

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-85

P7-96-85

Г.И.Косенко, И.Г.Коляри*, Г.Д.Адеев*

ПРИМЕНЕНИЕ ОБЪЕДИНЁННОГО
ДИНАМИЧЕСКО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ПОДХОДА
ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДЕЛЕНИЯ,
ИНДУЦИРОВАННОГО ТЯЖЁЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Омский государственный университет

1996

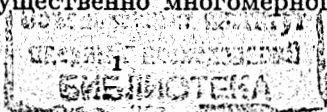
Введение

Для описания характеристик деления, индуцированного тяжелыми ионами, в последние годы с определенным успехом [1] используется стохастический подход [2], основанный на уравнении Фоккера-Планка (УФП) [3, 4, 5], или на основе системы стохастических уравнений Ланжевена [6-11], эквивалентной многомерному УФП.

В рассматриваемых реакциях типа слияние-деление образуются сильно нагретые компаунд-ядра с энергией возбуждения до 200 МэВ и с широким распределением по угловому моменту. До своего распада по каналу деления они успевают испустить значительное число нейтронов и других легких заряженных частиц, в том числе и γ -квантов, которые принято [12] называть предразрывными в отличие от постразрывных, испускаемых из ускоренных осколков. Поэтому в списке величин, которые должен предсказывать любой теоретический подход, наряду с традиционными характеристиками распределений [13, 14] появились множественности предразрывных и постразрывных частиц. Сравнение вычисленных значений наблюдаемых величин с экспериментальными данными позволяет сделать определенные заключения о фундаментальных свойствах ядерного вещества при экстремальных значениях энергии возбуждения и аномально больших деформациях, в том числе сделать выводы о механизме и величине ядерной вязкости при делении [11].

Для реализации столь обширной программы расчета характеристик деления сильно нагретых ядер было вполне разумно объединить хорошо разработанные стохастический [3-11] и статистический [15, 16] подходы для описания динамики процесса деления и испарения частиц из возбужденного делящегося ядра.

Первая попытка подобного объединения, как нам известно, была сделана в [17]. В данной работе начало процесса деления описывалось динамически, а затем осуществлялся (по определенному критерию) переход в статистическую ветвь расчетов. В том случае, если системе "выпало" разделиться, снова переходили в динамическую ветвь. Основной недостаток данной работы, а также последующей серии работ этих авторов (см. обзор [18]) – это ограничение одномерной моделью для описания динамики существенно многомерного процесса, каким



является деление [19]. Кроме того, использовано редуцированное уравнение Ланжевена, т.е. в уравнениях Ланжевена не рассматривалась эволюция импульса по делительной координате. За эти серьезные приближения приходится платить дорогую цену. Расчет характеристик энергетического распределения вне рамок этой модели. Для описания данных различных составных систем с одним так называемым универсальным стандартным набором параметров требуется введение нереальной зависимости коэффициента затухания от координаты. Причем эта зависимость вводится *ad hoc* для описания множественности предразрывных частиц и вероятности деления.

В последнее время в печати появилось несколько работ [8–11], где рассчитаны характеристики деления, индуцированного тяжелыми ионами, с использованием уравнения Ланжевена. Расчеты были выполнены двумя группами: японской [8, 11] и берлинской [9, 10]. В этих работах в отличие от [17, 18] эмиссия частиц рассматривается в непрерывном пределе, а не дискретно. Но, несмотря на это приближение, результаты, полученные в этих расчетах, очень обнадеживающие. Получено удовлетворительное согласие для множественности испускаемых частиц и параметров энергетического распределения с экспериментальными данными [20, 21]. Расчеты были выполнены для двух традиционно используемых предположений о механизмах ядерной вязкости в делении: двухтельной [22] и однотельной [23]. Последнее обстоятельство хочется подчеркнуть особо. В случае применения двумерной модели для описания процесса деления нет необходимости для введения новой зависимости вязкости от координат [18], для получения согласия с экспериментом.

Первый успех расчетов работ [8–11] позволяет надеяться, что объединенный испарительно-стохастический подход к рассмотрению распада сильно возбужденного ядра правильно описывает основную физику исследуемых реакций. В то же время работа по развитию данного подхода требует существенного расширения и улучшения.

Настоящая работа представляет попытку таких улучшений данного подхода. Целью работы является апробирование нового способа объединения динамического и испарительного подходов, тестирование этого способа в случае двумерных расчетов на примере уже исследо-

ванных в [10, 11] компаунд-систем, а также развитие модели, позволяющей рассчитывать множественность постразрывных нейтронов и проведение первых расчетов этой характеристики деления.

Модель

Вероятность деления возбужденного ядра экспоненциально зависит от величины барьера деления, который в свою очередь сильно зависит от внесенного в компаунд-ядро углового момента. Поэтому, как следствие, большое влияние на предсказываемые моделью характеристики деления оказывает распределение образующихся во входном канале реакции компаунд-ядер по спидам T_l .

Для расчета распределения T_l мы применили модель поверхностного трения с уравнениями Ланжевена [24]. В качестве потенциала межъядерного взаимодействия мы использовали потенциал из работы Гросса-Калиновского [25]. Типичный вид получающейся зависимости $T_l(l)$ представлен на рисунке 1.

Распределение $T_l(l)$ используется в дальнейшем в качестве весовой функции по парциальным волнам и определяет начальную энергию возбуждения образовавшихся компаунд-ядер. В отличие от [17, 18], где расчет начинался с динамической ветви, мы начинаем с проведения статистического расчета. Это избавляет нас от необходимости подбирать критерий перехода из динамической ветви расчета в статистическую ветвь. Обратный же переход определялся естественно, когда системе выпадает шанс разделиться. Данный вариант объединения динамического и испарительного подходов позволяет избежать чрезмерно больших затрат машинного времени. Испарительный каскад заканчивается, когда испаренные частицы унесут всю начальную энергию возбуждения ядра или когда в одном из звеньев испарительной цепочки произойдет деление. В первом случае мы получаем остаток испарения, во втором – мы выходим в динамическую ветвь эволюции делящегося ядра. После расчета в динамической ветви мы получаем все характеристики распределения осколков.

