



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-195

P7-99-195

Д.В.Ванин\*, П.Н.Надточий\*, Г.И.Косенко, Г.Д.Адеев\*

ЛАНЖЕВЕНОВСКОЕ ОПИСАНИЕ МАССОВОГО  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР. :

Направлено в журнал «Ядерная физика»

\*Омский государственный университет

1999

## 1. Введение

В последние годы большое количество экспериментального материала было собрано по наблюдаемым распределениям осколков деления (массовым, энергетическим, угловым) как функциям различных параметров составного ядра — энергии возбуждения, углового момента и параметра делимости (или параметра  $Z^2/A$ ). Большая часть этого материала была систематизирована и проанализирована в работах [1–3]. Теоретическое же объяснение механизма формирования распределений осколков деления на основе динамического описания до сих пор остается одной из нерешенных проблем физики деления. Среди нескольких теоретических схем [4–8], применяемых для описания такого неравновесного процесса, как динамика деления, стохастический подход [7, 8], основанный на уравнениях Ланжевена (УЛ), является наиболее многообещающим и интенсивно развивающимся в настоящее время.

В работах [9–12], использующих УЛ в качестве динамических уравнений, были проведены расчеты параметров энергетического распределения осколков деления одновременно с расчетом множественности предразрывных нейтронов. При этом было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. С другой стороны, до последнего времени нет ни одной публикации, в которой бы детально исследовались параметры массового распределения (МР) осколков при помощи УЛ.

Результаты первых расчетов МР, в которых УЛ используются в качестве динамических уравнений, можно найти в работе [13]. Использованная там модель была упрощенной, и результаты [13] могут претендовать лишь на качественное сравнение с экспериментальными данными. Действительно, в [13] не учитывалась эмиссия легких частиц, что представляет одну из ярких особенностей рассматриваемых реакций. Совершенно невыясненными остались механизм и величина ядерной вязкости в делении, которая приводит к наилучшему описанию экспериментальных данных.

В настоящей работе представляются результаты расчетов МР, полученных с использованием УЛ, а также проводится анализ влияния на рассчитанные параметры МР эмиссии предразрывных легких частиц, а также типа и величины ядерной вязкости.

Для исследования были выбраны достаточно хорошо экспериментально изученные реакции с тяжелыми ионами [3, 14], в которых образуются составные ядра с энергией возбуждения  $E^* \geq 50$  МэВ (температурой  $T \geq 1$  МэВ), что позволило пренебречь оболочечными эффектами и эффектом спаривания нуклонов при расчете потенциальной энергии ядра и транспортных коэффициентов в динамических уравнениях.

Расчет [13] был проведен для широкого круга ядер (от  $Z^2/A \simeq 21$  до  $Z^2/A \simeq 40$ ) в рамках двух вариантов модели жидкой капли (МЖК): МЖК с резкой границей поверхности ядра и МЖК с диффузным краем [15]. При этом начальные условия для решения УГ выбирались на гребне, разделяющем основное состояние и долину деления ядра, в соответствии с идеей переходного состояния.

В настоящей же работе расчеты проводились с выбором начальных координат, соответствующих основному состоянию составного ядра (в МЖК это сфера). Однако при таких начальных условиях чем выше барьер, тем дольше время расчетов, поскольку вероятность деления  $P_f$  экспоненциально убывает с ростом величины барьера деления  $B_f$  ( $P_f \sim \exp[-B_f/T]$ ). Чтобы уменьшить расчетное время, мы остановили свой выбор на трех реакциях в которых образуются ядра с величиной барьера  $B_f \leq 7$  МэВ. Полученный результат мы сравниваем с предыдущими нашими результатами [13]. Другой целью этой статьи было выяснение влияния величины (и типа) ядерной вязкости. Кроме того, было исследовано, как влияет на конечный результат (МР) включение учета обмена нуклонами между двумя частями ядра (между будущими осколками) в масс-асимметричной компоненте тензора вязкости, определяемого в рамках так называемого относительного механизма диссипации.

## 2. Описание модели

Для описания поверхности ядра мы ограничились аксиально-симметричными формами, используя двухпараметрическое семейство оваловидов Кассини, предложенное в [16]. В цилиндрических координатах поверхность ядра задается уравнением

$$\rho_s^2 = \sqrt{\frac{1}{c_v^4} + 4\frac{\varepsilon}{c_v^2}(z - \kappa|z|)^2 - \frac{\varepsilon}{c_v^2} - z^2}. \quad (1)$$

Здесь  $z$  — координата вдоль оси симметрии;  $\rho$  — координата, перпендикулярная  $z$ ;  $\rho_s$  — значение  $\rho$  на поверхности ядра;  $\varepsilon, \kappa$  — коллективные координаты, отвечающие за удлинение и массовую асимметрию, соответственно;  $c_v$  — масштабный фактор, отвечающий за сохранение объема ядра. В симметричном случае ( $\kappa = 0$ ) поверхность ядра соответствует зеркально-симметричным формам, хорошо известным овалоидам Кассини [17, 18], при  $\kappa > 0$  получаются асимметричные формы. Условие  $\varepsilon < \frac{1}{2}(1 + \kappa)^{-2}$  дает набор аксиально-симметричных оваловидов, при  $\frac{1}{2}(1 + \kappa)^{-2} < \varepsilon < \frac{1}{2}(1 - \kappa)^{-2}$  уравнение (1) описывает поверхности грушевидной формы, неравенство  $\varepsilon > \frac{1}{2}(1 - \kappa)^{-2}$  приводит к асимметричным

фигурам с координатой шейки  $z_{neck} = 0$ . При  $\varepsilon = 1$  и любом значении  $\kappa$  радиус шейки становится равным нулю, и это мы рассматриваем как простейшее условие разрыва сплошной формы на осколки. Но часто [19–21] полагают, что разрыв происходит при некоторой критической деформации с относительно толстой перемычкой.

