

С 3430

Б-245

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

P7 - 6798

323/2-73

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов,
В.Д.Тонеев

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ
РАСПАДА ДЕЛЯЩИХСЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P7 - 6798

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов,
В.Д.Тонеев

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ
РАСПАДА ДЕЛЯЩИХСЯ СОСТАВНЫХ ЯДЕР
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

S U M M A R Y

Fission-evaporation competition of deexcitation of the compound nuclei produced in heavy ion reactions is considered on the basis of statistical approach. Calculations are carried out by the Monte Carlo method. Excitation functions $^{A_1}_{Z_1} Y(^{A_2}_{Z_2} X, x n)^{A_1, A_2 - x}$ and an energy dependence of fission cross section $\sigma_f(T)$ are analysed. Relative (not normalized to the cross sections) rather than absolute results agree with experiment in a better way. In every case a good agreement between theoretical and experimental data can be achieved by special fitting of parameters, however, it is hardly ever possible to catch any qualitative objective law in a variation of these parameters when passing from one case to another. One can yet state that the agreement becomes better, as a rule, if the ratio of level density parameters for fissioning and evaporating nuclei $a_f/a_n > 1$, moreover this ratio is apparent to be more close to the unity for heavier nuclei. Calculation results are quite sensitive to the value a_f/a_n . It is very hard to get a satisfactory agreement between theory and experiment in the range of high energies for incident ions $T \simeq 10$ MeV/nucleon, that shows to the necessity to take into account some direct processes and a non-equilibrium decay of excited nuclei.

1. Введение

Столкновения тяжелых ионов с ядрами в области энергий вблизи кулоновского барьера с большой вероятностью приводят к образованию компаунд-ядра, теряющего энергию возбуждения путем конкурирующих между собой процессов "испарения" и деления. Последний процесс становится заметным для ядер с массовыми числами $A \gtrsim 150$, и его вклад быстро возрастает по мере перехода к большим значениям A .

Вероятности различных каналов распада компаунд-ядер и, соответственно, функции возбуждения для реакций с тяжелыми ионами рассчитывались во многих работах, однако при этом использовались весьма грубые аппроксимации /например, формулы Джексона /1/ в предположении, что отношение испарительной и делительной ширины Γ_n / Γ_f не зависит от энергии возбуждения/; подгоночные параметры в различных работах, как правило, не связаны между собой. Все это приводит к тому, что часто остается совершенно неясным, является ли демонстрируемое в той или иной работе хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных отражением сути дела или же это результат весьма специального выбора параметров.

Целью нашей работы является систематическое рассмотрение конкуренции процессов испарения и деления компаунд-ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, с тем, чтобы выяснить точность современных статистических подходов, их чувствительность к варьированию параметров, а также выделить пункты, где теория в первую очередь требует усовершенствования. Расчеты выполнены методом Монте-Карло.

В нашей предыдущей статье /2/ был подробно рассмотрен распад возбужденных ядер, образующихся под действием элементарных частиц и очень легких ионов. Распад компаунд-ядра, возникающего в результате реакции слияния тяжелого иона с ядром-

мишенью и, как правило, характеризующегося очень большим значением углового момента, обладает рядом специфических свойств, особенно в области зарядов $Z > 100$, наиболее интересной с точки зрения синтеза новых элементов.

Неупругим взаимодействиям ионов с ядрами, сопровождающимся образованием и распадом /испарением/ компаунд-ядер с массовыми числами $A \leq 150$, посвящена наша работа /3/; в настоящей работе мы рассматриваем область тяжелых компаунд-ядер с $A > 150$.

