

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5154/82

25/10-82

P7-82-538

А.С.Ильинов, М.В.Мебель, Е.А.Черепанов

СИСТЕМАТИКА  
ЭФФЕКТИВНОГО ОТНОШЕНИЯ ( $\Gamma_n/\Gamma_f$ )  
ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН ЭМИССИИ НЕЙТРОНА  
И ДЕЛЕНИЯ ТРАНСКЮРИЕВЫХ ЯДЕР

1982

1. К настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал по сечениям (НЛ, хп) -реакций, приводящих к образованию тяжелых элементов. Сечение образования изотопа в процессе последовательной эмиссии из составного ядра  $x$  нейтронов может быть представлено в виде /1,2/

$$\sigma_{xn} = \sigma_c(E^*, I) P_x(E^*, I) \prod_{i=1}^x [\Gamma_n(E^*, I) / \Gamma_{tot}(E^*, I)]_i, \quad /1/$$

где  $\sigma_c$  - сечение образования составного ядра с энергией возбуждения  $E^*$  и угловым моментом  $I$ ;  $P_x$  - вероятность испускания из него  $x$  нейтронов. В области тяжелых составных ядер эмиссия заряженных частиц подавлена кулоновским барьером, поэтому полная ширина распада составного ядра  $\Gamma_{tot}$  приблизительно равна сумме парциальных ширин деления, эмиссии  $\gamma$ -кванта, нейтрона:

$\Gamma_{tot} = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_f$ . Эмиссия  $\gamma$ -квантов конкурирует с другими процессами только на последней ступени испарительного каскада. Для учета этой конкуренции можно предположить, что вращательная энергия ядра  $E_{rot}$ , оставшаяся после эмиссии последнего нейтрона, уносится каскадом  $\gamma$ -квантов\*. Тогда из выражения /1/ получим

$$\sigma_{xn} = \sigma_c P_x \left(1 + \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n + \Gamma_f}\right)^x \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f}\right)_i = \sigma_c P_x(E^* - E_{rot}) \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_i /2/$$

полагая при этом, что в области сильно делящихся ядер  $\Gamma_n \ll \Gamma_f$ .

Используя выражение /2/, из экспериментальных сечений  $\sigma_{xn}^{exp}$  можно извлечь значения усредненного по испарительному каскаду отношения ширин деления и эмиссии нейтрона

$$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle = \left[ \prod_{i=1}^x (\Gamma_n / \Gamma_f)_i \right]^{1/x} \quad ** \quad \text{с помощью соотношения}$$

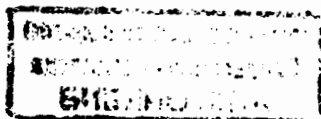
$$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{exp} = (\sigma_{xn}^{exp} / \sigma_c P_x)^{1/x}, \quad /3/$$

где величины  $\sigma_c$  и  $P_x$  рассчитываются известным способом /2,4/.

Экспериментальные значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{exp}$  включают в себя данные, которые были получены в (НЛ, хп) -реакциях под действием ионов /от  $^{10}\text{B}$  до  $^{54}\text{Cr}$  /, сопровождающихся эмиссией от 2 до 8 нейтронов /4-7/. Несмотря на то, что каждый множитель  $(\Gamma_n / \Gamma_f)_i$

\*В отдельных случаях необходим более строгий учет эмиссии  $\gamma$ -квантов /3/.

\*\*Далее для краткости будем называть величину  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  эффективным отношением.



зависит от  $E^*$  и  $I$ , усреднение по испарительному каскаду приводит к слабой зависимости эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от этих характеристик начального составного ядра<sup>8/</sup>. По этой причине существовавшие ранее эмпирические систематики<sup>1,4/</sup> отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  учитывали только зависимость  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от числа нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  в составном ядре.