Эволюция коллективных степеней свободы рассматривалась в стохастическом подходе как движение броуновской частицы [19, 22] в термостате, образованном одночастичными степенями свободы ядра. Набор соответствующих УЛ в случае  $N$  коллективных координат имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{q}_i &= \mu_{ij} p_j, \\ \dot{p}_i &= -\frac{1}{2} p_j p_k \frac{\partial \mu_{jk}}{\partial q_i} - \frac{\partial F}{\partial q_i} - \gamma_{ij} \mu_{jk} p_k + \theta_{ij} \xi_j, \\ i, j, k &= 1 \dots N, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mathbf{q} = (\varepsilon, \kappa)$  — набор коллективных координат;  $\mathbf{p} = (p_\varepsilon, p_\kappa)$  — сопряженные им импульсы;  $F(\mathbf{q})$  — свободная энергия рассматриваемой системы;  $m_{ij}$  ( $\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$ ) — инерционный тензор;  $\gamma_{ij}$  — фрикционный тензор;  $\theta_{ij} \xi_j$  — случайная сила;  $\theta_{ij}$  — ее амплитуда, связанная с диффузионным тензором  $D_{ij}$  уравнением:

$$D_{ij} = \theta_{ik} \theta_{kj}, \quad (3)$$

который, в свою очередь удовлетворяет соотношению Эйнштейна:

$$D_{ij} = T \gamma_{ij}. \quad (4)$$

Случайная величина  $\xi_j$  обладает следующими свойствами:

$$\begin{aligned} \langle \xi_i \rangle &= 0, \\ \langle \xi_i(t_1) \xi_j(t_2) \rangle &= 2 \delta_{ij} \delta(t_1 - t_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что в предыдущих расчетах [13] для определения консервативной силы в УЛ (2) вместо свободной энергии  $F(\mathbf{q}, T) = V(\mathbf{q}) - a(\mathbf{q})T^2$  была использована потенциальная энергия. И что, пожалуй, является также одним из существенных улучшений модели [13]. Для расчета свободной энергии использовался параметр плотности уровней  $a(\mathbf{q})$ , зависящий от коллективных координат, определение которого дано ниже.

Как было упомянуто выше, потенциальная энергия вычислялась в двух вариантах МЖК. Для МЖК с резким краем ядра использовались параметры Майерса-Святецкого [23], для МЖК с диффузной границей — параметры Сирка [24].

Инерционный тензор вычислялся в приближении Вернера-Уилера для безвихревого течения несжимаемой жидкости (смотри работу [25]).

Для описания процесса диссипации коллективной кинетической энергии во внутреннюю мы использовали два механизма трения: двухтельный согласно [25], и однетельный — как в работе [26], но так называемой формуле “wall+window”:

$$\begin{aligned} \gamma_{ij} = & \frac{1}{2} \rho_m \bar{v} \left\{ \frac{\partial R}{\partial q_i} \frac{\partial R}{\partial q_j} \Delta \sigma + \right. \\ & + k_s \pi \left[ \int_{z_{min}}^{z_{neck}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_i} \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_j} \right) \left( \rho_s^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} dz + \right. \\ & \left. \left. + \int_{z_{neck}}^{z_{max}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_i} \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_j} \right) \left( \rho_s^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} dz \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\rho_m$  — ядерная плотность,  $\bar{v}$  — средняя скорость нуклонов внутри ядра,  $\Delta \sigma$  — площадь “окна” — перемычки между двумя будущими осколками,  $R$  — расстояние между центрами масс будущих осколков,  $D_1, D_2$  — положение их центров масс относительно координаты центра масс всей системы,  $z_{min}, z_{max}$  — левая и правая границы поверхности ядра,  $z_{neck}$  — координата шейки,  $k_s$  — коэффициент редукции вклада от формулы стены [27].

Наряду с формулой (6) в расчетах использовалась так называемая “полная” формула однетельной вязкости [28, 29]:

$$\gamma_{ij} = E q_i q_j + \frac{16}{9} \frac{\rho_m \bar{v}}{\Delta \sigma} \frac{\partial V_1}{\partial q_i} \frac{\partial V_1}{\partial q_j}. \quad (7)$$

Введение дополнительного слагаемого связано с потоком нуклонов через перемычку, соединяющую две части ядра. Величина этой добавки получена двумя разными способами в работах Фельдмайера [28] и Рандрупа и Святецкого [29].