В качестве статистического кода мы используем программу, разработанную группой Ильинова [26, 27]. Параметры этой модели были надежно зафиксированы, исходя из большого числа данных по плотности уровней, ширинам распада и временам жизни ядер, что позволило

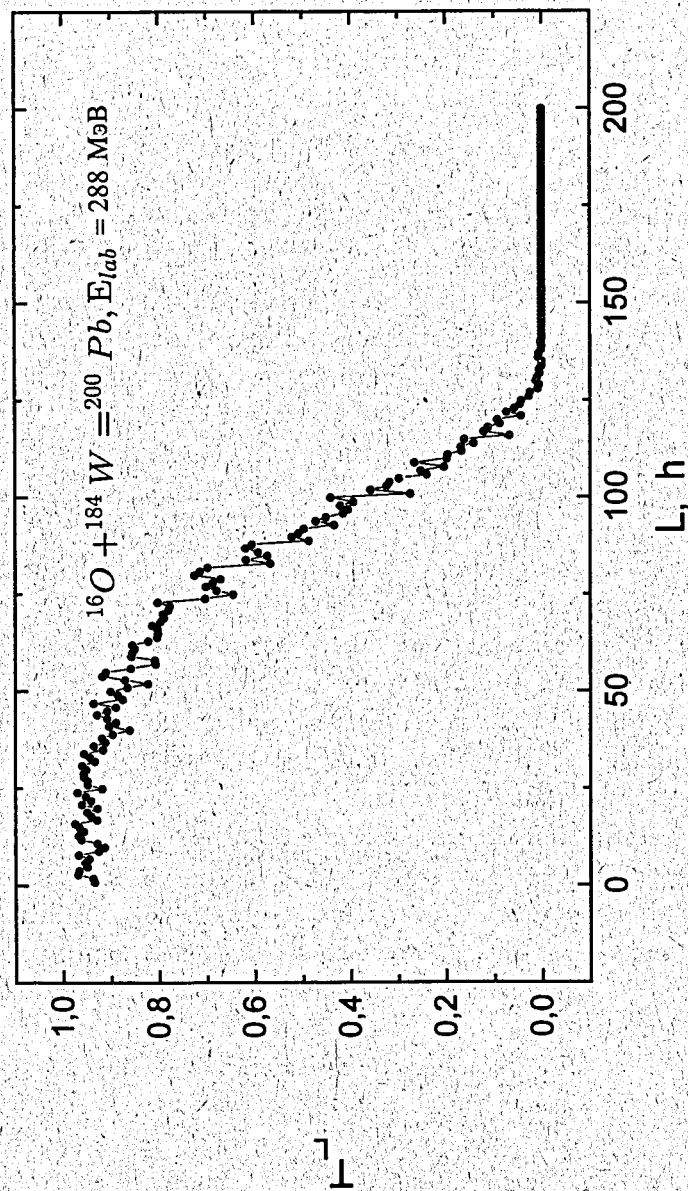


Рис.1. Зависимость коэффициента прохождения от углового момента

повысить не только точность этой модели, но и надежность экстраполяции в область больших возбуждений.

Динамическая ветвь развиваемого подхода основана на двумерной модели [7], которая уже успешно была использована для расчетов моментов энергетического распределения осколков деления возбужденных ядер. Для полноты изложения кратко остановимся на обсуждении некоторых деталей и параметров.

Для коллективных координат мы использовали $\{\rho, h, \alpha\}$ - параметризацию [19]. В качестве основной делительной координаты мы пользовались параметром "ρ" (половина расстояния между центрами масс будущих осколков) вместо "c" и рассматривали только симметричные формы, т.е. $\alpha = 0$. Для расчета потенциальной энергии мы использовали модель жидкой капли с коэффициентами Майерса - Святецкого [28]. Инерционный и фрикционный тензоры рассчитывали методом Вернера-Уиллера [22]. Расчет был проведен для двух наиболее часто используемых механизмов ядерной вязкости однопольного и двухпольного. Значение коэффициента двухпольной вязкости, которое приводит к хорошему описанию параметров массово-энергетического распределения, $\nu_0 = 0.02 \cdot 10^{21}$ МэВ · фм⁻³ · с, взято из [14].

Эволюция коллективных степеней свободы рассматривается в стохастическом подходе [3-11] как движение броуновской частицы в среде (термостате), образованной из одночастичных степеней свободы [29]. Используемые в расчетах динамической ветви подходы уравнения Ланжевена выглядят следующим образом:

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

Здесь $\vec{q} = (\rho, h), \vec{p} = (p_\rho, p_h)$ — векторы коллективных координат и сопряженных им импульсов, $V(\vec{q}, l)$ — потенциальная энергия, зависящая от углового момента, $m_{ij} (\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1})$ и γ_{ij} — инерционный и фрикционный тензоры, $\theta_{ij} \xi_j$ — случайная сила. Отметим, что ξ_j — случайная величина (число) со свойствами $\langle \xi \rangle = 0, \langle \xi_i \xi_j \rangle = 2\delta_{ij}$. Амплитуды стохастической силы θ_{ij} связаны с диффузионным тензором D_{ij} :

$$D_{ij} = \theta_{ik} \theta_{kj}, \quad (2)$$

D_{ij} в свою очередь удовлетворяет соотношению Эйнштейна:

$$D_{ij} = T\gamma_{ij}. \quad (3)$$

Здесь T — температура ядра, она определяется по формуле Ферми-газа [16]:

$$T = \sqrt{E_{int}/a}, \quad (4)$$

где E_{int} — внутренняя энергия возбуждения ядра, a — параметр плотности уровней. Мы использовали $a = A/10$.

