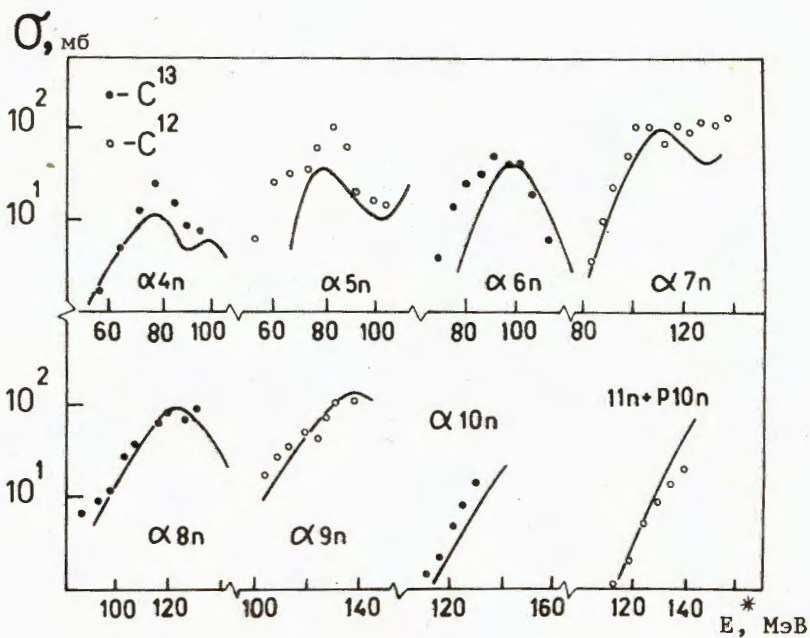


Рис.12. Функции возбуждения $p\alpha n$ - и αxn -реакций в си-
 стеме $^{12,13}\text{C} + ^{130}\text{Te}$. Обозначения - как на рис.11.

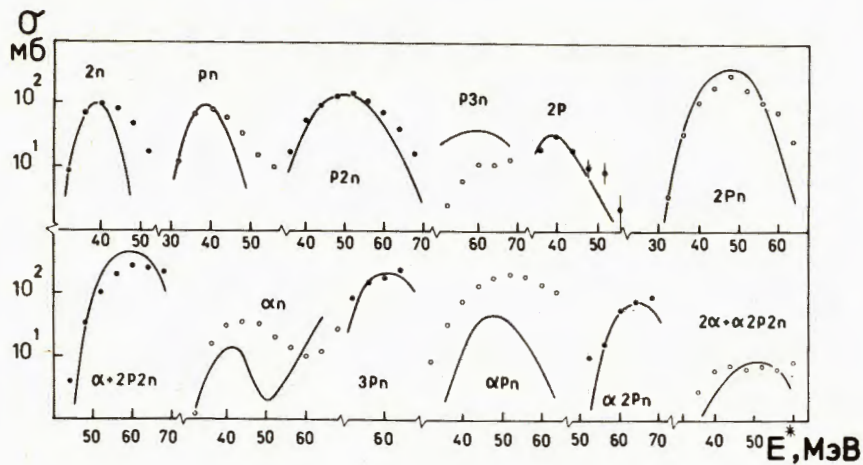


Рис.13. Функции возбуждения реакций $^{63}\text{Cu} (^{16}\text{O}, \text{xn}, \text{yp}, \text{Z}\alpha)$. Экспериментальные точки взяты из /32/, кривые - расчет.