Начальные условия для динамических уравнений (2) выбирались следующим образом. В расчетах [13] начальное значение коллективных координат выбиралось на линии гребня, разделяющего основное состояние составного ядра и долину деления, аналогично тому, как это делалось в работе [12], распределение же по импульсам — равновесное, в этом случае функция распределения выглядит следующим образом:

$$P(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0) \sim \exp \left\{ -\frac{V(\mathbf{q}) + E_{coll}}{T} \right\}, \quad (8)$$

где  $V(\mathbf{q})$  — потенциальная энергия ядра на линии гребня, зависящая от деформации, отсчитываемая относительно основного состояния,  $E_{coll} =$

$\frac{1}{2} \sum_{i,j} \mu_{ij} p_i p_j$  — кинетическая энергия коллективного движения ядра. Численная процедура выбора начальных значений  $\mathbf{q}_0$  и  $\mathbf{p}_0$  осуществлялась методом Неймана (который иногда называют “hit-and-miss” метод). При выборе начальных условий в основном состоянии распределение по коллективным координатам предполагалось  $\delta$ -образным:  $P(\mathbf{q}_0) \sim \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}_{g.s.})$ . В выбранной нами параметризации формы ядра это соответствует значениям коллективных координат  $\varepsilon_0 = 0$  и  $\kappa_0 = 0$ . Тогда распределение по импульсам:  $P(\mathbf{p}_0) \sim \exp(-E_{coll}/T)$ .

При движении ядра к линии разрыва вдоль всей траектории в пространстве коллективных координат использовался (выполнялся) закон сохранения энергии в виде:

$$E^* = E_{int} + E_{coll} + V(\mathbf{q}) + E_{evap}(t), \quad (9)$$

где  $E^*$  — полная энергия возбуждения составного ядра, определяемая во входном канале реакции из энергии налетающего иона и разности масс сталкивающихся ядер и составной системы;  $E_{int}$  — энергия возбуждения одночастичных степеней свободы составного ядра (внутренняя энергия);  $E_{evap}(t)$  — энергия возбуждения ядра, унесенная легкими частицами к моменту времени  $t$ .

Вероятности вылета легких частиц определялись по ширинам распада составного ядра по соответствующим каналам. Ширины распада вычислялись в рамках статистической модели, на основе формул, приведенных в [27, 30]:

$$\Gamma_j = \frac{g_j m_j}{(\pi \hbar)^2} \frac{1}{\rho_0(U_0)} \int_{V_j}^{U_j - B_j} \sigma_{inv}^{(j)}(E) \rho_j(U_j - B_j - E) E dE, \quad (10)$$

где  $j = n, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ ,

$$\Gamma_\gamma = \frac{1}{(\pi \hbar c)^2} \frac{1}{\rho_0(U_0)} \int_0^{U_0} \sigma_\gamma(E) \rho_\gamma(U_0 - E) E^2 dE. \quad (11)$$

Здесь  $g_j, m_j, B_j, V_j$  — спиновый множитель, масса, энергия связи и кулоновский барьер  $j$ -й частицы;  $\rho_0, \rho_j, \rho_\gamma$  — плотность одночастичных уровней составного ядра и остаточных ядер после вылета  $j$ -ой частицы и  $\gamma$ -кванта, соответственно;  $\sigma_{inv}^{(j)}$  — сечение поглощения  $j$ -й частицы остаточным ядром (обратное сечение);  $\sigma_\gamma$  — сечение поглощения дипольных  $\gamma$ -квантов;  $U_0, U_j$  — внутренняя энергия возбуждения исходного и остаточного ядер с учетом энергии спаривания нуклонов.

При расчете величины плотности одночастичных уровней мы также

учитывали влияние коллективных эффектов, используя формулы, приведенные в [30].

Кроме того, учитывалось также влияние деформации ядра и его внутренней энергии возбуждения на значение параметра плотности уровней:

$$\alpha = \tilde{\alpha} \left( 1 + \frac{\delta W [1 - \exp(-\gamma U)]}{U} \right),$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha A + \beta A^{2/3} B_s. \quad (12)$$

Здесь  $\alpha = 0.09$ ,  $\beta = -0.04$ ,  $\gamma = 0.07$ ,  $B_s$  — функционал поверхностной энергии, зависящий от коллективных координат. Простая оценка оболочечной поправки  $\delta W$  была взята из работы [31].

Температура ядра  $T$ , используемая в расчетах, определялась согласно выражению

$$T = \left( \frac{d \ln \rho(U)}{dU} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Процедура объединения статистической модели с динамическим подходом была следующей. На каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена (2)  $\tau$  по формулам (10),(11) определялись парциальные ширины распада  $\Gamma_j$ . Затем из их суммы вычислялось среднее время жизни составного ядра до вылета какой-либо легкой частицы:  $\tau_{tot} = \hbar / \sum_j \Gamma_j$ . После этого на отрезке  $[0, 1]$  разыгрывалось равномерно-распределенное случайное число  $\xi$ , которое сравнивалось с отношением  $\frac{\tau}{\tau_{tot}}$ . При выполнении условия  $\xi < \frac{\tau}{\tau_{tot}}$  полагалось, что имел место акт вылета какой-либо легкой частицы [32]. Выбор конкретного типа частицы осуществлялся монте-карловской процедурой в соответствии с вероятностью распада составного ядра по соответствующему каналу с использованием ширины распада.