2. Модель и метод расчета

Анализ экспериментальных данных по сечениям взаимодействия тяжелых ионов с ядрами показывает, что в области энергий $T < 10$ Мэв/нуклон * неупругие столкновения ион + ядро с хорошей точностью описываются в приближении черного тела /см., в частности, работы /4-6/ /. При этом сечение образования составного ядра $\sigma_c = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1)$, где суммирование выполняется по всем угловым моментам от $l = 0$ до

$$l = \begin{cases} L_{max} \equiv R/\lambda, & \text{если } L_{max} \leq L_{kr}, \\ L_{kr}, & \text{если } L_{max} > L_{kr}, \end{cases}$$

где λ - длина дебройлевской волны в системе центра масс; L_{kr} - "критический" угловой момент, при котором образование составного ядра становится невозможным /5,6/. Таким образом, мы можем считать, что

$$\sigma_c = \begin{cases} \pi R^2 (1 - V/E), & \text{если } E \leq E_{kr}, \\ \pi \hbar^2 L_{kr}^2 / (2ME), & \text{если } E > E_{kr}. \end{cases} \quad /1/$$

Здесь $V = Z_1 Z_2 e^2 / R$, $E_{kr} = L_{kr}^2 / (2MR)$, $R \approx 1,5 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot 10^{-13}$ см. Значения L_{kr} можно взять из экспериментальной работы /7/. Для фиксированных масс иона и ядра-мишени, M_1 и M_2 , эти значения

* Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающего иона в лабораторной системе координат; $E = TM/M_1$ - соответствующая энергия в системе центра масс; M - приведенная масса; M_1 - масса иона.

оказываются практически не зависящими от энергии T ; однако следует сразу же подчеркнуть, что данные работы /7/ можно рассматривать лишь как ориентировочные. Величина L_k , в настоящее время является, в сущности, одним из подпочочных параметров теории.

Вероятность деления компаунд-ядра на каждой стадии испарительного каскада определяется отношением парциальных ширин испускания нейтрона и деления, Γ_n / Γ_f , для вычисления которого мы воспользовались методом, описанным в работе /2/. При этом зависимость от углового момента учитывалась в предположении, что энергия вращения ядра $E_{rot} = \hbar^2 L(L+1)/2I$ не входит в энергию его возбуждения, реализующегося в процессах деления и испарения. Для момента инерции ядра после испускания им нейтрона (I_n) мы использовали его "твердотельное значение" $I_0 = 0,4 \pi r_0^2 A^{5/3}$, где m - масса нуклона, $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см - параметр, характеризующий радиус составного ядра *. Для момента инерции делящегося ядра в седловой точке (I_{sp}) использовались значения, близкие к рассчитанным на основе жидко-капельной модели /8/ /подробнее см. §3/. Эффекты, обусловленные изменением величины барьера деления вследствие деформации формы вращающегося ядра с $L \neq 0$, мы сейчас не рассматриваем.

Для плотности уровней испаряющегося и делящегося ядра во всех случаях использовалось выражение, соответствующее нуклонному ферми-газу:

$$\rho_i(E^*) = const \cdot \exp\{2\sqrt{a_i E^*}\},$$

где $a \equiv a^n (A-1)$ - параметр плотности уровней ядра после испускания n им нейтрона, $a_f \equiv a^o A$ - соответствующий параметр для делящегося ядра в седловой точке, E^* - энергия возбуждения.

При рассмотрении испарительного каскада необходимо учитывать, что угловой момент и энергия возбуждения компаунд-ядра изменяются после каждого акта испускания частицы. Это изменение рассчитывалось методом, основанным на квазиклассическом приближении Эриксона-Струтинского /9/ и подробно описанным в наших работах /3, 10/.