цитных составных ядер с $A \sim 200$ вероятность эмиссии протонов и α -частиц может оказаться сравнимой с вероятностью испускания нейтронов /см.рис.7/. Отметим также, что конкуренция между эмиссией частиц и γ -квантов влияет на функции возбуждения реакций с испусканием большего числа частиц, сдвигая на несколько МэВ в сторону больших энергий положение их максимума и улучшая согласие с экспериментом. В области больших энергий возбуждения на сечения образования испарительных остатков сказываются дополнительные ограничения, накладываемые на величину углового момента составного ядра, которые не учитываются соотношениями /10/. Извлеченное в этом случае из экспериментальных сечений ($\text{HI}; \text{xn}, \text{yp}, \text{Z}\alpha$) xn -реакций значение критического углового момента I_{cr} указано в подписи к рис.11. В наших ранних расчетах /11,12/, выполненных с ферми-газовой плотностью уровней /11-13/ и жидко-капельными барьерами деления, отмечалась сильная чувствительность сечения образования изотопов сильноделящихся ядер к параметрам плотности уровней. При корректном учете оболочечных эффектов /11-16/ результаты статистических расчетов становятся более устойчивыми к вариациям этих параметров. В настоящей работе для описания экспериментальных данных не потребовалось специальной подгонки параметров; параметры плотности уровней в /11-14/ имели свои стандартные значения /17,18/, остальные параметры модели были взяты такими же, как в /9-11/.

Еще более усредненными, интегральными характеристиками распада составного ядра, чем функции возбуждения, являются инклюзивные спектры и угловые распределения испущенных частиц. Угловые распределения частиц в результате влияния большого углового момента составного ядра становятся анизотропными, причем анизотро-

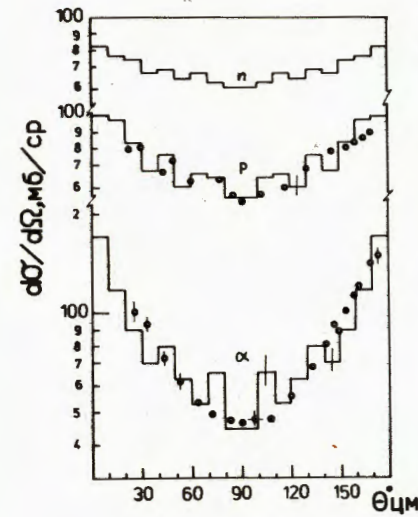
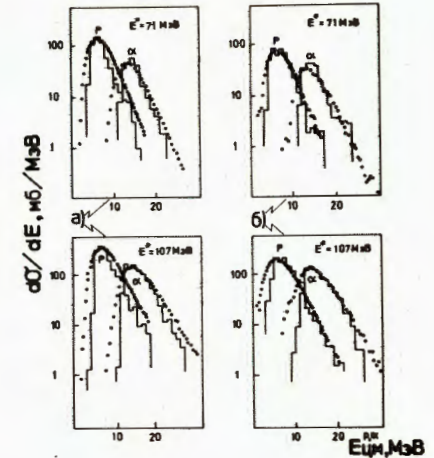


Рис.14. Угловые распределения нейтронов, протонов и α -частиц, испущенных в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{80}\text{Se}$. Гистограммы - результат расчета. Экспериментальные точки - из /22/.

Рис.15. Энергетические спектры протонов и α -частиц, испущенных из составного ядра ^{117}Te , которое образовалось в реакциях; а/ $^{14}\text{N} + ^{103}\text{Rh}$, б/ $^{40}\text{Ar} + ^{77}\text{Se}$ с энергией возбуждения 71 и 107 МэВ. Экспериментальные точки взяты из /33/. Обозначения - как на рис.14.



пия растет с массой испущенной частицы /см.рис.14/. Энергетические спектры частиц имеют характерный испарительный вид и до энергий 20-30 МэВ неплохо описываются статистической моделью /см.рис.15/. В области больших энергий заметный вклад в спектр, по-видимому, дают предравновесные процессы. На рис.16 показаны спектры γ -квантов. Поскольку в расчет включены только статистические дипольные γ -кванты, при малых E_γ экспериментальный спектр превышает расчетный. В этот участок спектра основной вклад дают квадрупольные γ -кванты, которые испускаются из составного ядра при $U < 1,0 \div 1,5$ МэВ. На рассмотренные ранее характеристики реакции пренебрежение эмиссией квадрупольных γ -квантов влияния не оказывает.

Таким образом, статистическая модель распада составного ядра через последовательную эмиссию частиц и γ -квантов с учетом затухания оболочечных эффектов может хорошо описать большую совокупность экспериментальных данных вплоть до энергий возбуждения $E^* \approx 150$ МэВ. Рассмотрим, проявления каких новых тепловых эффектов можно ожидать при дальнейшем увеличении энергии возбуждения составного ядра.