### 3. Обсуждение результатов и выводы

Для реакции  $^{12}C + ^{232}Th \rightarrow ^{244}Cm$ , ( $E_{lab} = 97$  МэВ ) в расчетах с выбором начальных условий на гребне, проведенных без учета испарения легких частиц, при нулевом угловом моменте составного ядра и с использованием фрикционного тензора, определенного по формуле (6), мы получили следующие значения дисперсии МР и среднего времени достижения линии разрыва в МЖК с резким краем:  $\sigma_M^2 = 200$  а.е.м.<sup>2</sup>,  $t_{sc} = 45.5 \cdot 10^{-21}$  с; в МЖК с диффузным краем:  $\sigma_M^2 = 311$  а.е.м.<sup>2</sup>,  $t_{sc} = 35.6 \cdot 10^{-21}$  с. Изменение начальных условий (помещение начальных координат в район основного состояния) для той же реакции и при тех же прочих условиях ( $L = 0$ , относительная вязкость, вычисленная по формуле (6) с  $k_s = 1$ ,

без учета эмиссии легких частиц) не привело к существенному изменению дисперсии МР:  $\sigma_M^2 = 204$  а.е.м.<sup>2</sup>,  $t_{sc} = 53.9 \cdot 10^{-21}$  с — в модели с резким краем ядра и  $\sigma_M^2 = 309$  а.е.м.<sup>2</sup>,  $t_{sc} = 38.2 \cdot 10^{-21}$  с — в модели с диффузным краем. Чего, в общем-то, и следовало ожидать для достаточно тяжелых ядер — поскольку линия гребня, разделяющего основное состояние и долину деления, находится достаточно далеко от линии разрыва, поэтому эволюция до седловой точки не оказывает существенного влияния на параметры МР, лишь увеличивая среднее время достижения линии разрыва.

Гораздо более значительный эффект наблюдался при включении в расчет фрикционного тензора дополнительного члена, отвечающего за обмен нуклонами между двумя частями составной системы (формула (7)). дисперсия массового распределения заметно увеличилась (10–15 % в зависимости от используемой модели). Рассчитанные значения  $\sigma_M^2$  и  $t_{sc}$  для реакции  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{244}\text{Cm}$ , ( $E_{lab} = 97$  МэВ) приведены в таблице 1. Такое увеличение объясняется тем, что значение масс-асимметричной компоненты тензора вязкости, вычисленное по формуле (7), больше значения, вычисленного по формуле (6), особенно в районе разрыва (смотри рисунок 1-а). Это, с одной стороны, “замораживает” движение по масс-асимметричной координате, а с другой — увеличивает флуктуации по ней, что в итоге приводит к увеличению дисперсии МР.

Другим существенным фактором, отражающимся на параметрах МР, является учет испарения предразрывных легких частиц. Техническая сторона объединения динамики деления со статистической моделью эмиссии легких частиц описана выше. Здесь приведем лишь основные результаты.

Вылет легких частиц из составного ядра двойко влияет на значение дисперсии МР осколков деления: с одной стороны, изменение нуклонного состава делящегося ядра должно увеличивать разброс в массах осколков деления, с другой стороны, испущенные частицы унесут с собой часть энергии возбуждения составной системы, что приводит к уменьшению температуры ядра и, как следствие, уменьшает флуктуации коллективных степеней свободы, в том числе и масс-асимметричной. Суммарное влияние вылета частиц приводит к уменьшению дисперсии МР (до 30 %) и уменьшению его среднего значения. В качестве примера влияния вылета частиц на вид массового распределения осколков деления на рисунке 2 мы приводим два массовых распределения для реакции с составным ядром  $^{244}\text{Cm}$  при использовании одностороннего механизма вязкости с  $k_s = 1$  крестиками обозначен выход осколков в расчетах без учета эмиссии легких частиц (распределение симметрично относительно  $A_{CN}/2$ ), выход ос-



колков деления с учетом эмиссии легких частиц показан кружками. Эти распределения нормированы на общее число осколков деления (так называемая нормировка на 200 %).

Для выяснения типа вязкости, реализующегося в делении, мы провели расчеты для трех реакций  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{244}\text{Cm}$  ( $E_{lab} = 97$  МэВ),  $^{16}\text{O} + ^{219}\text{Cf} \rightarrow ^{265}\text{Sg}$  ( $E_{lab} = 145$  МэВ),  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  ( $E_{lab} = 108$  МэВ). Рассчитанные в рамках двух моделей жидкой капли (МЖК с резким краем [23] и МЖК с диффузным краем [24]) характеристики деления (дисперсия массового распределения, среднее время достижения линии разрыва и среднее число предразрывных нейтронов) приведены, соответственно, в таблицах 1-3. Во всех представленных результатах статистическая погрешность составляет около 1 %. Эта оценка произведена из того, что для каждого ядра и каждого значения вязкости мы рассматривали эволюцию около  $10^4$  траекторий.