При расчетах мы применяли закон сохранения энергии в следующей форме:

$$E^* = E_{int} + E_k + V(\vec{q}, l). \quad (5)$$

Здесь E^* — полная энергия возбуждения ядра, а E_k — кинетическая энергия коллективных степеней свободы.

Выбор начальных условий для проведения динамических расчетов осуществлялся методом Неймана с образующей функцией вида

$$f \sim \exp\left(-\frac{V(\vec{q}, l) + E_k}{T}\right), \quad (6)$$

т.е. использовалось распределение Максвелла-Больцмана. При этом \vec{q} находится на гребне, разделяющем основное состояние и долину деления. Данный выбор начальных условий вполне соответствует идее метода переходного состояния, являющейся одной из основ статистической модели [26, 27]. Сначала генерировалось положение частицы, т.е. ее координаты " ρ " и " h ", а затем — импульс p_ρ . Импульс же p_h находился из закона сохранения энергии. Импульс p_ρ первоначально всегда направлен в сторону разрыва, а p_h мог иметь первоначальный знак как "+", так и "-" с вероятностью 1/2.

При спуске ядра с гребня к разрыву часть коллективной энергии из-за вязкости диссипирует во внутреннюю энергию возбуждения. Как следствие этого, полная и парциальные ширины распада частиц будут изменяться. Поэтому нами проводился пересчет парциальных ширин, если $E_{int}(t)$ изменялось более, чем на 0.2 МэВ. Парциальные ширины Γ_ν ($\nu = n, p, d, t, \alpha_3, \alpha_4, \gamma$) рассчитываются по формуле Вайскопфа [27, 30].

Уравнения Ланжевена (1) решались с помощью разностной схемы Эйлера. Величина шага дискретизации по времени τ выбиралась так,

чтобы $\tau = 2 \cdot 10^{-23} / (\gamma_{pp} \mu_{pp})$ с. Зная шаг по времени разностной схемы, мы приступаем к определению вероятности для ядра испустить частицу. Процедура определения следующая (см. [17]). Разыгрывается случайное равномерно распределенное на отрезке (0,1) число ξ , которое затем сравнивается с отношением величины шага τ к среднему времени испарения $\tau_{tot} = h/\Gamma_{tot}$, где $\Gamma_{tot} = \sum_\nu \Gamma_\nu$. Если $\xi < \frac{\tau}{\tau_{tot}}$, то акт испарения одной из частиц ($\nu = n, p, d, t, \alpha_3, \alpha_4, \gamma$) имеет место. Выбор конкретной частицы осуществляется методом Монте-Карло, вероятность испустить данную частицу пропорционально ее парциальной ширине Γ_ν . Все частицы, испущенные в динамической ветви программы, дают поправку к статистическому расчету. Эта поправка и учитывает стадию спуска делящегося ядра от седла к разрыву.

Существенным моментом в динамических расчетах является выбор условия разрыва делящегося ядра на осколки. Существует несколько критериев выбора линии разрыва (см. подробнее обсуждения в [14, 32]). В данной работе мы использовали условие случайного разрыва, предложенное в [32, 31]. Кроме того, что оно позволяет учесть стохастический характер разрыва ядра, оно приводит к относительно хорошему воспроизведению величины дисперсии кинетической энергии осколков деления для "легких" делящихся ядер с $A < 200$.

Множественности постразрывных нейтронов

Одной из целей данной работы является развитие модели самого последнего этапа процесса деления, а именно испарения частиц из ускоренных осколков деления. А также проведения соответствующих расчетов для множественности этих частиц. Полная энергия возбуждения образующихся осколков U в момент разделения определяется как разность полной высвобожденной энергии $E^*(t=0) + M_0 - M_1 - M_2$ (здесь $E^*(t=0)$ начальная энергия возбуждения компаунд-ядра, а M_0, M_1, M_2 — массы компаунд-ядра и двух осколков) и потенциальной энергии в момент разрыва, равной сумме кулоновской энергии отталкивания V_{coul} и энергии деформации осколков $D_1 + D_2$. Тогда, принимая во внимание, что кулоновская энергия V_{coul} осколков переходит в их кинетическую энергию E_k , имеем [33]

$$\dot{U} = E_{int}^*(t=0) + M_0 - M_1 - M_2 - E_k - D_1 - D_2. \quad (7)$$

Но при эволюции делящейся системы из основного состояния происходит испарение предразрывных частиц, и в течение всего процесса энергия коллективного движения диссипирует в энергию внутренних (одночастичных) степеней свободы. Поэтому, учитывая диссипацию и изменение энергии возбуждения из-за испарения частиц для внутренней энергии возбуждения в момент разрыва, будем иметь

$$E_{int}^*(t_{sc}) = E_{int}^*(t=0) + E_{diss}(t_{sc}) - E_{evap}(t_{sc}). \quad (8)$$

Здесь $E_{evap}(t_{sc})$ — энергия, которую уносят частицы, испаренные до разрыва, а $E_{diss}(t_{sc})$ — диссипированная коллективная энергия. И окончательно для энергии возбуждения разделенных осколков получаем

$$U = \bar{U} + E_{diss}(t_{sc}) - E_{evap}(t_{sc}). \quad (9)$$

Величина полной энергии возбуждения определяет температуру ядра как целого $T = \sqrt{U/(a_1 + a_2)}$ в момент, непосредственно предшествующий разделению осколков. После разделения осколки имеют одинаковую температуру T . Тогда при пропорциональности параметра плотности уровней a_i массам осколков A_i распределение полной энергии возбуждения между обоими осколками пропорционально их массам. Учитывая, что в последующем энергия возбуждения осколка возрастает на величину его энергии деформации, которая перейдет в его внутреннюю энергию возбуждения, получим [33]

$$U_i = U \frac{A_i}{A_{CN}} + D_i. \quad (10)$$

Итак, проблема определения U_i сводится главным образом к определению деформации только что разделившихся осколков.