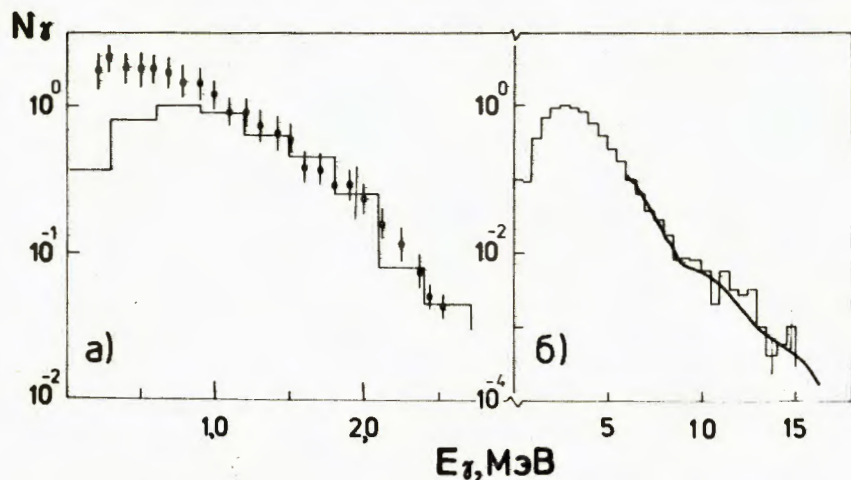


Рис.16. Энергетические спектры /в относительных единицах/ гамма-квантов, испущенных из составных ядер, образовавшихся в реакциях а/ $^{22}\text{Ne} + \text{e}^{63}\text{Cu}$ и б/ $^{34}\text{S} + \text{e}^{130}\text{Te}$ с энергиями возбуждения $E^* = 74$ МэВ и 61 МэВ соответственно. Экспериментальные точки - из работ ^{/34/}, /на правом рис. эксперимент нанесен сплошной кривой/. Гистограмма - результат расчета.

4. ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЯДРАХ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ $E^* > 200$ МэВ

Есть два пути в область энергий возбуждения $E^* > 200$ МэВ. Один из них связан с использованием тяжелых ионов средней энергии $20 \leq E \leq 100$ МэВ/нуклон. Однако отсутствие в настоящее время ясного понимания механизма ядро-ядерного взаимодействия в этой области энергий препятствует изучению свойств образовавшихся в нем высоковозбужденных ядер. На наш взгляд, хорошие перспективы в таких исследованиях открывает другой путь, основанный на применении реакции полного слияния массивных ионов $A_1 \sim 50-100$ низкой энергии ($E < 20$ МэВ/нуклон). Очевидно, в этом случае максимальную температуру составного ядра / $t \approx 10$ МэВ/ можно достичь в реакции симметричного слияния. Рассмотрим, какие термодинамические свойства могут иметь такие "горячие" ядра.

4.1. Энтропия и плотность уровней "горячего" ядра

Выражения /11-13/ можно применять лишь для описания сильно вырожденного ферми-газа ($E^* \ll E_F \cdot A^{1/3}$), т.к. они были получены в модели невзаимодействующих частиц в приближении эквидистантной

схемы одночастичных уровней. Если учесть энергетическую зависимость плотности одночастичных уровней $g(\epsilon)$, то в этой модели можно получить более общие выражения для энтропии и плотности уровней, справедливые при больших возбуждениях /см. ^{/35/} и цитируемую в ней литературу/:

$$E^* = at^2(1 + bt^2 + \dots), \quad /20/$$

$$S = 2at(1 + 2/3bt^2 + \dots). \quad /21/$$

В уравнениях /20,21/ наряду с обычным параметром плотностей уровней a появляется второй параметр

$$b = \frac{7\pi^2}{20} \frac{g_0''}{g_0} - \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{g_0'}{g_0} \right)^2,$$

зависящий от 1-й и 2-й производных $g(\epsilon)$. Как показывают расчеты ^{/35/}, величина этого параметра невелика: $b \approx -3 \cdot 10^{-3}$ МэВ⁻²; неточности в описании структуры одночастичных состояний высоковозбужденного ядра, характерные для современных моделей невзаимодействующих частиц, могут изменить приведенное значение в 2-3 раза. Отметим, что более последовательные расчеты ^{/36/} термодинамических характеристик высоковозбужденных ядер, выполненные с помощью теории конечных ферми-систем, также дают уравнения состояния вида /20,21/ с параметром $b \approx -2/3 \cdot 10^{-3}$ МэВ⁻².