2. Эмпирические систематики отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  лежат в основе метода расчета<sup>1,2,4/</sup>, который широко применяется для оценки сечений образования новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов. Поскольку в настоящее время для синтеза новых изотопов используется широкий ассортимент тяжелых ионов, для повышения точности предсказаний сечений  $\sigma_{xn}$  необходимо учесть в систематиках<sup>1,4/</sup> зависимость эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от энергии возбуждения  $E^*$  / от числа испущенных нейтронов  $x$  / и углового момента  $I$  начального составного ядра.

Метод расчета сечений образования тяжелых элементов<sup>1,4/</sup> основан на предположении, что реальный процесс девозбуждения, в котором на каждой ступени испарительного каскада значения  $E_i^*$  и, следовательно, температуры ядра  $T_i$  меняются, можно аппроксимировать процессом эмиссии частиц с некоторой постоянной эффективной температурой  $\langle T \rangle$  для промежуточного ядра. Учитывая слабую зависимость  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от энергии, в основу анализа положим выражение для  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , полученное в модели с постоянной температурой<sup>9/</sup>:

$$\Gamma_n / \Gamma_f = \frac{2A^{2/3}}{\kappa} \frac{K_n}{K_f} T \exp[(V_f - V_n + E_{rot}^f - E_{rot}^n) / T]. \quad /4/$$

Здесь  $V_f$  - барьер деления;  $V_n$  - энергия связи нейтрона;  $A = Z + N$ ;  $\kappa$ ,  $K_n$  и  $K_f$  - константы,  $E_{rot} = \hbar^2 I^2 / 2\theta_1$ <sup>5/</sup>. Перпендикулярная составляющая момента инерции относительно оси симметрии ядра  $\theta_1$  определяется его параметрами деформации  $\beta_2$  и  $\beta_4$ <sup>10/</sup>:

$$\theta_1 = \theta_0 [1 + \sqrt{5/16} \pi \beta_2 + (45/28 \pi) \beta_2^2 + (15/7 \pi \sqrt{5}) \beta_2 \beta_4].$$

В расчетах использовались значения параметров  $\beta_2^n = 0,24$ <sup>11,12/</sup>,  $\beta_2^f$  вычислялись согласно<sup>13/</sup>,  $\beta_4^n = 0,0$ ; твердотельный момент инерции  $\theta_0 = 0,4 m_N A^{5/3} \text{ г}^2$  вычислялся при  $r_0 = 1,2 \text{ Фм} / m_N$  - масса нуклона/.

3. Введем энергетическую зависимость отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , положив, что температура  $T$  связана с энергией возбуждения  $E^*$  соотношением, полученным в модели ферми-газа,  $T = \sqrt{E^* / aA}$ <sup>19/</sup>\*/. Для параметра плотности уровней используем асимптотическое значение  $a = 0,1 \text{ МэВ}^{-1/14/}$ ; результаты для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  окажутся менее чувствительными к изменению величины, а в разумных пределах.

\*/ Как было показано в работе<sup>15/</sup>, для описания данных по  $\sigma_{xn}$  и  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в модель с постоянной температурой необходимо ввести зависимость  $T = f(E^*)$  такого типа.

Из выражения /4/ получим для эффективного отношения

$$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle = \text{Const} \langle T \rangle \exp\left(\frac{1}{x} \sum_{i=1}^x \frac{\Delta B_i + \Delta E_{rot}^i}{T_i}\right), \quad /5/$$

где

$$\Delta B_i = B_f^i - B_n^i; \quad \Delta E_{rot}^i = E_{rot}^{fi} - E_{rot}^{ni}; \quad \langle T \rangle = \left(\prod_{i=1}^x T_i\right)^{1/x} -$$

эффективная температура.