Так как задача о разрыве делящегося ядра на осколки до сих пор не решена на достаточно хорошем количественном уровне, то переход от предразрывной конфигурации к конфигурации уже разделившихся осколков описывается пока исключительно в рамках простых модельных приближений [34, 35]. Так, например, в [34] выделявшиеся осколки описывались эллипсоидальными деформациями, а ее величина определялась из условия минимума энергии деформации в момент разрыва.

Рубчюна и Явшиц [35], используя то обстоятельство, что момент разрыва происходит практически мгновенно по сравнению с характер-

ным временем спуска, предлагают заменить условие неизменности волновой функции системы до разрыва и после разрыва условием приближенного равенства распределения плотности нуклонов, что математически выражается сохранением нескольких первых моментов функции распределения нуклонной плотности:

$$T_{lm} = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{+\infty} dr r^{m+1} \rho(r, z). \quad (11)$$

Здесь $\rho(r, z)$ — функция, описывающая распределение нуклонной плотности. Выражение (11) записано для аксиально-симметричных форм.

Для коллективных координат c, h , описывающих предразрывные формы делящегося ядра, и координат $c_1, h_1; c_2, h_2$, задающих конфигурацию только что выделившихся осколков, запишем условие сохранения моментов T_{lm} :

$$T_{lm}[(c, h)] = T_{lm}[(c_1, h_1; c_2, h_2)]. \quad (12)$$

Условия (12) для низших моментов имеют простой физический смысл: уравнение для T_{00} выражает сохранение объема системы до и после разрыва, уравнение для T_{10} — сохранение положения центра масс всей системы, уравнение для T_{20} — сохранение момента инерции относительно плоскости, перпендикулярной оси симметрии.

Решая систему уравнений (12) для заданной предразрывной формы (c, h) , получаем набор $(c_1, h_1; c_2, h_2)$, что и выражает искомую связь между конфигурациями до и после разрыва.

Динамические ланжевеновские расчеты, выполненные в модели, описанной выше, позволяют получить распределение делящихся ядер по деформациям в районе разрыва (рис. 2). По вертикальной оси отложено число событий, приведшее к данным значениям $\rho(c)$ и h . Как видно из рисунка, это распределение имеет гауссов вид. Разброс в значениях довольно велик. В каждой точке разрыва мы определяем также температуру ядра. Так как в дальнейшем нас будет интересовать внутренняя энергия возбуждения, то мы приводим именно это распределение (рис. 3). Знание этих двух распределений делящихся ядер в момент разрыва является исходной точкой, которая позволяет рассчитать по формулам (9, 10) U_i и, используя стандартный статистический код [26, 27],

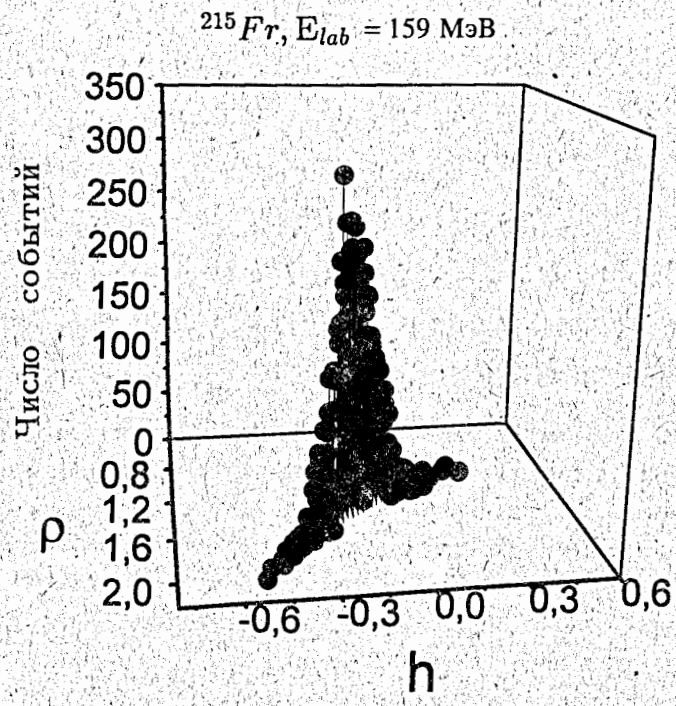


Рис.2. Распределение разрывных конфигураций в координатах ρ, h . По вертикали отложено число актов деления, приведших к данной разрывной форме.