Уравнениям /20,21/ соответствует энергетическая зависимость плотности уровней вида

$$\rho(E^*) \sim \exp[2a^{3/4} |b|^{-1/4} Q(E^*) - 4/8a^{1/4} Q^2(E^*)], \quad /22/$$

где $Q(E^*) = [q - (q - E^*)^{1/2}]^{1/2}$, $q = a/(4|b|) - 10A$ МэВ. Результаты расчетов с выражениями /20-22/ начинают отклоняться от стандартных выражений /11-13/ при температурах $t > 4-5$ МэВ. Наиболее заметно эти отклонения проявляются в энергетических спектрах испущенных частиц, "хвосты" которых становятся более жесткими ^{/35/}. В принципе, это обстоятельство можно использовать для экспериментального определения параметра b . Однако в таком случае необходимо не только прецизионно измерить высокоэнергетическую часть спектра, но и выделить в ней вклад предравновесных частиц.

4.2. Макроскопические свойства "горячих" ядер

Большая энергия возбуждения ядра может влиять на такие его макроскопические свойства, как величина радиуса, распределение ядерной плотности, свойства поверхностного слоя и т.д. Температурная зависимость глобальных свойств ядер детально была исследована в рамках методов Томаса-Ферми ^{/37/}, Хартри-Фока ^{/38/}

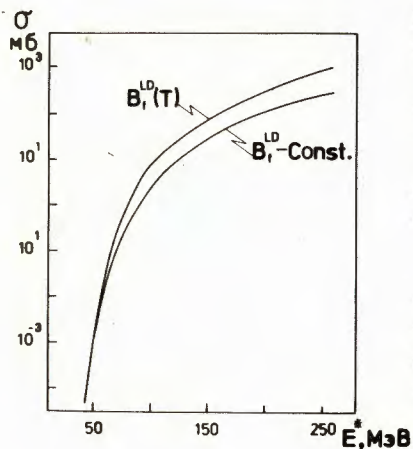


Рис.17. Энергетическая зависимость сечения деления σ_f составного ядра ^{200}Pb , образовавшегося в результате слияния ядер ^{54}Cr и ^{146}Ce . Кривые с пометками $B_f^{LD}(T)$ и $B_f^{LD-Const}$ - соответственно расчет с учетом и без учета теплового уменьшения барьера деления.

и теории конечных ферми-систем ^{/39/}. Оказалось, что при $t \leq 5$ МэВ средний радиус R и толщина диффузного слоя Δ увеличиваются при "нагревании" ядра:

$$R(t) \approx R(0)(1 + K_R \cdot t^2), \quad /23/$$

$$\Delta(t) \approx \Delta(0)(1 + K_\Delta \cdot t^2), \quad /24/$$

Значение коэффициента $K_R \approx 10^{-4} \text{ МэВ}^{-2}$ настолько мало ^{/38/}, что тепловое расширение ядра практически не оказывает влияния на величины σ_g и V_p , входящие в выражение ^{/6/} для сечения обратной реакции σ_{inv} . Рост диффузности ядра значительно более сильный: $K_\Delta \sim 10^{-2} \text{ МэВ}^{-2}$ ^{/38/}; он приводит к уменьшению кулоновских барьеров V_p для эмиссии заряженных частиц вследствие распространения области ядерного взаимодействия на большие расстояния ^{/37/}. Однако обнаружить этот эффект посредством измерения положения максимума в спектре заряженных частиц весьма трудно; даже при $t = 5$ МэВ тепловое уменьшение кулоновского барьера не превышает 10% ^{/37/}.