Таблица 1: Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными для реакции  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{244}\text{Cm}$  ( $E_{lab} = 97$  МэВ) ( $\sigma_M^2$  - в а.е.м.<sup>2</sup>,  $t_{sc}$  - в  $10^{-21}$  с, коэффициент двухтельной вязкости - в  $10^{-21}$  МэВ · с · фм<sup>-3</sup>).

Коэффициент вязкости	МЖК с резким краем [23]					МЖК с диффузным краем [24]					Эксперимент [14]	
	Эмиссия легких частиц					Эмиссия легких частиц					$\sigma_M^2$ , приведенная к $L = 0$	$\langle n_{pre} \rangle$
	без учета		с учетом			без учета		с учетом				
	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$		
однотельной												
$k_s = 0.25$	211	33.9	185	33.6	1.89	315	27.7	235	26.8	4.06	319	2.6
$k_s = 0.5$	218	38.3	190	38.0	2.04	324	31.1	245	29.9	4.26		
$k_s = 1.0$	221	46.7	188	46.5	2.29	348	38.3	253	37.3	4.60		
двухтельной												
$\nu = 0.02$	226	4.02	163	3.51	0.574	278	3.0	277	2.57	0.867		
$\nu = 0.10$	211	16.8	164	20.0	2.30	248	11.38	244	10.5	2.64		
$\nu = 0.25$	206	39.9	153	46.0	3.30	256	24.9	216	25.8	4.0		

Как видно из таблиц, использование того или иного механизма вязкости существенно влияет на величину дисперсии, а также на качественную зависимость ее значений от величины вязкости. В случае использования *однотельного механизма вязкости при увеличении коэффициента редукции  $k_s$*  слабо возрастает дисперсия МР (в модели с диффузным краем это проявляется сильнее, чем в модели с резким краем), в случае двухтельной вязкости увеличение коэффициента двухтельной вязкости  $\nu$  приводит к уменьшению дисперсии МР. Такое поведение, видимо, обусловлено различной координатной зависимостью компонент фрикционного тензора. В качестве иллюстрации на рисунке 1-а мы приводим компоненту  $\gamma_{\kappa\kappa}$  как функцию коллективной координаты  $\epsilon$  при  $\kappa = 0$  (симметричные формы) поскольку эта компонента в большей мере ответственна за величину дисперсии МР. Тензор двухтельной вязкости резко возрастает лишь вблизи линии разрыва, тогда как однотельная вязкость существенна уже в рай-

Таблица 2: Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  ( $E_{\text{lab}} = 108$  МэВ). Единицы измерения представленных величин те же, что и в таблице 1.

Коэффициент вязкости	МЖК с резким краем [23]			МЖК с диффузным краем [24]			Эксперимент [14]	
	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$	$\sigma_M^2$ , приведенная к $L = 0$	$\langle n_{pre} \rangle$
однотельной								
$k_s = 0.25$	148	67.8	0.8	208	50.8	2.69	180	2.5
$k_s = 0.5$	146	76.9	0.878	214	56.9	2.80		
$k_s = 1.0$	146	86.7	0.967	221	66.7	2.99		
двухтельной								
$\nu = 0.02$	156	7.06	0.233	234	3.86	0.955		
$\nu = 0.10$	135	40.8	1.113	197	19.3	1.69		
$\nu = 0.25$	126	102.6	1.768	184	49.1	2.65		

оне барьера деления ( $\varepsilon = 0.5-0.6$ ). Поэтому при значении коэффициента двухтельной вязкости  $\nu = 0.02$  предразрывные нейтроны испаряются лишь буквально перед разрывом, при этом среднее число предразрывных нейтронов мало. Увеличение коэффициента  $\nu$  в 12.5 раз значительно увеличивает число предразрывных нейтронов деления (в 3-7 раз), в этом случае значительная часть нейтронов испаряется не только перед самым разрывом, но и на протяжении всего спуска с барьера до разрыва, как в случае однотельной вязкости. За счет увеличения эмиссии нейтронов уменьшается температура составной системы, и, как следствие, уменьшается дисперсия массового распределения. Эффект аналогичен описанному выше простому включению эмиссии частиц в расчетную схему. В случае же однотельного механизма величина вязкости велика даже при  $k_s = 0.25$ , охлаждение системы за счет испарения частиц достигает своего предела (большая часть энергии возбуждения ядра переходит в его внутреннюю энергию и уносится легкими частицами), так что при  $k_s = 1$  не происходит существенного увеличения числа предразрывных частиц. Небольшое увеличение дисперсии массового распределения объясняется ростом флуктуаций масс-асимметричной координаты, зависящих от величины ядерной вязкости.

Кроме того, существенно и влияние выбора модели жидкой капли. В МЖК с размытым краем высота барьера деления ниже, а спуск от седловой точки до точки разрыва по энергии больше. Как следствие этого, время деления в этой модели получается во всех случаях меньше, чем в МЖК с резким краем, а дисперсия массового распределения — больше.