Поскольку нейтрон уносит из ядра малый угловой момент  $I_n \ll I / 16$  и после эмиссии нейтрона момент инерции тяжелого ядра практически не меняется  $/ A \gg 1$ , то в данной цепочке  $\Delta E_{rot} = \text{Const}$ . Отметим также, что жидкокапельная энергия связи  $B_n$  и барьер деления  $V_f$  в цепочке также меняются слабо ( $x \ll A$  и  $Z = \text{Const}$ ), в результате чего  $\Delta B_i \approx \bar{V}_f - \bar{V}_n = \text{Const}$  /здесь  $\bar{V}_n = x^{-1} \sum_{i=1}^x V_n^i$  и  $\bar{V}_f = x^{-1} \sum_{i=1}^x V_f^i$ ). Наконец, из экспериментальных данных по положению максимума функций возбуждения  $(NI, xn)$  -реакций<sup>17/</sup>, а также из значений  $V_n^i$  следует, что средняя уносимая нейтроном энергия  $\bar{\epsilon}_i = \bar{V}_n - 2T_i$  примерно постоянна для звеньев испарительной цепочки  $\bar{\epsilon} = E^* / x = \text{Const}$ .

Тогда, учитывая, что

$$\prod_{i=1}^x T_i(E^*) = \sqrt{\frac{E^*}{aA}} \sqrt{\frac{E^* - \bar{\epsilon}}{a(A-1)}} \dots \sqrt{\frac{E^* - (x-1)\bar{\epsilon}}{a(A-x+1)}} = f(x) \sqrt{E^* / aA},$$

$$\sum_{i=1}^x T_i^{-1}(E^*) = \sqrt{\frac{aA}{E^*}} + \sqrt{\frac{a(A-1)}{E^* - \bar{\epsilon}}} + \dots + \sqrt{\frac{a(A-x+1)}{E^* - (x-1)\bar{\epsilon}}} = x \phi(x) \sqrt{aA / E^*},$$

из уравнения /5/ получим окончательное выражение для отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ , которое содержит в себе зависимость от энергии возбуждения  $E^*$ , углового момента  $I$  и числа испущенных частиц  $x$ :

$$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle \approx \text{Const} T f^{1/x}(x) \exp[(\bar{V}_f - \bar{V}_n + \Delta E_{rot}) \phi(x) / T]. \quad /6/$$

Здесь  $f(x) = \sqrt{x!} / \sqrt{x^x}$  и  $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} \left( \frac{1}{\sqrt{1}} + \frac{1}{\sqrt{2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{x}} \right)$ .

4. Из соотношения /6/ легко получить формулу для приведения к заданному набору переменных  $E_0^*$ ,  $I_0$ ,  $x_0$  значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ , извлеченного из реакции с произвольным набором  $E^*$ ,  $I$ ,  $x$ :

$$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle_0 = \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{exp} \phi(E^*, I, x \rightarrow E_0^*, I_0, x_0), \quad /7/$$

где зависимость от интересующих нас переменных имеет вид

$$\phi(E^*, I, x \rightarrow E_0^*, I_0, x_0) = \sqrt{\frac{E_0^*}{E^*}} [f^{1/x_0}(x_0) / f^{1/x}(x)] \times$$

$$\times \exp \left\{ \sqrt{aA} (\bar{V}_f - \bar{V}_n) \left[ \frac{\phi(x_0)}{\sqrt{E_0^*}} - \frac{\phi(x)}{\sqrt{E^*}} \right] + \sqrt{aA} \frac{\hbar^2}{2\theta_{eff} \sqrt{E_0^*}} \left[ \frac{\phi(x_0)}{I_0^2} - \frac{\phi(x)}{\sqrt{E^*}} \right]^2 \right\}.$$

Здесь  $1/\theta_{eff} = 1/\theta_1^f - 1/\theta_1^n$ .