Сечение реакции с испусканием x частиц определялось по формуле

* Сопоставление с экспериментальными данными показывает, что этот параметр несколько меньше соответствующего параметра, определяющего сечение взаимодействия ион + ядро в формуле /1/.

$$\sigma_x = \sigma_c P_x \left\langle \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_T} \right)_i \right\rangle,$$

а сечение деления как

$$\sigma_f = [1 - \left\langle \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_T} \right)_i \right\rangle] \sigma_c,$$

где P_x - вероятность испускания x частиц, вычисляемая методом Монте-Карло без учета процесса деления /3.10/; Γ_k - парциальная ширина эмиссии частицы k -ого типа *; $\Gamma_T = \Gamma_f + \sum_{k=1}^6 \Gamma_k$ - полная ширина распада возбужденного ядра, образующегося на i -ой ступени испарительного каскада. Символом $\langle \dots \rangle$ отмечено усреднение по всем испарительным каскадам. По сравнению с прямым моделированием процесса деления такой способ учета деления с помощью весовых функций позволяет значительно увеличить точность вычислений величин σ_x и σ_f особенно для сильно- и слабоделющихся компаунд-ядер. Для каждого значения энергии налетающего иона разыгрывалось 400-500 испарительных каскадов, что и определяет точность вычислений.

3. Сечения деления

В реакциях с образованием слабоделющихся компаунд-ядер, где сечение деления σ_f составляет лишь малую часть полного сечения σ_{in} , величина σ_f оказывается значительно более чувствительной к различным предположениям о конкуренции с процессом испарения, чем сечения выхода отдельных изотопов. Наоборот, для сильноделющихся ядер $\sigma_f \approx \sigma_{in}$ и изменения отношения Γ_n / Γ_f наиболее существенно сказываются на функциях возбуждения.

На рис. 1-3, где показаны расчетные значения σ_f для реакций с ионами ^{16}O , хорошо видно, что в случае, когда $a_n^0 = a_f^0$, уменьшение параметра плотности уровней увеличивает сечение менее вероятного процесса. Так, для составного ядра ($^{16}O + ^{197}Au$), где $\Gamma_n / \Gamma_f < 1$, уменьшение a^0 уменьшает величину σ_f ; в реакции $^{16}O + ^{141}Pr$, где $\Gamma_n / \Gamma_f > 1$, наоборот - чем меньше a^0 , тем больше σ_f . В промежуточном случае реакции $^{16}O + ^{174}Yb$, где отношение

* При вычислениях учитывалось испускание нейтронов, протонов и легких ядер 2H , 3H , 3He , 4He . Формулы для отношения ширины испускания нейтрона и заряженной частицы приведены в работе /10/.

Γ_n / Γ_f принимает значения, большие или меньшие единицы, в зависимости от величины энергии возбуждения, кривые $\sigma_f(T)$, рассчитанные для различных значений a° , пересекаются при некотором значении T .

Увеличение отношения a_f° / a_n° приводит к возрастанию сечения σ_f /см. среднюю часть рис. 1 и 2 и правую часть рис. 3/. Расчеты показывают, что этот рост становится тем более существенным, чем более различаются по своей величине барьер деления V_f и энергия отделения нейтрона V_n .

Для согласования теоретических и экспериментальных сечений следует выбрать $a_f^\circ > a_n^\circ$.

Правая часть рис. 1-3 иллюстрирует чувствительность сечения σ_f к изменению величины критического углового момента. При больших энергиях налетающего иона уменьшение L_{kr} уменьшает сечение деления, что обусловлено в основном уменьшением сечения σ_c .

Важно отметить, что величина σ_f для слабодеформирующихся ядер существенно зависит от того, насколько точно определяется энергия вращения ядра в седловой точке. Это видно, в частности, из сравнения сплошных и пунктирных кривых на рис. 2 и 3, соответствующих различным значениям момента инерции I_{sp} : сплошные кривые на рис. 1 и 3 рассчитаны для $I_{sp} = 2I_0$, пунктирная кривая для $I_{sp} = 4,7I_0$; сплошные и пунктирные кривые рис. 2, наоборот, относятся к значениям $I_{sp} = 4,7I_0$ и $I_{sp} = 2I_0$. Сечение σ_f быстро возрастает при увеличении I_{sp} . Все это указывает на необходимость весьма тщательного рассмотрения E_{frot} .

Изменение параметров a_n° , a_f° , L_{kr} при различных значениях I_{sp} одинаковым образом влияет на величину сечения σ_f .