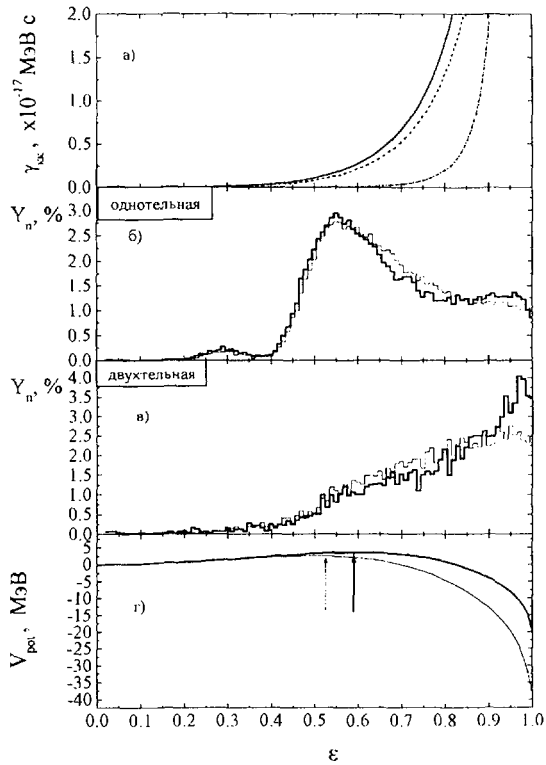


Рис. 1: Зависимости различных характеристик деления от параметра  $\varepsilon$  при  $\kappa = 0$  для составного ядра  $^{244}\text{Cm}$ :

а) компоненты фрикционного тензора  $\gamma_{kk}$ : штрихпунктирная линия — двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.02 \cdot 10^{-21}$  МэВ  $\cdot$  с  $\cdot$  фм $^{-3}$ , пунктир — однопотельный механизм, рассчитанный по формуле (6) и  $k_s = 1$ , сплошная — однопотельный механизм, рассчитанный по формуле (7);

б), в) процентный (от общего числа) выход предразрывных нейтронов деления рассчитанный в рамках двух моделей жидкой капли: толстые линии — в МЖК с резким краем ядра [23], тонкие линии — в МЖК с диффузным краем [24], с использованием однопотельного механизма вязкости (с  $k_s = 1$ ) и двухтельного ( $\nu = 0.02 \cdot 10^{-21}$  МэВ  $\cdot$  с  $\cdot$  фм $^{-3}$ ), соответственно;

г) профили потенциальных энергий: толстая линия — в МЖК с резким краем ядра, тонкая — в МЖК с диффузным краем. Стрелками показано положение барьера деления.

Таблица 3: То же, что и в таблице 2, для реакции  $^{16}O + ^{249}Cf \rightarrow ^{265}Sg$  ( $E_{lab} = 145$  МэВ).

Коэффициент вязкости	МЖК с резким краем [23]			МЖК с диффузным краем [24]			Эксперимент [14]	
							$\sigma_M^2$ , приведенная к $L = 0$	$\langle n_{pre} \rangle$
	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$	$\sigma_M^2$	$t_{sc}$	$\langle n_{pre} \rangle$		
однотельной							506	4.1
$k_s = 0.25$	224	15.9	1.81	272	14.1	4.14		
$k_s = 0.5$	227	18.1	2.0	283	16.1	4.43		
$k_s = 1.0$	227	22.8	2.38	317	20.1	4.93		
двухтельной								
$\nu = 0.02$	269	2.30	0.668	310	1.75	0.805		
$\nu = 0.10$	238	7.76	2.094	287	5.59	2.42		
$\nu = 0.25$	223	18.6	3.44	265	13.5	4.01		

Средняя множественность нейтронов в МЖК с резким краем почти везде в два раза меньше, чем в модели с размытым краем. Это определяется величиной перепада потенциальной энергии от седла до разрыва в данных моделях. Чем больше перепад, тем больше энергии коллективного движения может перейти во внутреннюю энергию и привести к испарению частиц.

Для объяснения различий во множественности преддекальных нейтронов, полученных при использовании разных механизмов вязкости, обратимся к рисункам 1 и 3. Из рисунка 1-а хорошо видно, что однотельная вязкость (штриховая и сплошная линии, последняя с включением добавочного члена (7)) нарастает быстрее, чем двухтельная (штрихпунктирная линия,  $\nu = 0.02$ ). Рисунки 1-б и 1-в показывают, какой процент нейтронов испущен при данном значении координаты вытянутости ядра  $\epsilon$  для однотельной и двухтельной вязкостей, соответственно. В нижней части рисунка показан профиль потенциальной энергии для симметричного случая. Как видно из рис. 1-б и 1-в в случае однотельной вязкости испарение нейтронов нарастает круче и начинается раньше. При этом пик приходится на область седловой точки. К этому моменту уже диссипирована значительная часть энергии, и, кроме того, система движется в этой области довольно медленно. После прохождения седла вероятность испарения выходит на константу, которая определяется перекачкой коллективной энергии во внутреннюю на спуске от седла к разрыву. Для двухтельной вязкости картина несколько иная. К моменту выхода системы на барьер вязкость еще мала, поэтому внутренняя энергия еще не очень велика и нейтронов испаряется немного. После прохождения седловой точ-