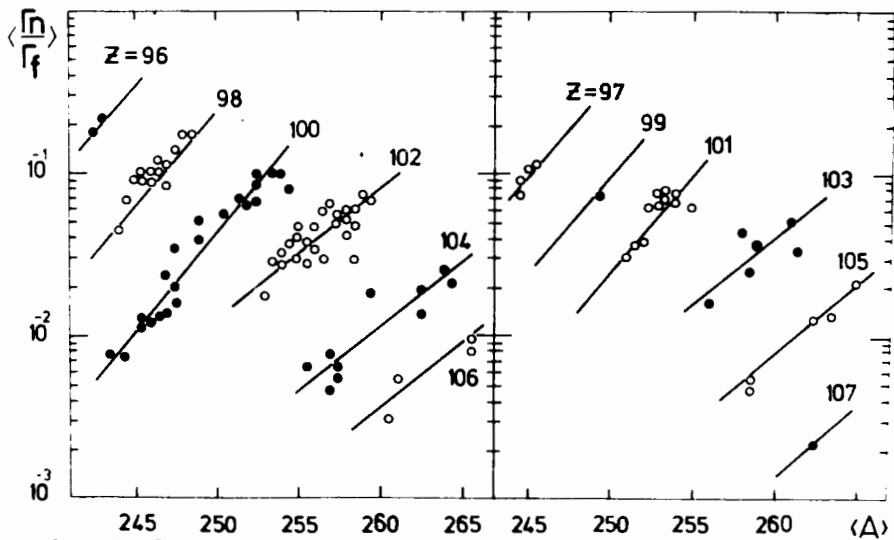


Рис.1. Эмпирическая систематика эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ . Экспериментальные точки приведены к значениям  $x = 4$ ,  $E_0^* = 40$  МэВ,  $I_0 = 10$  п. Кривые - расчет по формуле /8/.

С помощью формулы /7/ приведем все экспериментальные данные для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{\text{exp}}$  к одному набору переменных  $E_0^*$ ,  $x_0$  и  $I_0$ . Поскольку большая часть данных извлечена из сечений  $(\text{HI}, 4n)$ -реакции, выберем в качестве опорных средние значения переменных для этой реакции:  $x_0 = 4$ ;  $E_0^* = 40$  МэВ и  $I_0 = 10$  п. Приведенные экспериментальные величины  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{\text{exp}}$  показаны на рис.1. Видно, что при фиксированных значениях энергии возбуждения  $E_0^*$  и угловом моменте  $I_0$  зависимость  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от нуклонного состава ядра можно представить в виде

$$\lg \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle = \alpha_0 Z + \beta_0 \bar{N} + \gamma_0, \quad /8/$$

где  $\bar{N} = N - (x-1)/2$ .

Экспериментальные данные неплохо описывают /см. рис.1/ следующий набор констант:

$$\alpha_0 = -0,269, \quad \beta_0 = 0,121, \quad \gamma_0 = 7,38 \quad \text{для } Z = 96, 98, 100;$$

$$\alpha_0 = -0,179, \quad \beta_0 = 0,121, \quad \gamma_0 = -1,55 \quad \text{для } Z = 97, 99, 101;$$

$$\alpha_0 = -0,169, \quad \beta_0 = 0,081, \quad \gamma_0 = 3,35 \quad \text{для } Z = 102, \\ \gamma_0 = 3,00 \quad \text{для } Z = 104 \text{ и } 106;$$

$$\alpha_0 = -0,284, \quad \beta_0 = 0,081, \quad \gamma_0 = 15,16 \quad \text{для } Z = 103, 105, 107.$$

Соотношения /7/, /8/ представляют собой полуэмпирическую систематику эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ , с помощью которой можно определить величину  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  для конкретного набора значений  $E^*$ ,  $I$ ,  $x$ , характеризующего данную  $(\text{HI}, xn)$ -реакцию. Вы-

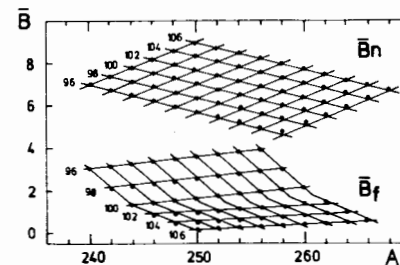


Рис.2. Зависимость энергий связи нейтрона  $\bar{B}_n$  и барьеров деления  $\bar{B}_f$  от нуклонного состава тяжелых ядер. Точки - расчет по формуле /13/; прямые - аппроксимация результатов расчета линейными зависимостями /9/ и /10/; цифры у прямых показывают число протонов  $Z$  в ядре.