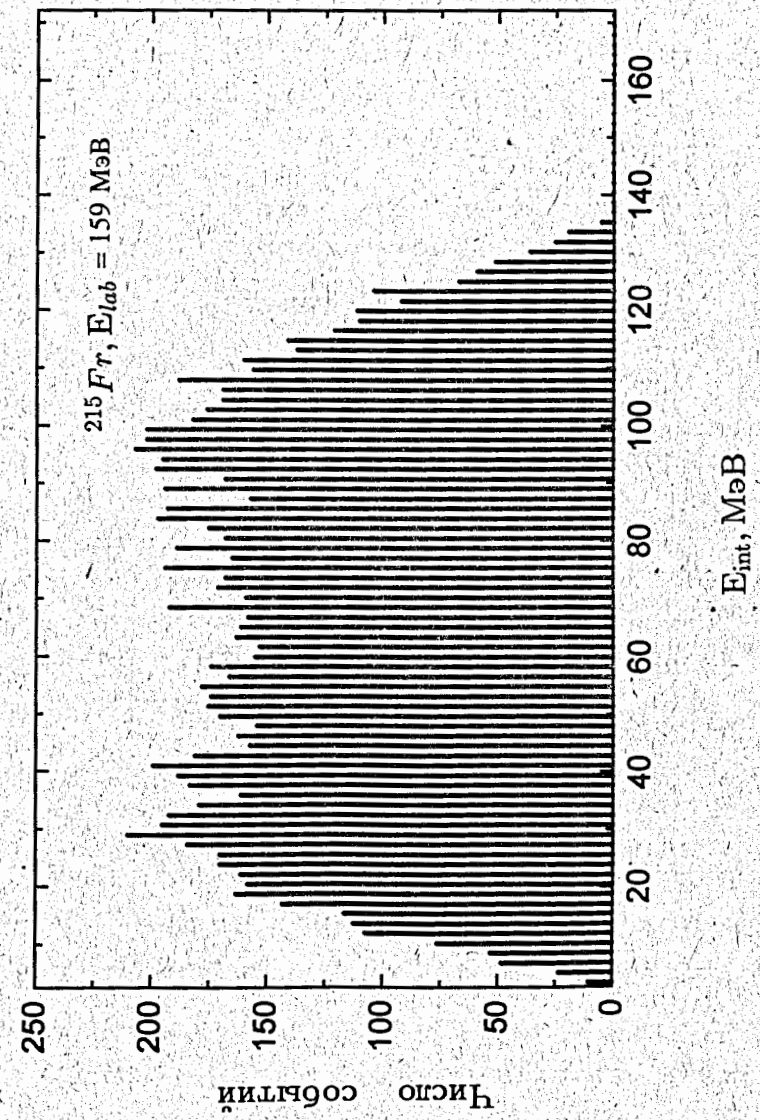


Рис.3. Распределение по внутренней энергии возбуждения ядер в точке разрыва. По вертикали отложено число событий деления с данной внутренней энергией возбуждения в момент разрыва. Механизм вязкости друктальный

получить значение множественности послеразрывных нейтронов. Такие монте-карловские расчеты с использованием распределений предразрывных конфигураций по деформациям и энергиям возбуждения для некоторых исследованных реакций приведены в таблицах. Расчет множественности предразрывных и постразрывных нейтронов показывает, что в точке разрыва делящееся ядро сравнительно холодное и его энергия возбуждения составляет около 0.2 – 0.4 МэВ/нуклон и почти не зависит от начальной энергии возбуждения в согласии с экспериментальными данными [12]. Особый интерес представляет вклад в U_i энергии деформации осколков D_i и ее зависимость от массы осколков. Детальное обсуждение этого вопроса будет являться предметом отдельной публикации.

Результаты расчетов и обсуждение

Полученные нами результаты сведены в три таблицы. Каждая таблица представляет сравнение с аналогичным расчетом, проведенным в одной из работ [10, 11]. К сожалению, используемый нами параметр двухтельной вязкости $\nu_0 = 0.02 \cdot 10^{21}$ МэВ · фм⁻³ · с не совпадает с примененным в [10, 11]. Расчет с однотельной вязкостью для реакции $^{18}O + ^{197}Au \rightarrow ^{215}Fr$, $E_{lab} = 159$ МэВ в [10] проведен не был.

Остановимся сначала на первых двух таблицах. Здесь проводится сравнение наших расчетов, расчетов японской группы и экспериментальных данных. Если расчетные значения для средней кинетической энергии E_k не только близки между собой, но и достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные, то ситуация с дисперсией кинетической энергии σ_{E_k} хуже. Оба расчета недооценивают ее. Что, вообще говоря, и понятно, ведь экспериментальные данные приведены для всего набора масс осколков. Это систематическое разногласие между вычисленными значениями дисперсий σ_{E_k} и данными, наблюдающееся как у нас, так и в [10, 11], является сильным и непосредственным указанием на необходимость включения в рассмотрение третьей необходимой для описания деления коллективной координаты – координаты массовой асимметрии (см. также [36]). Это должно улучшить согласие и для E_k .

Сравнение множественности предразрывных частиц начнем с нейтронов. В реакции $^{16}O + ^{184}W \rightarrow ^{200}Pb$, $E_{lab} = 288$ МэВ расчет недоо-

Таблица 1. Рассчитанные значения наблюдаемых величин при делении ^{200}Pb , образованного в реакции $^{16}O + ^{184}W$, $E_{lab} = 288$ МэВ. В таблице приведены экспериментальные данные [20], а также значения, эти же величин, рассчитанные другими авторами. Столбцы таблицы содержат ссылку на работу, тип использованной в расчетах вязкости, E_k – среднюю кинетическую энергию осколков, σ_{E_k} – ее дисперсию, n_{pre} , α_{pre} , p_{pre} – множественности предразрывных нейтронов, альфа-частиц, протонов и n_{post} – множественность постразрывных нейтронов

Работа	Ядро	Вязкость	E_k	σ_{E_k}	n_{pre}	α_{pre}	p_{pre}	n_{post}
[20]	^{200}Pb		139	16.5	7.7			2.65
[11]	^{200}Pb	Two-body	124	13.9	4.8	0.106	0.242	
наст. работа	^{200}Pb	Two-body	133	13.5	6.5	1.02	0.81	2.6
[11]	^{200}Pb	One-body	138	9.8	7.6	0.14	0.39	
наст. работа	^{200}Pb	One-body	145	9.8	6.9	1.03	0.82	2.5

Таблица 2. То же, что и в таблице 1, только для реакции $^{19}F + ^{181}Ta$, $E_{lab} = 124$ МэВ. Экспериментальные данные [21]

Работа	Ядро	Вязкость	E_k	σ_{E_k}	n_{pre}	α_{pre}	p_{pre}	n_{post}
[21]	^{200}Pb				3.35			1.95
[11]	^{200}Pb	Two-body	124	10.2	2.04	0.004	0.008	
наст. работа	^{200}Pb	Two-body	136	11.1	2.06	0.006	0.004	2.10
[11]	^{200}Pb	One-body	136	8.3	3.08	0.004	0.009	
наст. работа	^{200}Pb	One-body	149	9.9	2.31	0.011	0.002	1.73

Таблица 3. То же, что и в таблице 1, только при делении ^{215}Fr , образованного в реакции $^{18}O + ^{197}Au$, $E_{lab} = 159$ МэВ. Экспериментальные данные [20]