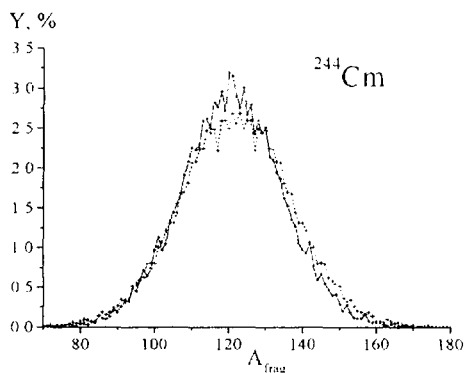


Рис. 2: Пример получающихся массовых распределений осколков деления в реакции  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{244}\text{Cm}$ , ( $E_{\text{lab}} = 97\text{МэВ}$ ) при использовании однотельного механизма вязкости с  $k_s = 1$  в модели с диффузным краем ядра [24]. Крестики и пунктирная линия -- без учета испарения легких частиц, кружки и сплошная линия – с учетом.

ки вязкость начинает резко возрастать, что отражается на возрастающей вероятности испарения нейтронов в этой области.

В данной работе мы использовали три значения коэффициента двухтельной вязкости  $\nu$ . При увеличении  $\nu$  соотношение между величиной однотельной и двухтельной вязкости изменяется (рис.3-а). Двухтельная вязкость начинает нарастать раньше и становится сравнимой по абсолютной величине с однотельной. Это очень ярко отражается на вероятности испарения нейтронов в зависимости от координаты удлинения  $\epsilon$  (рис.3-б). Она становится очень похожей на зависимость в однотельном случае. При этом и абсолютное значение средней множественности нейтронов в обоих случаях почти сравнивается. Как уже отмечалось ранее, подобное изменение двухтельной вязкости приводит к качественно иному поведению  $\sigma_M^2$  с ростом вязкости, чем для однотельного случая.

В качестве одного из главных результатов проведенных расчетов, которые суммированы в таблицах, отметим, что экспериментальные данные по дисперсиям МР и множественностям предразрывных частиц могут быть описаны с использованием как однотельного, так и двухтельного механизма ядерной вязкости. Но в любом случае величина ядерной вязкости должна быть большой. Так, для удовлетворительного согласия с экспериментом приходится использовать относительно большую величину ядерной вязкости при двухтельном механизме ( $\nu \sim 0.25 \cdot 10^{-21}\text{МэВ}\cdot\text{с}\cdot\text{фм}^{-3}$ ). Однако в этом случае коэффициент  $\nu$  больше чем в 12 раз превышает зна-

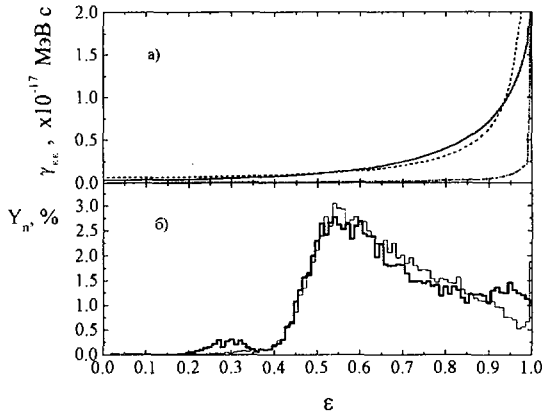


Рис. 3: Зависимости от параметра  $\epsilon$  при  $\kappa = 0$  для составного ядра  $^{244}\text{Cm}$ :  
 а) компоненты фрикционного тензора  $\gamma_{\epsilon\epsilon}$ ; штрихпунктирная линия — двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.02 \cdot 10^{-21}$  МэВ  $\cdot$  с  $\cdot$  фм $^{-3}$ , пунктир — двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.25 \cdot 10^{-21}$  МэВ  $\cdot$  с  $\cdot$  фм $^{-3}$ , сплошная — однетельный механизм, рассчитанный по формуле (7)  $k_s = 1$ .  
 б) тоже, что на рисунке 1-в, рассчитанное с коэффициентом двухтельной вязкости  $\nu = 0.25 \cdot 10^{-21}$  МэВ  $\cdot$  с  $\cdot$  фм $^{-3}$ .

чение  $\nu$ , полученное из описания массово-энергетических распределений в [33], и в 6 раз больше использованного японской группой в [8], к аналогичному выводу пришли и авторы [34]. Поэтому возникают сомнения в возможности согласованного описания массово-энергетического распределения и множественности предделительных нейтронов при такой величине  $\nu$ .

Свои расчеты мы сравнивали с экспериментальными данными, приведенными к нулевому угловому моменту. При этом в обработку закладывались некие предположения об испарении нейтронов на определенных этапах процесса. Как представляется после проведенных расчетов, это не совсем корректно. Распределения формируются на протяжении всего спуска от седловой точки до разрыва (перенос стартовой точки с гребня в основное состояние практически не влияет на результат).

В данной работе отсутствуют энергетические распределения осколков деления. Это связано с тем, что в расчетах данного распределения важным фактором является расстояние между центрами масс будущих осколков. Наша модель не позволяет варьировать этот параметр. Поэтому для полного описания массово-энергетического распределения надо использовать более гибкую параметризацию формы ядра.