Статистическая теория правильно передает характер изменения энергетической зависимости $\sigma_f(T)$ при $T \leq T_{kr}$, однако расчетные сечения при больших энергиях во всех случаях оказываются заниженными по сравнению с экспериментом. По-видимому, это связано с вкладом неравновесных процессов деления, происходящих без образования компаунд-ядра, либо с изменением величины отношения a_f° / a_n° при больших энергиях возбуждения. Этот вопрос требует еще дальнейшего изучения.

В области слабодеформирующихся ядер, подобных составному ядру ($^{16}O + ^{14}Pr$), согласие расчетных и экспериментальных величин можно надеяться улучшить путем уточнения величины барьеров деления V_f , известных здесь сейчас с большими ошибками ^{12/}.

4. Функции возбуждения

Учет процесса деления, естественно, уменьшает сечения реакций ${}^{A_1}Y({}^{A_2}X, xn){}^{A_1+A_2-x}Z$. Функции возбуждения становятся при этом значительно более узкими /см. рис. 4/, что особенно заметно в случае сильноделящихся тяжелых ядер и является непосредственным отражением сильной зависимости отношения Γ_n/Γ_f от энергии возбуждения ядра $E^*/2$.

Зависимость функций возбуждения от параметров модели видна из рис. 5-7. В целом расчетные и экспериментальные значения σ_{xn} можно согласовать между собой /как это и делалось во многих работах; см., например /14//, однако результаты расчетов очень чувствительны к выбору величин a_f° и a_n° , благодаря чему не удается подобрать единый набор параметров для всех рассмотренных реакций. Можно лишь указать, что лучшее согласие с опытом получается, если положить $a_f^\circ > a_n^\circ$ и выбрать $a_n^\circ \approx 0,05$; причем с увеличением заряда компаунд-ядра отношение $a_f^\circ/a_n^\circ \rightarrow 1$.

В области больших энергий T расчетные сечения σ_{xn} , также как и сечения σ_f , оказываются значительно меньшими экспериментальных: теория, не учитывающая вклад нестационарных процессов, не описывает наблюдаемые на опыте пологие "хвосты" функций возбуждения.

Что касается реакций с испусканием заряженных частиц, то учет процесса деления, помимо уменьшения сечений этих реакций, приводит к увеличению их относительного вклада, поскольку отношение Γ_n/Γ_f растет с уменьшением заряда ядра /2/. Чувствительность расчетных характеристик этих реакций к параметрам модели в общих чертах такова же, как и для реакций с испусканием нейтронов.

5. Заключение

Сравнение с опытом результатов расчетов, выполненных на основе статистической теории деления и испарения, показывает, что в каждом отдельном случае специальным подбором параметров модели можно получить удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических величин в широкой области энергий T ,

однако для более детального и обоснованного анализа экспериментальных данных необходимо располагать значительно более подробной информацией о зависимости параметров плотности уровней α_f^0 и α_n^0 от величин A , Z , E^* . При энергиях $T \geq 10$ Мэв/нуклон следует принимать во внимание нестационарные процессы деления и испускания частиц.

Литература

1. J.D.Jackson. *Canad. J. Phys.*, 34, 767 (1956).
2. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. *Nucl.Phys.* /в печати/. Препринт ОИЯИ, Р7-6741, Дубна, 1972.
3. А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. Сообщение ОИЯИ, Р7-6608, Дубна, 1972.
4. В.В.Бабинов. Сообщение ОИЯИ, Р-1351, Дубна, 1963.
5. А.Г.Ситенко. *ЖЭТФ*, 36, 793 /1959/.
6. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. *Acta.Phys.Polon.*, 25, 265 (1964).
7. J.V.Natovitz. *Phys. Rev.*, 1C, 623 (1970).
8. В.М.Струтинский. *ЯФ*, 1, 821 /1965/.
9. T.Ericson, V.M.Strutinsky. *Nucl. Phys.*, 8, 284 (1958).
10. А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. *ЯФ*, 9, 48 /1969/.
11. T.Sikkeland. *Phys. Rev.*, 135B, 669 (1964).
12. A.Grough, R.D.Macfarlane. *Proc. Intern. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions*, Heidelberg, 1969, p. 673.
13. В.В.Волков, Л.И.Гусева, А.С.Пасюк, Н.И.Тарантин, К.В.Филипова. *ЖЭТФ*, 36, 762 /1959/.
14. T.Sikkeland, A.Ghiorso, M.J.Nurmia. *Phys.Rev.*, 173, 1232 (1968).
15. Е.Д.Донец, В.А.Щеголев, В.А.Ермаков. *ЯФ*, 2, 1015 /1965/.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 ноября 1972 года.