Более перспективным представляется исследование тепловых эффектов в другой макроскопической характеристике - поверхностном натяжении ядра. Коэффициент поверхностного натяжения σ_s уменьшается с ростом температуры при $t \leq 5$ МэВ по закону

$$\sigma_s(t) \approx \sigma_s(0)(1 - K_s t^2), \quad /25/$$

где $K_s \sim 10^{-2} \text{ МэВ}^{-2}$. В свою очередь, это приводит к тепловому уменьшению высоты барьера деления B_f , наиболее заметному у среднетяжелых ядер $A \sim 100-150$. Так, величина жидкокапельного барьера деления ядра с $A \sim 80-100$ при $E^* = 200 \text{ МэВ} / t \sim 5 \text{ МэВ}$ может уменьшаться на 10-15 МэВ, что увеличит его вероятность деления ^{/40/}. На рис.17 показан масштаб проявления тепловых эффектов в сечении деления среднетяжелого составного ядра ^{200}Pb , образовавшегося при слиянии ядер ^{54}Cr и ^{146}Ce . Расчеты были выполнены с коэффициентом K_s , взятым из ^{/38/}; уточнение описания поверхностных свойств ядер может привести к увеличению использованной величины K_s в 2-3 раза ^{/41/} и усилению тепловых эффектов.

4.3. О пределах применимости статистической модели, основанной на концепции составного ядра

Лежащая в основе рассмотренной здесь статистической модели концепция составного ядра предполагает выполнение условия $\tau_{CN} \gg \tau_{eq}$, где τ_{CN} - время жизни составного ядра, τ_{eq} - время установления в нем термодинамического равновесия. Расчеты ^{/42/} процесса термализации ядра, идущего через двухчастичные столкновения*, дают $\tau_{eq} \sim 10^{-22} - 10^{-21}$ с. Столь быстрое установление равновесия по внутренним одночастичным степеням свободы находит свое подтверждение в экспериментах по глубоконеупругим реакциям передач ^{/43/}. Величину τ_{CN} обычно вычисляют с помощью соотношения $\tau_{CN} = \hbar / \Gamma_{tot}$, используя выражения ^{/5/} статистической модели. При этом уже при энергиях $E^* > 100$ МэВ получают слишком малые значения $\tau_{CN} \sim 10^{-20} - 10^{-21}$ с, вызывающие сомнения в возможности применения статистической модели. Однако в ^{/44/} было показано, что такая оценка в случае сильно перекрывающихся уровней является некорректной и сильно занижает величину τ_{CN} . По-видимому, на сравнительно большие времена жизни составных ядер в области $E^* \sim 100$ МэВ указывают также экспериментальные данные, полученные в ^{/45/} с помощью эффекта теней.

В настоящее время вопрос о временах жизни "горячих" составных ядер остается открытым не только с теоретической, но и с экспериментальной точки зрения. Основные трудности в его решении связаны с усреднением по промежуточным ядрам испарительной цепочки, которое приводит к неэкспоненциальному закону распада высоковозбужденного составного ядра ^{/46/}. Интересные возможности открывает здесь использование процесса деления, который сопровождается глобальной перестройкой ядерной материи и кардинальным изменением формы ядра и поэтому является достаточно длительным. Время деления ядра τ_f должно превышать время перехода от седловой точки к точке разрыва τ_{SC} ; теоретические оценки ^{/47/} дают $\tau_{SC} \approx /2 \div 3/ \cdot 10^{-21}$ с. Недавно полученное ^{/48/} экспериментальное значение при больших E^* в несколько раз выше этих оценок: $\tau_{SC} \sim 10^{-20}$ с.

Другим ориентиром для оценки минимального времени деления τ_f^{min} может служить время быстрого деления, которое трактуется как деление с нулевым барьером: $\tau_{rf} \approx 10^{-20}$ с ^{/49/}.