полненные нами расчеты сечений  $\sigma_{\text{xn}}$  методом /4/ с использованием систематики /7/, /8/ показали лучшее согласие с экспериментом, чем расчеты с эмпирическими систематиками /1,4/. Таким образом, полуэмпирическую систематику /7/, /8/ можно использовать для оценки сечений образования неизвестных изотопов тяжелых элементов, не очень удаленных от изученной области  $Z$  и  $N$ .

5. Чтобы определить надежность более далекой экстраполяции, необходимо отойти от чисто эмпирического подхода и обосновать полученные выражения исходя из какой-либо теоретической модели. Поскольку теория предсказывает разрушение оболочечных эффектов в высоковозбужденных ядрах /17/, проанализируем эмпирическую зависимость /8/ в рамках модели жидкой капли, опираясь на широко используемый набор параметров Майерса и Святецкого /13/.

Рассчитаем входящие в выражение /6/ для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  средние значения энергий связи нейтрона  $\bar{B}_n$  и барьеров деления  $\bar{B}_f$  для  $x_0 = 4$ . Результаты расчета показаны на рис.2. Значения  $\bar{B}_n$  линейно зависят от  $Z$  и  $N$  /см. рис.2/:

$$\bar{B}_n \approx \alpha_n Z - \beta_n N + \gamma_n, \quad /9/$$

где  $\alpha_n = 0,200$  МэВ;  $\beta_n = 0,130$  МэВ и  $\gamma_n = 6,47$  МэВ. Жидкокапельные барьеры деления  $\bar{B}_f$  уменьшаются с ростом  $Z$  и слабо зависят от числа нейтронов  $N$  в ядре /см. рис.2/. Расчетные значения  $\bar{B}_f$  приближенно можно аппроксимировать зависимостью

$$\bar{B}_f \approx -\alpha_f Z + \beta_f N + \gamma_f, \quad /10/$$

где

$$\alpha_f = 0,438 \text{ МэВ}, \quad \beta_f = 0,052 \text{ МэВ}, \quad \gamma_f = 37,60 \text{ МэВ} \quad \text{для } Z < 102 \\ \text{и } \alpha_f = 0,188 \text{ МэВ}, \quad \beta_f = 0,025 \text{ МэВ}, \quad \gamma_f = 16,4 \text{ МэВ} \quad \text{для } Z \geq 102.$$

Подставив в уравнение /6/ аппроксимации /9/, /10/ жидкокапельных значений  $\bar{B}_n$  и  $\bar{B}_f$ , получим зависимость эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от нуклонного состава ядер в таком же виде /8/, как и в полуэмпирической систематике. При этом параметры систематики /8/ будут связаны с жидкокапельными параметрами следующими соотношениями:

$$\alpha_0 = -\eta_1 (\alpha_n + \alpha_f),$$

$$\beta_0 = \eta_1 (\beta_n + \beta_f), \quad /11/$$

$$\gamma_0 = \eta_1 (\gamma_f - \gamma_n + \Delta E_{tot}) + \eta_2,$$

$$\text{где } \eta_1 = \phi(x_0) / 2,3 T_0, \quad \eta_2 = \lg \left[ \frac{2A^{2/3}}{\kappa} \frac{K_n}{K_f} T_0 f^{1/x_0} (x_0) \right]$$

являются при фиксированном наборе переменных  $E_0^*$ ,  $I_0$ ,  $x_0$  константами, слабо зависящими от нуклонного состава ядра.