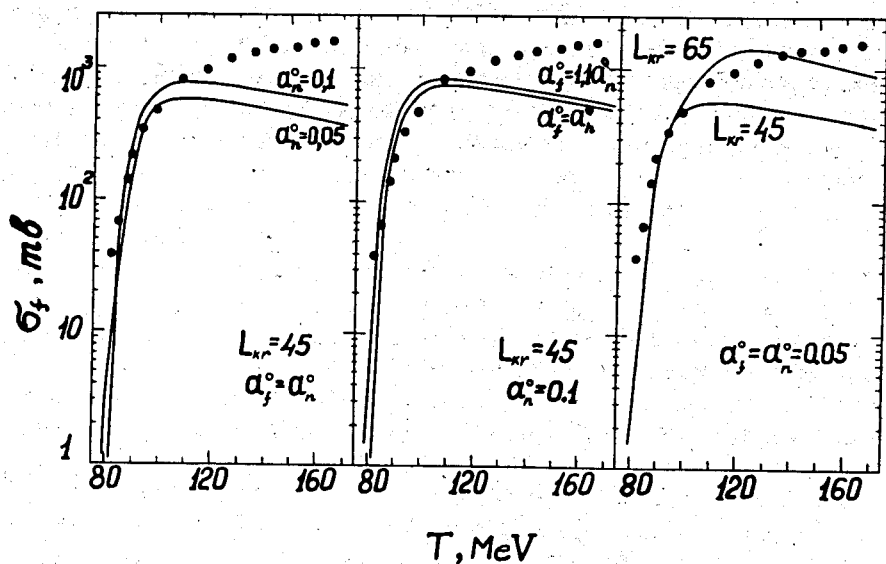


Рис. 1. Сечение деления ядер ^{197}Au под действием ионов ^{16}O . Кривые - расчет, экспериментальные точки взяты из работы [11].

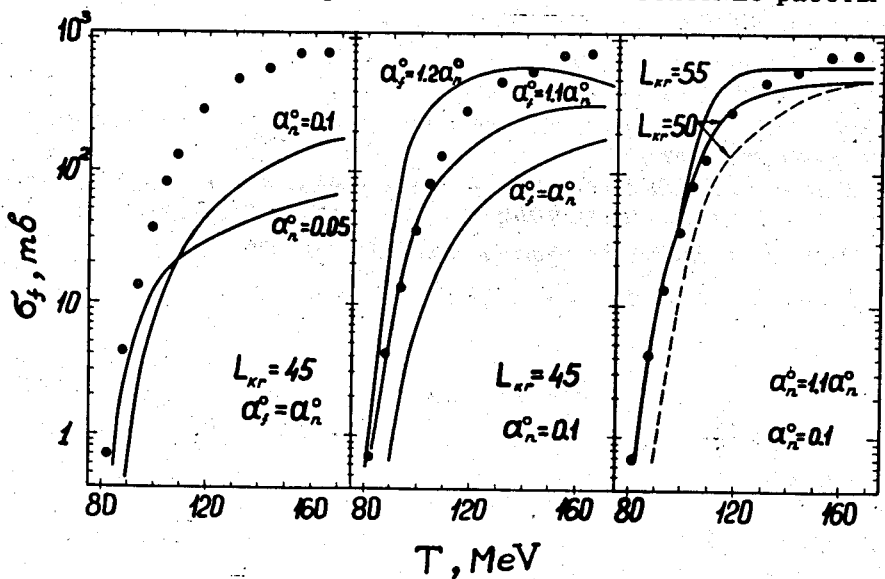


Рис. 2. Сечение деления ядер ^{174}Yb под действием ^{16}O . Кривые - расчет /смысл пунктирной кривой см. в тексте/. Экспериментальные точки взяты из работы [11].