Таким образом время деления высоковозбужденного ядра должно превышать значение $\tau_f^{min} \approx 10^{-20}$ с. Отсюда следует, что если при очень больших E^* время жизни составного ядра станет малым $/\tau_{CN} \leq 10^{-20}$ с/, то термодинамическое равновесие успеет установиться лишь по одночастичным степеням свободы, и статистическую модель можно будет применять лишь для описания эмиссии

* Учет других механизмов релаксации ядерной системы только уменьшил бы значение τ_{eq} .

частиц. При этом следует ожидать значительного подавления канала деления, связанного с коллективными степенями свободы, по сравнению с каналами эмиссии частиц ^{/50/}. Корректное описание конкуренции деления и эмиссии частиц требует развития динамических подходов, рассматривающих временную эволюцию многотельной ядерной системы с учетом связи между ее одночастичными и коллективными степенями свободы ^{/51/}. У очень тяжелых ядер, имеющих малый жидкокапельный барьер деления, такая ситуация может возникнуть при не слишком больших энергиях возбуждения, когда $t \approx \tau_f$.

Пределы на существование составного ядра можно получить из простых энергетических соображений. Очевидно, что если тепловая энергия нуклонов ядра превысит их полную энергию связи E_{CB} , то ядро испытает "мгновенный" $\tau \leq 10^{-22}$ с/ развал /взрыв/. Используя уравнение /20/, из условия $E^* = E_{CB}$ получим, что это произойдет при предельной температуре $t_{lim} \approx 10-11$ МэВ. Расчеты ^{/39/} показывают, что при $t > 8$ МэВ коэффициент поверхностного натяжения σ_s быстро уменьшается с температурой, пока не обратится в нуль при критическом значении $t_{cr} \approx 17-20$ МэВ. Баланс между силами кулоновского расталкивания и поверхностного натяжения в горячем ядре нарушается, в результате чего оно расширяется до некоторого объема, соответствующего плотности $\rho_{break\ up} \approx 0,3 - 0,5/\rho_0$, затем взрывается. В последнее время свойства горячей ядерной материи в широком интервале плотностей ρ детально изучались разными методами, включая метод Томаса-Ферми и Хартри-Фока /см. обзор ^{/52/}/. Оказалось, что при $t < t_{cr}$ ядерная материя может представлять собой смесь жидкой и газовой фаз. Вследствие такого сосуществования фаз горячая ядерная система будет преимущественно распадаться на конечное число легких фрагментов. Описание распада ядер в области предельной температуры t_{lim} потребует применения статистических моделей типа развиваемых в ^{/53,54/}.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Статистическая модель, основанная на концепции составного ядра, является надежным инструментом для изучения свойств высоковозбужденных ядер, образующихся в реакциях полного слияния. Она позволяет описать широкий круг экспериментальных данных в наиболее хорошо исследованном интервале энергий $E^* \leq 150$ МэВ /температур $t \leq 3$ МэВ/. Одно из главных физических явлений здесь - тепловое затухание оболочечных эффектов. Влияние этих эффектов на ядерные свойства практически исчезает уже при температурах $t > 1,5$ МэВ.

Представляется актуальным продвижение в почти не изученную область энергий $E^* > 200$ МэВ, которое можно осуществить, используя реакции полного слияния, инициированные ионами низкой энер-

гии (< 20 МэВ/нуклон), но достаточно большой массы $A_1 \sim 50-100$. Здесь могут появиться отклонения энергетической зависимости плотности ядерных уровней от общепринятой ферми-газовой /11-13/. Кроме того, при $t > 4$ МэВ тепловые эффекты могут оказать заметное влияние на макроскопические свойства ядра. Наиболее сильно с нагреванием ядра изменяются его поверхностные свойства, в частности, уменьшается барьер деления и возрастает делимость.