Работа	Ядро	Вязкость	E_k	$FWHM$	n_{pre}	α_{pre}	p_{pre}	n_{post}
[20]	^{215}Fr		154	32.5	4.1	0.08	0.06	2.7
[10]	^{215}Fr	Two-body	149	18.6	3.3	0.15	0.1	
наст. работа	^{215}Fr	Two-body	147	31.4	4.2	0.07	0.12	3.6
наст. работа	^{215}Fr	One-body	163	25.9	4.8	0.09	0.10	3.1

ценивает экспериментальные значения этой величины. В наших расчетах это примерно один нейтрон. Использование же однопольного механизма вязкости в [11] дает неожиданно хорошее согласие. Это, по видимому, и явилось мотивом, побудившим автора [36] отдать предпочтение однопольному механизму. Тем более, что и для второй энергии возбуждения в [11] согласие с экспериментом для этого механизма вязкости лучше. В наших же расчетах и в этом случае разногласие в предсказаниях для разных механизмов вязкости невелико. И по-прежнему расчет недооценивает экспериментальные значения. Хотя и в наших расчетах однопольный механизм вязкости выглядит предпочтительнее.

К сожалению, для этих реакций нет данных по множественности других частиц. Сравнение же расчетов показывает, что множественности альфа-частиц и протонов для разных механизмов вязкости у одних и тех же авторов отличаются незначительно. Но в наших расчетах и расчетах [11] довольно большое различие. Это различие, по видимому, связано с использованием разных испарительных кодов и, возможно, различных параметризаций формы делящегося ядра.

Множественность послеразрывных частиц в [11] не вычислялась. Поэтому свои расчеты мы можем сравнить только с экспериментом. В случае большой энергии возбуждения наши расчеты дают значения n_{post} , довольно хорошо согласующиеся с экспериментальной величиной. Величина n_{post} больше при расчете с двухпольным механизмом вязкости, чем в аналогичном расчете с однопольным. Это объясняется тем, что при расчетах с однопольной вязкостью больше частиц вылетает до деления, а следовательно, у осколков в этом случае меньше энергии возбуждения.

Теперь перейдем к последней таблице. Здесь приведены расчеты, выполненные берлинской группой, нами и данные эксперимента¹. Здесь, как и раньше, довольно хорошее согласие для средней кинетической энергии осколков деления. В наших расчетах для однопольного механизма вязкости E_k несколько больше экспериментального значения (с включением третьей переменной для описания формы ядра E_k должна

¹Данные по множественности α_{pre} и p_{pre} взяты из работы Ikezoe H. et al. // Phys.Rev. C42 (1992)1187.

уменьшиться). Величина $FWHM$ (ширина распределения на половине высоты — аналог дисперсии кинетической энергии) энергетического распределения, как и раньше, недооценивается. Тем более неожиданно, что у нас для двухпольного механизма вязкости получилось столь хорошее согласие. Вид получившегося у нас энергетического распределения для этого механизма вязкости представлен на рис. 4.

Значения для множественности предразрывных частиц и в этом случае неплохо согласуются с экспериментальными данными. Если расчет в [10] немного недооценивает величину n_{pre} , то наш расчет слегка ее переоценивает. Значения для множественности альфа-частиц и протонов, полученные в разных расчетах, довольно близки между собой. Отличие их от экспериментальных значений тоже небольшое. Значения множественности постразрывных нейтронов ведут себя аналогично предыдущим случаям. Двухпольный механизм вязкости приводит к несколько большим значениям, чем однопольный, за счет меньшего числа предразрывных частиц. Экспериментальные значения n_{post} переоцениваются, хотя и незначительно. Из наших расчетов явно не следует, что однопольный механизм вязкости дает значительно лучшее согласие с экспериментом, как это получено в [36].

Проведение всех наших расчетов с двумя механизмами вязкости преследовало, как и раньше [14, 7], цель выяснить природу диссипации коллективной энергии в ядре. Набор величин, привлекаемых для анализа этого явления, все время увеличивается. Первоначально это была только средняя кинетическая энергия, потом ее дисперсия, а также дисперсия массового распределения [14], а затем и более высокие моменты энергетического распределения [7]. К получению однозначного ответа это не привело. Тогда стала привлекаться информация о множественности частиц, испускаемых делящимся ядром в процессе деления [18]. Вывод из этих исследований был сделан достаточно сильный [18], предложена новая зависимость диссипации от делительной координаты, но при этом была потеряна информация об энергетическом распределении. А о том, что информации о множественности испускаемых частиц явно недостаточно, говорит тот факт, что в [18] привлекаются дополнительно данные по вероятности деления. Данная модель, а также модели [10, 11], дают возможность использовать всю