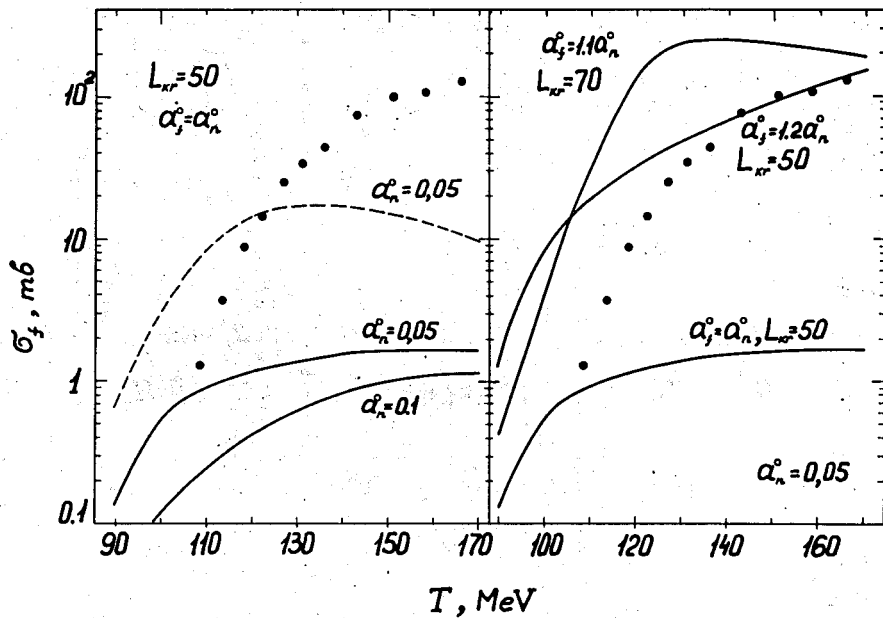


Рис. 3. Сечение деления ядер ^{141}Pr под действием ионов ^{16}O . Кривые - расчет /смысл пунктирной кривой см. в тексте/. Экспериментальные точки взяты из работы /11/.