Необходимы эксперименты, способные установить предельную температуру, при которой еще имеет смысл говорить о достаточно долгоживущем $\tau_{CN} > 10^{-21}$ с/ составном ядре. В качестве индикатора короткого времени можно, в принципе, использовать процесс деления: при $\tau_{CN} < 10^{-20}$ с следует ожидать подавления делительного канала распада составного ядра. Компаунд-ядро, по-видимому, не должно существовать при $t > t_{lim} \approx 10$ МэВ. В этом случае механизм испарительного каскада должен заменить взрывной механизм распада. В частности, вследствие возможного сосуществования жидкой и газовой фаз в горячей ядерной материи может появиться новый канал распада - мультифрагментация. Изучение мультифрагментного распада в ядро-ядерном взаимодействии в области низких энергий может оказаться полезным для обоснования и развития термодинамического подхода, применяемого при средних и высоких энергиях.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за интерес и поддержку данной работы, профессору Ю.Ц.Оганесяну - за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bass R. Nuclear reactions with heavy ions. Springer-verlag, 1980.
2. Ericson T., Strutinski V. Nucl.Phys., 1958, vol.8, p.284.
3. Dostrovsky I. et al. Phys.Rev., 1958, vol.111, p.1659; 1959, vol.116, p.683.
4. Blann M., Plasil F. Phys.Rev.Lett., 1972, vol.29, p.303.
5. Feenstra S.J. et al. Phys.Lett., 1979, vol.808, p.183.
6. Grover J.R., Gilat J. Phys.Rev., 1967, vol.157, p.802, 815, 823.
7. Blann M. Nucl.Phys., 1966, vol.80, p.223; US AEC Report COO-3494-10, 1973.
8. Puhlhofer F. Nucl.Phys., 1977, vol.A280, p.267.
9. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1968, т.9, с.48.
10. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. Acta Phys.Polon, 1973, B4, p.173.
11. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P7-6798, Дубна, 1972; ЯФ, 1973, т.18, с.371; ЭЧАЯ, 1974, т.5, с.469.
12. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. ЯФ, 1981, т.33, с.997.

13. Hillman M., Eyal Y. Proc. of the European Conf. on Nucl. Phys. with Heavy Ions. Caen, 1976; Editor Fernandez B. et al. vol.1, p.109.
14. Gomes del Campo J. Phys.Rev., 1979, vol.19c, p.2170; Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.1529.
15. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. ЯФ, 1982, т.36, с.118.
16. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0090, М., 1978; Sperr P. et al. Z.Phys., 1980, vol.A297, p.355; Nguyen V.S. et al. Phys.Rev., 1979, vol.20c, p.969; Jachcinski C.M. et al. Phys.Rev., 1981, vol.24c, p.2070; Jin G.M. et al. Nucl.Phys., 1980, vol.A349, p.285; Viola V.J. et al. Phys.Rev., 1982, vol.26c, p.178; Shapira D. et al. Phys.Rev., 1983, vol.28c, p.1148; Doubre H. et al. Phys.Lett., 1978, vol.73B, p.135.
17. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. Энергоиздат, М., 1983.
18. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0064, М., 1977; Nucleonika, 1980, vol.25, p.611.
19. Cherepanov E.A., Iljinov A.C., Mebel M.V. J.Phys., G: Nucl. Phys., 1983, vol.11, p.1103.
20. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1975, vol.A239, p.353.
21. Bock P.R. et al. Nucl. Phys., 1982, vol.A388, p.334.
22. Cobot H. et al. Phys.Lett., 1980, vol.96B, p.55.
23. Munzenberg G. et al. Proc. of the actinides-1981, California, 10-15 Sept., p.229.
24. Keller J.G. et al. Preprint GSI-84-4, Darmstadt, 1984.
25. Beckerman M. et al. Phys.Rev. Lett., 1983, vol.50, p.471.
26. Волков В.В. и др. ЖЭТФ, 1959, т.36, с.762.
27. Sikkeland T., Maly J., Lebeck D.F. Phys.Rev., 1968, vol.169, p.1000.
28. Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков В.А. ЯФ, 1965, т.2, с.1015.
29. Sikkeland T., Ghiorso A., Nurmi M.J. Phys.Rev., 1968, vol.172, p.1232.
30. Hude D.J. et al. Nucl.Phys., 1982, vol.A385, p.109.
31. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, Р7-5912, Дубна, 1971.
32. Baretto J., Langevin M., Detraz C. Nucl.Phys., 1982, vol.A384, p.211.
33. Galin J. et al. Phys.Rev., 1974, vol.10c, p.638.
34. Оганесян Ю.Ц. и др. ЖЭТФ, 1963, т.44, с.1171; Sandorf A.M. et al. Phys.Lett., 1983, vol.130B, No.1/2, p.19-22.
35. Ботвина А.С. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-9316, М., 1983.
36. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1977, т.26, с.9791; 1979, т.10, с.10.
37. Chen X.S. et al. Nucl.Phys., 1983, vol.A401, p.143.
38. Sauer G., Chandra H., Mosef U. Nucl.Phys., 1976, vol.A264, p.221.
39. Иванов Ю.Б. ЯФ, 1981, т.34, с.45.
40. Ильинов А.С., Черепанов Е.А., Чигринов С.Е. ЯФ, 1980, т.32, с.322.