Таким образом, наблюдаемая в эксперименте /рис.1/ линейная зависимость  $\lg \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от массового числа  $A$  ядер данного элемента является отражением линейной зависимости величин  $\bar{V}_n$  и  $\bar{V}_f$  от числа нейтронов  $N$ . Наклон прямых, изображающих рассчитанное с жидкокапельными /13/ значениями  $\bar{V}_n$  и  $\bar{V}_f$  отношение

$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  для данного  $Z$ , определяется главным образом параметром  $\beta_n = \text{Const}(\beta_n > \beta_f)$ . Зависимость от  $Z$  величины параметра  $\beta_f$  вызывает незначительное изменение наклона этих прямых. Логично предположить, что наблюдаемое в экспериментальных значениях

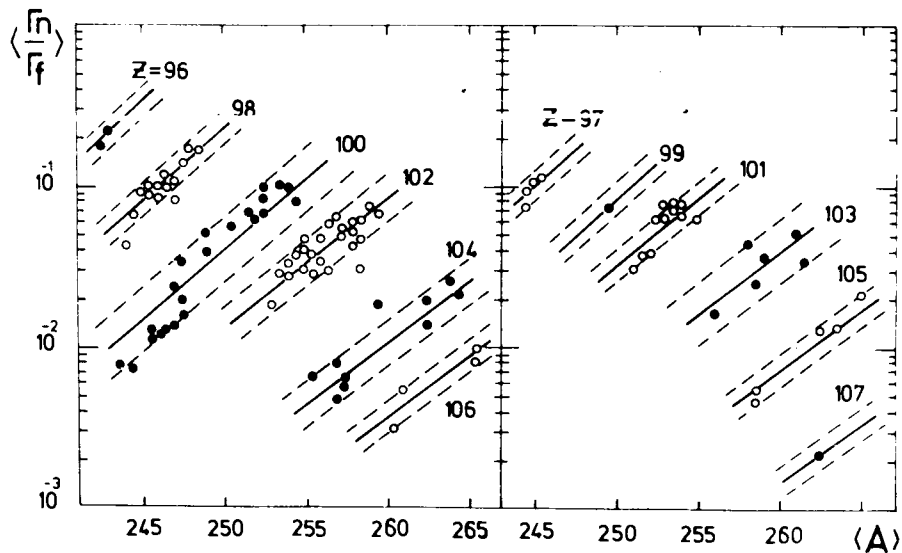


Рис.3. Сравнение экспериментальных значений  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  с жидкокапельными расчетами /сплошные кривые/. Пунктирными кривыми отмечена неопределенность экспериментальных данных для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ , соответствующая неопределенности "эмпирических" значений  $\bar{V}_f$  на рис.4.

$\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{\text{exp}}$  изменение наклона прямых при переходе к ядрам с

$Z \geq 102$  /см. рис.1/ объясняется довольно резким изменением зависимости  $\bar{V}_f$  от нуклонного состава ядер /см. рис.2/; однако в расчете оно проявляется слабее /см. рис.3/. В целом наклон расчетных прямых близок к экспериментальному /см. рис.3/.

Жидкокапельная составляющая в массах ядер и, следовательно, энергия связи нейтрона  $V_n$  /то есть параметры  $\alpha_n$ ,  $\beta_n$ ,  $\gamma_n$  / определены более надежно, чем барьеры деления  $V_f$  тяжелых ядер /параметры  $\alpha_f$ ,  $\beta_f$ ,  $\gamma_f$  /. Кроме того, значения  $\bar{V}_f$  описываются линейной зависимостью /13/ хуже, чем значения  $\bar{V}_n$ . Это приводит не только к большей неопределенности величины параметров  $\alpha_0$  и  $\gamma_0$  по сравнению с параметром  $\beta_0$ , но и к их зависимости от нуклонного состава ядра. Поэтому расстояние между прямыми, изображающими на рис.1 величину  $\lg \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle_0$  для разных  $Z$ , изменяется, и вся изученная область ядер не описывается выражением /8/ с одним универсальным набором эмпирических параметров  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\gamma_0$ . В результате можно сделать вывод, что эмпирическую систематику /8/ нельзя использовать для далекой экстраполяции в неизученную область  $Z$  и  $N$ . Очевидно, также, что ее нельзя применять для описания данных в низкоэнергетической области по отношению  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , где существенным образом проявляются оболочечные эффекты. Подробный анализ этого класса данных выполнен в работе /18/.