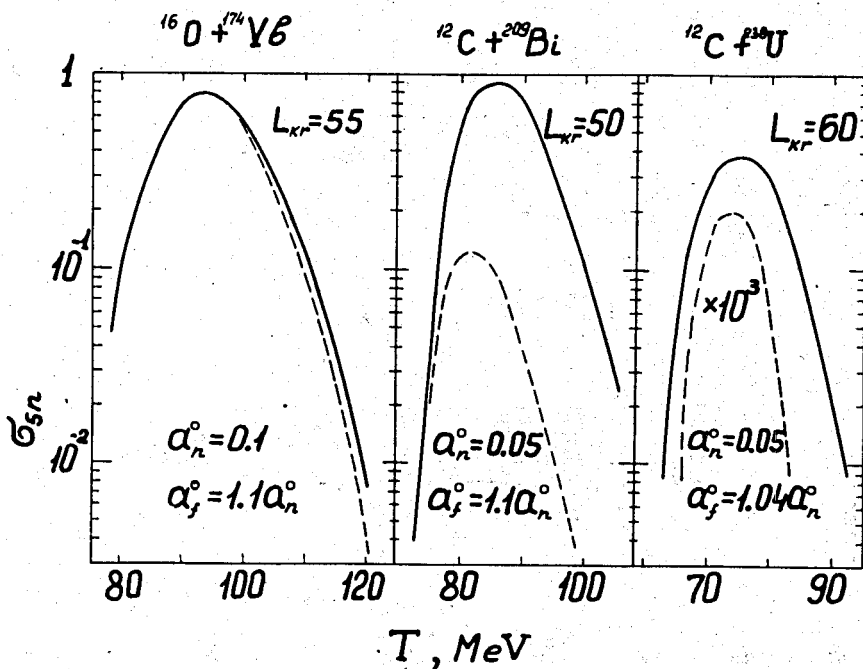


Рис. 4. Влияние процесса деления на вид функций возбуждения с испусканием пяти нейтронов. Сплошные кривые рассчитаны без учета деления, пунктир - расчет с учетом конкуренции процессов деления и испарения. $I_{sp} = 210$ для $^{16}\text{O} + ^{174}\text{Yb}$ и $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$; $I_{sp} = 1,5 I_0$ для $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, значения остальных параметров указаны на рисунке/.

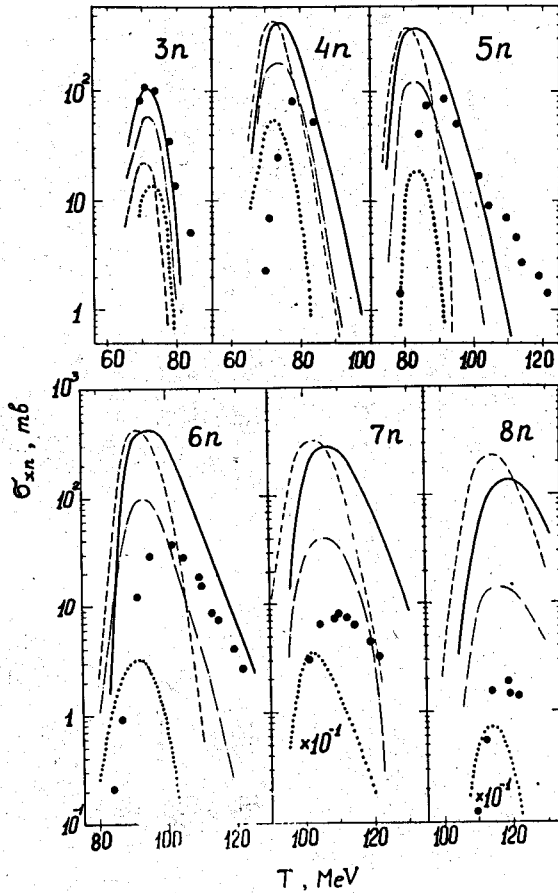


Рис. 5. Функции возбуждения $^{209}\text{Bi} (^{12}\text{C}, xn) ^{221-x}\text{Ac}$. Сплошные и пунктирные кривые рассчитаны соответственно для случаев $a_f^c = a_n^c = 0,05$ и $a_f^o = a_n^o = 0,1$; штрих-пунктирные и точечные кривые соответствуют выбору параметров $a_f^o = 1,1 a_n^o$, $a_n^c = 0,05$ и $a_f^c = 1,2 a_n^c$, $a_n^o = 0,05$. Во всех случаях $L_{kr} = 50\hbar$, $l_{sp} = 2l_0$. Экспериментальные точки взяты из работы [12].