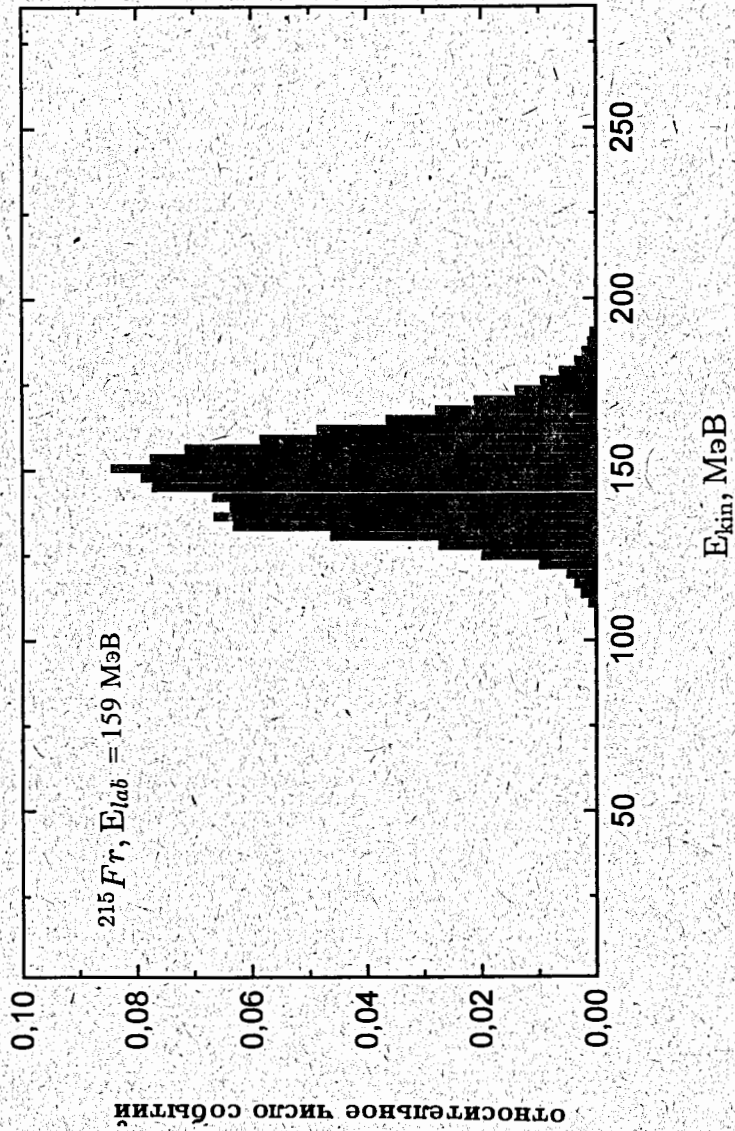


Рис.4. Распределение осколков деления по кинетической энергии. По вертикальной оси отложено относительное число событий деления с данной кинетической энергией осколков. Расчет выполнен с двухтелным механизмом вязкости

эту экспериментальную информацию одновременно. Кроме того, есть возможность привлекать информацию по временам деления. Например, в [9] приводятся распределения по временам спуска ядра от седла до разрыва и из основного состояния до разрыва. Распределение по временам спуска от седла до разрыва, полученное в наших расчетах, представлено на рис. 5. Из рисунка видно, что в случае двухтельной вязкости спуск быстрый $t_{сп} \sim 5 \cdot 10^{-21} - 6 \cdot 10^{-21}$ с, а для однотельной вязкости процесс растянут во времени $t_{сп} \sim 30 \cdot 10^{-21}$ с. Вероятность испускания частиц на этой стадии спуска для разных механизмов вязкости разная, и если бы удалось выделить частицы, испущенные на этой стадии процесса, то это позволило бы лучше определиться с механизмом ядерной вязкости.

Использованная в расчетах модель, конечно, нуждается в улучшениях. Включение степени свободы, отвечающей за асимметрию при делении, даст возможность использовать информацию и о массовом распределении осколков. Естественно, для нагретых ядер в уравнениях Ланжевена вместо потенциальной энергии необходимо использовать свободную энергию [1, 2], также необходим учет зависимости параметра плотности уровней от деформации. Все расчеты были выполнены для ядер с приблизительно одинаковой массой. Интересно проверить модель в широком диапазоне масс ядер. Мы использовали параметры жидкой капли Майерса-Святецкого, но, как известно, это не единственная возможность выбора капли. Использование в расчетах других параметров жидкой капли, возможно, приведет к более широким энергетическому и массовому распределениям: Результат данной работы показывает, что использование объединенного испарительно-стохастического подхода имеет перспективы, но необходимо его улучшение.

Авторы благодарны за многочисленные полезные обсуждения Ильинову А.С., Мебелю В.М., Крапхе Г.Ю., а также Иткису М.Г. за постоянный интерес и поддержку при выполнении работы. Авторы благодарят Д.Ванина за помощь в проведении ряда расчетов. Данное исследование было поддержано ИНТАС в рамках гранта 93-1560.

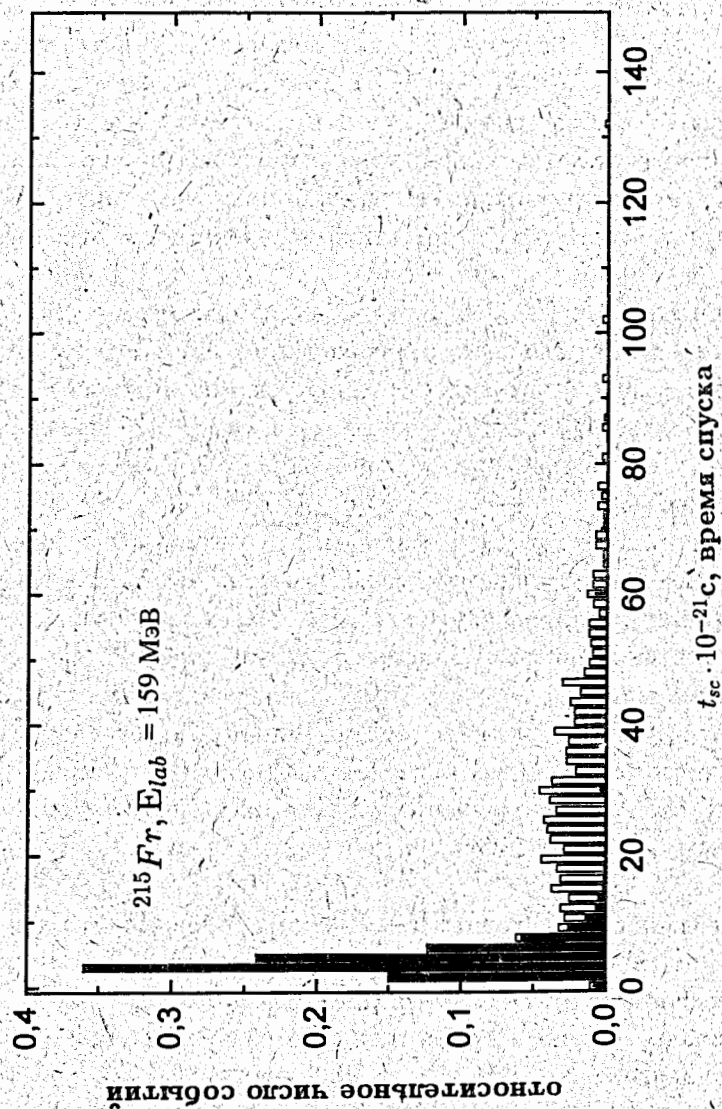


Рис.5. Распределение делящихся ядер по времени спуска с гребня до разрыва. По вертикали отложено относительное число событий. Черная гистограмма расчет с двухтельной вязкостью, светлая — с одной.