Авторы выражают искреннюю благодарность за полезные обсуждения и конструктивную критику нашим коллегам А.Я. Русанову и В.С. Саламатину. Один из авторов (Ванин Д.В.) благодарит дирекцию ЦПР ОИЯИ за возможность пребывания в лаборатории во время работы над статьей.

## Литература.

- [1] Oganessian Yu. Ts. and Lazarev Yu. A. // in Treatise on Heavy Ion Science, edited by D.A.Bromley (Plenum 1995, New York, 1985). Vol. 4. p.3
- [2] Nuclear Fission Process, edited by C.Wagemans (CRC, Boca Raton, 1991)
- [3] Иткис М. Г., Русанов А. Я. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389.
- [4] Negele J. W., Koonin S. E., Möller P., Nix J. R., Sierk A. J. // Phys. Rev. 1978. V. C 17. P. 1098.
- [5] Berger F., Curod M., Cogny D. // Nucl. Phys. 1994. V. A 429. P. 23c.
- [6] Bouche P., Koonin S. E., Negele J. W. // Phys. Rev. 1976. V. C 13. P. 1226.
- [7] Krappe H. J. // Proceedings of the International Workshop on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, 1991, Smolenice, Slovakia, edited by J. Kristiak and B. I. Pustylnik (JINR, Dubna, 1992), p. 51
- [8] Abe Y., Ayik S., Reinhard P-G., Suraud E. // Phys. Rep. 1996. V. 275. P. 49.
- [9] Wada T., Carjan N., Abe Y. // Nucl. Phys. 1992. V. A538 P. 283c.
- [10] Tillack G.-R., Reif R., Schülke A., Fröbrich P., Krappe H. J., Reusch H. G. // Phys. Lett. 1992. V. B296. P. 296.
- [11] Bao J., Zhuo Y., Wu X. // Z. Phys. 1995. V. A 352. P. 321.
- [12] Косенко Г. И., Коляри И. Г., Адеев Г. Д. // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 404.
- [13] Vanin D. V., Kosenko G. I., Adeev G. D. // Phys. Rev. 1999. V. 59 P. 2114.
- [14] Русанов А. Я., Иткис М. Г., Околович В. Н. // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 773.
- [15] Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J. // Phys. Rev. 1979. V. C 20. P. 992.

- [16] Addeev G. D., Cherdantsev P. A. // Phys. Lett. 1972. V. 39 B. P. 485;  
Адеев Г. Д., Черданцев П. А. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 741.
- [17] Ставинский В. С., Работнов Н. С., Серегин А. А. // ЯФ. 1968. Т. 7. С. 1051;  
Pashkevich V. V. // Nucl.Phys. 1971. V. A169. P. 275.
- [18] Hasse R. W., Myers W. D. // Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1988)
- [19] Brack M., Damgaard J., Jensen A. S., Pauli H. C., Strutinsky V. M., Wong C. Y. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320.
- [20] Brosa U., Grossmann S., Müller A. // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
- [21] Davies K. T. R., Managan R. A., Nix J. R., Sierk A. J. // Phys. Rev. 1977. V. C 16. P. 1890.
- [22] Kramers H. A. // Physica (Utrecht) 1940. V. 7. P. 284.
- [23] Myers W. D., Świątecki W. J. // Ark. Fys. 1967. V. 36. P. 343.
- [24] Sierk A. J. // Phys. Rev. 1986. V. C 33. P. 2039.
- [25] Davies K. T. R., Sierk A. J., Nix J. R. // Phys. Rev. 1976. V. C 13. P. 2385.
- [26] Blocki J., Boneh Y., Nix J.R., Randrup J., Robel M., Sierk A. J., Swiatecki W. J. // Ann. Phys. (N. Y.) 1978. V. 113. P. 330;  
Sierk A. J., Nix J. R. // Phys. Rev. 1980. V. C 21. P. 982.
- [27] Nix J. R., Sierk A. J. // in Proceedings of the International School Seminar on Heavy Ion Physics, 1986, Dubna, USSR, edited by M. I. Zarubina and E.V. Ivashkevich (JINR, Dubna, 1987), p. 453; in Proceedings of the 6th Adriatic Conference on Nuclear Physics: Frontiers of Heavy Ion Physics, Dubrovnik, Yugoslavia, 1987, edited by N. Cindro et al. (World Scientific, Singapore, 1990), p. 333
- [28] Feldmeier H. // Rep. Prog. Phys. 1987. V. 50. P. 915.
- [29] Randrup J., Świątecki W. J. // Nucl. Phys. 1984. V. A 429. P. 105.
- [30] Iljinov A. S., Mebel M. V. et al. // Nucl. Phys. 1992. V. A 543. P. 517.
- [31] Myers W. D., Świątecki W. J. // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1.



- [32] Mavlitov N. D., Fröbrich P., Gontchar I. I. // Z. Phys. 1992. V. A 342. P. 195.
- [33] Алеев Г. Д. и др. // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1229.
- [34] Blocki J., Planeta R., Brzychczyk J., and Grotow K. // Z. Phys. 1992. V. A 341. P. 307

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 июля 1999 года.