зрочен

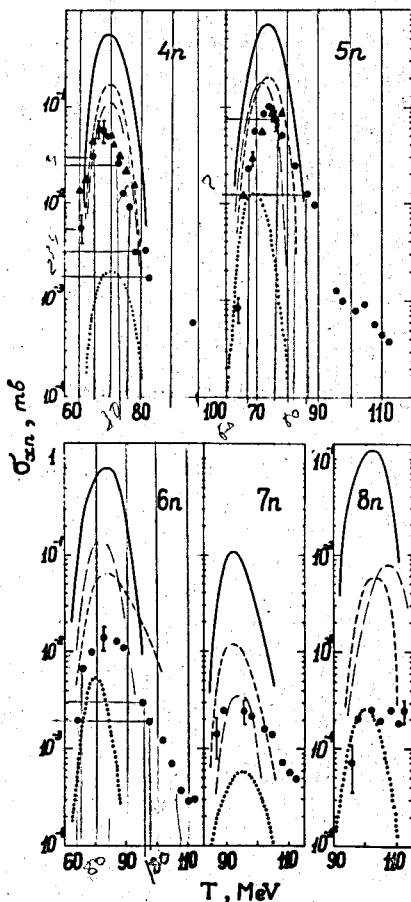


Рис. 6. Функции возбуждения $^{238}\text{U}(^{12}\text{C}, xn)^{250-x}\text{Cf}$. Сплошные и пунктирные кривые рассчитаны соответственно для случаев $a_f^\circ = a_n^\circ = 0,05$ и $a_f^\circ = 1,04, a_n^\circ = 0,05$, штрих-пунктирные и точечные кривые соответствуют выбору параметров $a_f^\circ = a_n^\circ = 0,067$ и $a_f^\circ = a_n^\circ = 0,1$. Во всех случаях $L_{kr} = 60 \text{ н}$, $l_{sp} = 1,5l_0$. Экспериментальные точки из работ [13, 14] нанесены соответственно полными треугольниками и заштрихованными кружками.

С?

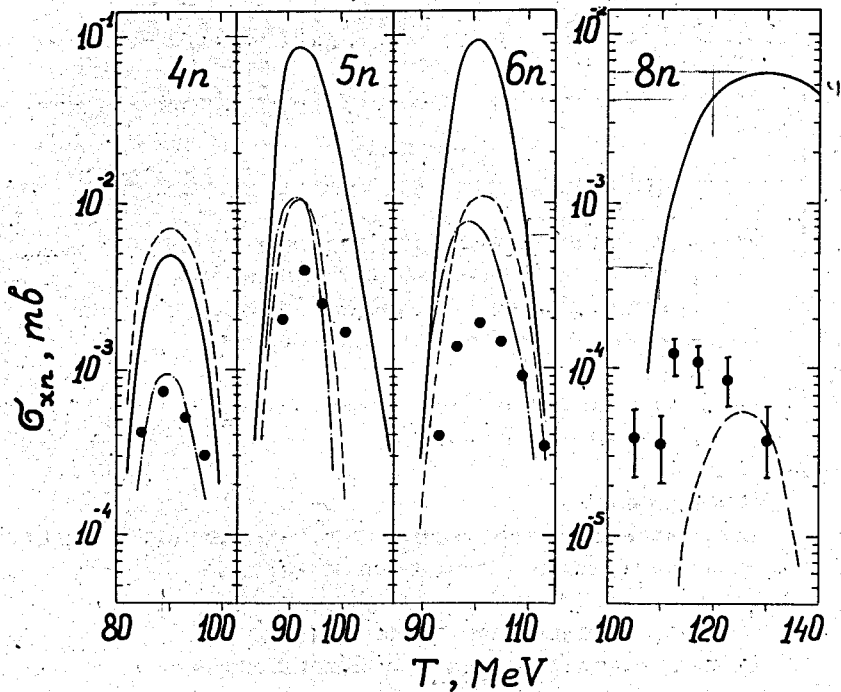


Рис. 7. Функции возбуждения $^{238}\text{U}(^{16}\text{O}, x_n)^{254-x}\text{Fm}$. Сплошные, пунктирные и штрих-пунктирные кривые относятся соответственно к выбору параметров $a_f^\circ = a_n^\circ = 0,05$; $a_f^\circ = 1,04 a_n^\circ$; $a_p^\circ = 0,05$; $a_f^\circ = a_n^\circ = 0,067$. Во всех случаях $L_{kr} = 60\hbar$, $\eta_{sp} = 1,351_0$. Экспериментальные точки взяты из работы /15/.