41. Vinas M.P.X., Barranco M. Phys.Rev., 1982, vol.26c, p.733.
42. Weidenmuller H.A. In: Progr. in Part. and Nucl.Phys., 1980; Editor Wilkinson D., vol.3, p.49.
43. Волков В.В. Ядерные реакции глубокоэластичных передач. Энергоиздат, М., 1982.
44. Любошиц В.Л. Письма ЖЭТФ, 1978, т.28, с.32; ЯФ, 1983, т.37, с.292.
45. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1981, т.36, с.577.
46. Andersen J.U. et al. Det.Kong.Dan. Vid. Selsk., 1980, vol.40, p.7.
47. Swiatecki W.J. Progr. Part. Nucl.Phys., 1980, vol.4, p.383; Phys.Scripta, 1981, vol.24, p.113; Nucl.Phys., 1982, vol.A376, p.275; Preprint LBL-12708, Berkeley, 1981.
48. Specht H.J. Nucl.Phys., 1983, vol. A400, p.43.
49. Ngo C. et al. Nucl.Phys., 1983, vol. A400, p.259.
50. Alexander J.M. et al. Z.Phys., 1982, vol.A307, p.149.
51. Grange P., Weidenmuller H.A. Phys.Lett., 1980, vol.96B, p.26; Grange P., Jun-Qing, Weidenmuller H.A. Phys.Rev., 1983, vol.27c, p.2063.
52. Stocker H. et al. Nucl.Phys., 1983, vol.A400, p.63.
53. Fai G., Randrup J. Nucl.Phys., 1982, vol.A381, p.557; 1983, vol.A404, p.551.
54. Бондорф Я., Мишустин И.Н., Песик К. В сб.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 14-21 апреля, 1983. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1984 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Ильинов А.С., Черепанов Е.А.
Распад высоковозбужденных составных ядер:
статистический подход

P7-84-68

В рамках статистического подхода проанализированы экспериментальные данные по распаду составных ядер с умеренной энергией возбуждения $10 < E^* < 200$ МэВ, образовавшихся в реакциях полного слияния тяжелых ионов. Показано, что учет затухания оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения позволяет описать широкий круг данных при энергиях $E^* < 200$ МэВ. Рассмотрены статистические свойства, макроскопические "температурные" эффекты, новые механизмы распада ядер с большой $E^* > 200$ МэВ/ энергией возбуждения и возможности развития таких исследований в реакциях полного слияния, инициированных массивными $A_1 \sim 50-100$ / ионами низкой энергии (< 20 МэВ/нуклон).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Л.В.Пашкевич

Iljinov A.S., Cherepanov E.A.
Decay of highly excited compound nuclei:
a statistical approach

P7-84-68

In the framework of a statistical method the experimental data on the decay of moderately excited ($10 < E^* < 200$ MeV) nuclei produced in heavy ion-induced complete-fusion reactions are analysed. It is shown that taking into account the disappearance of shell effects with increasing excitation energy allows one to describe a large amount of data energies $E^* < 200$ MeV. The statistical properties, macroscopic "temperature" effects, new mechanisms of nuclear decay at high excitation energies ($E^* > 200$ MeV) and the possibilities of extending such investigations on complete-fusion reactions induced by low-energy (< 20 MeV/u) heavy ions ($A_1 \sim 50-100$) are examined.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984