6. Различные версии модели жидкой капли определяют высоту барьеров деления тяжелых ядер с точностью  $\sim 1$  МэВ /см. рис.4/. Поэтому, чтобы достичь хорошего согласия между расчетными и экспериментальными значениями  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  не только по наклону прямых /см. рис.3/, но и по абсолютной величине, необходимо скорректировать жидкокапельные /13/ барьеры  $V_f$  в пределах отмеченной неопределенности. Разумеется, извлеченные таким образом из  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  эмпирические значения  $\bar{V}_f$  являются весьма грубыми как из-за неточности самих экспериментальных данных по  $\sigma_{\text{хв}}$  /большой разброс точек для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^{\text{exp}}$  /, так и из-за физических упрощений, содержащихся в процедуре извлечения  $V_f$ . Тем не менее, поскольку данных о жидкокапельных барьерах в области  $Z > 100$  немного, представляет интерес сравнение "эмпирических" значений  $V_f$  с расчетными, полученными с помощью разных версий модели жидкой капли /13,19,20/. Такое сравнение приведено на рис.4.

"Экспериментальные" значения  $V_f$  лучше согласуются с жидкокапельными барьерами деления Майерса и Святецкого /13/. Следует отметить, что разные версии модели жидкой капли предсказывают разную изотопическую зависимость  $V_f$  /см. рис.4/. В принципе из экспериментальных значений  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  можно было бы извлечь зависимость величины  $V_f$  от числа нейтронов в ядре, если бы эти значения имели меньшую неопределенность.

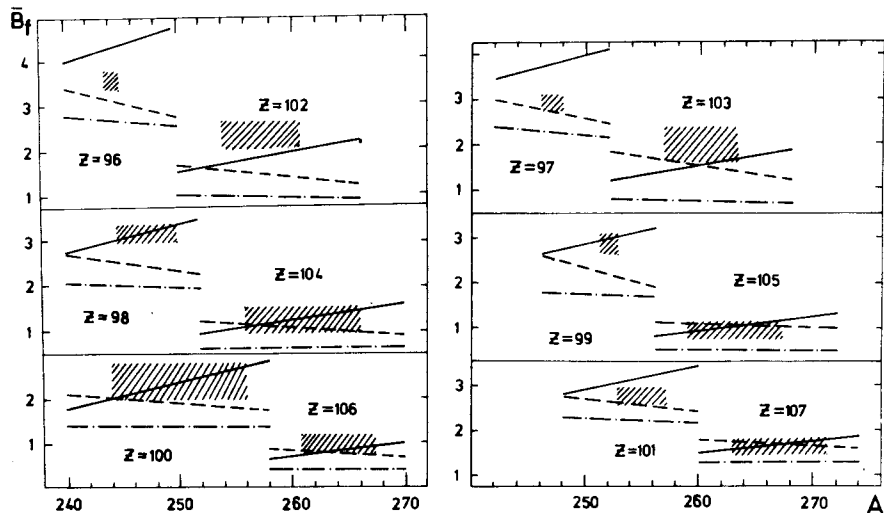


Рис. 4. Сравнение "эмпирических" барьеров деления  $\bar{B}_f$  с расчетами, выполненными с помощью разных модификаций моделей жидкой капли. Сплошная кривая - расчет по модели Майерса и Святецкого<sup>13/</sup>; штрих-пунктирная - по модели Паули и Ледергербера<sup>19/</sup>; пунктирная - по модели Краппе-Никса<sup>20/</sup>. Заштрихованные области изображают неопределенность "эмпирических" значений  $\bar{B}_f$ , соответствующую неопределенности экспериментальных данных для  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ .

Для получения более точных сведений о барьерах деления тяжелых ядер необходимо анализировать менее усредненные экспериментальные данные, чем эффективное отношение  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ . Одной из таких характеристик, которую можно извлечь из сечений  $(nI, xn)$ -реакций, является отношение  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , соответствующее определенному значению энергии возбуждения  $E^*$  ядра. Анализ энергетической зависимости отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  позволит исследовать исчезновение оболочечных эффектов в тяжелых нагретых ядрах, что имеет важное значение для проблемы синтеза сверхтяжелых элементов.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову за интерес к данной работе, Ю.Ц.Оганесяну за полезные обсуждения и стимулирующие замечания и А.Г.Демину за помощь в анализе сечений  $(nI, xn)$ -реакций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sikkeland T. Ark.Fys., 1967, 36, p. 539.
2. Ильинов А.С. ОИЯИ, Р7-7108, Дубна, 1973.
3. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. ЯФ, 1961, 33, с. 997.

4. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. ОИЯИ, Р7-81-549, Дубна, 1981.
5. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nuclear Fission, Acad.Press, N.Y., 1973.
6. Флеров Г.Н., Звара И.И. ОИЯИ, Д7-6013, Дубна, 1971.
7. Neubert W. Nucl.Data Tables, 1973, 11, p. 531.
8. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1973, 18, с. 37.
9. Юизенга Дж., Ванденбош Р. В кн.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1964, т.2, с. 51.
10. Hagelund H., Jensen A.S. phys.scripta, 1977, 15, p.25.
11. Möller P., Nilsson S.G., Nix J.R. Nucl.Phys., 1974, A229, p. 292.
12. Möller P. Nucl.Phys., 1972, A192, p. 529.
13. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Phys., 1968, 36, p. 343; Rep. UCRL-11980, Berkeley, 1965.
14. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ П-0064, М., 1977; Nucleonika, 1980, 25, p. 611.
15. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-10904, Дубна, 1977.
16. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1968, 9, с. 48.
17. Moretto L.G. Nucl.Phys., 1972, A180, p. 337.
18. Истеков К.К. и др. ЯФ, 1979, 29, с. 1156.
19. Pauli H.C., Ledergerber L.D. Nucl.Phys., 1971, A175, p. 545.
20. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-78-2289, Los Alamos, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июля 1982 года.



Ильинов А.С., Мебель М.В., Черепанов Е.А.

P7-82-538

Систематика эффективного отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  парциальных ширин эмиссии нейтрона и деления транскюриевых ядер

Из анализа экспериментальных сечений  $(nI, xn)$ -реакций получены значения отношения парциальных ширин эмиссии нейтрона и деления  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ , усредненного по испарительному каскаду. В рамках статистической модели распада возбужденных ядер определены зависимости величины  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от энергии возбуждения  $E^*$ , углового момента  $I$  и числа испущенных нейтронов  $x$ . С помощью этих зависимостей проведен анализ экспериментальных данных и получена полуэмпирическая систематика отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$ . Обсуждается зависимость отношения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  от нуклонного состава ядра в рамках модели жидкой капли.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Ilijinov A.S., Mebel M.V., Cherepanov E.A.

P7-82-538

Systematics of  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  Effective Ratio of Neutron Emission Partial Widths and Transcurium Nuclear Fission

On the basis of experimental cross sections of  $(nI, xn)$  reactions the values of neutron emission partial width ratio to fission  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  averaged over the evaporation cascade are obtained. Within the framework of the statistical model of the decay of excited nuclei the dependences of  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  on excitation energy  $E^*$ , angular momentum  $I$  and the number of emitted neutrons  $x$  are determined. By means of these dependences the analysis of experimental data is performed and the semiempirical systematics of  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  ratio is obtained. The dependence of  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  ratio upon the nucleon composition of a nucleus is discussed in the framework of the liquid drop model.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982