Литература

- [1] Krappe H.J. // Preprint HMI Berlin 1995 talk, given at XIII Meeting on Physics Fission, Obninsk, Okt. 1995
- [2] Krappe H.J. // Proc. Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nuclear Fission (Cmolenice, CSFR) JINR Dubna 1992 P.51
- [3] Scheuter F. et al. // Phys.Lett. 1984 V. 149B P.303
- [4] Adeev G.D., Pashkevich V.V. // Nucl.Phys. 1989 V. A502 P.405c
- [5] Delagrange H. et al. // Z.Phys. 1986 V. A323 P. 437
- [6] Abe Y., Grégoire C., Delagrange H. // J.Phys. 1986 V. C4-47 P. C4-329
- [7] Косенко Г.И. и др. // ЯФ, 1992 Т.55 С.920
- [8] Wada T., Carjan N., Abe Y. // Nucl.Phys. 1992 V. A538 P. 283c
- [9] Tillack G.-R. // Phys.Lett. 1992 V.278B P.403
- [10] Tillak G.-R. et al. // Phys.Lett. 1992 V.296B P.296
- [11] Wada T., Abe Y., Carjan N. // Phys.Rev. Lett. 1993 V.70 P.3538
- [12] Hilscher D., Rosner H. // Ann.Phys.Fr. 1992 V.17 P.471
- [13] Иткис М.Г. и др. // ЭЧАЯ, 1988 Т.19 С.701
- [14] Адеев Г.Д. и др. // ЭЧАЯ, 1988 Т.19 С.1229
- [15] Stokstad R.G. // In Treatise on Heavy Ion Science (D.A. Bromley, ed) N.Y. Plenum Press, 1985 V.3 P.83
- [16] Игнатюк А.В. // "Статистические свойства возбужденных атомных ядер". Энергоиздат М., 1983
- [17] Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gontchar I.I. // Z.Phys., 1992 V.A342 P.195
- [18] Гончар И.И. // ЭЧАЯ, 1995 Т.26 С.932

- [19] Brack M. et al. // Rev.Mod.Phys., 1972 V.44 P.320
- [20] Hinde D.J. et al. // Phys.Rev. 1992 V.C45 P.1229
- [21] Newton J.O. et al. // Nucl.Prys. 1988 V.A483 P.126
- [22] Davies K.T.R. et al. // Phys.Rev. 1976 V.C13 P.2385
- [23] Blocky J. et al. // Ann.Phys. 1978 V.113 P.330
- [24] Fröbrich P., Xu S.Y. // Nucl.Phys. 1988 V.A477 P.143
- [25] Gross D.H.E., Kalinowski H. // Phys.Rep. 1978 V.45c P.175
- [26] Барашенков В.С. и др. // ЭЧАЯ 1974 Т.5 С.479
- [27] Pjinov A.S. et al. // Nucl.Phys. 1992 V.A543 P.517
- [28] Myers W.D., Swiatecki W.J. // Ark.Phys. 1967 V.36 P.343
- [29] Kramers H.A. // Physica. 1940 V.7 P.259
- [30] Weiskopf V. // Phys.Rev. 1937 V.52 P.295
- [31] Gontchar I.I., Kosenko G.I. // Int.School-Seminar on Heavy Ion Physics. Abstracts. Dubna 1993 P.40
- [32] Косенко Г.И. // Кандидатская диссертация Томск 1992
- [33] Адеев Г.Д. и др. // Препринт ИЯИ - 816/93 Москва 1993
- [34] Dikmann F., Dietrich K. // Nucl.Phys. 1960 V.A129 P.241
- [35] Рубченя В.А., Явшиц С.П. // ЯФ, 1984 Т.40 С.649;
Rubchenya V.A., Yavshits S.P. // Z.Phys. 1988 V.A329 P.217
- [36] Abe Y. // Preprint YITP/K - 1099 Yukawa Institut, Kyoto 1995

Рукопись поступила в издательский отдел
7 марта 1996 года.

Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д.

P7-96-85

Применение объединённого динамическо-испарительного подхода для описания деления, индуцированного тяжёлыми ионами

Феноменологическая модель, основанная на двумерном ланжевеновском подходе к описанию динамики ядерного деления, объединённого с испарением лёгких частиц, обсуждается и систематически применяется к расчёту характеристик деления составных ядер ^{200}Pb и ^{215}Fr , образованных в реакциях с тяжёлыми ионами. Наблюдается удовлетворительное согласие вычисленных значений параметров энергетического распределения осколков, множественностей предразрывных и постразрывных нейтронов с экспериментальными данными, а также с ранее выполненными расчётами. Приводятся также некоторые результаты расчётов предразрывных множественностей протонов и альфа-частиц. Обсуждаются дальнейшие возможные улучшения и развитие использованного подхода.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флёрова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Kosenko G.I., Cagliari I.G., Adeev G.D.

P7-96-85

Application of a Combined Dynamical Evaporation Approach to the Calculations of the Characteristics of Fission Induced by Heavy Ions

A phenomenological model based on a two-dimensional Langevin approach to nuclear fission dynamics coupling with light particle evaporation is discussed and applied systematically for the symmetric fission of the nuclei ^{200}Pb and ^{215}Fr . The satisfactory agreement of the calculated values of the parameters of fission fragment energy distribution, pre-scission and post-scission neutron multiplicities with the previously obtained results as well as with the experimental data is observed. Some results for proton and α -particle pre-scission multiplicities are also given. The further improvements and developments of the used model are needed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996