

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-552

Г.Д.Адеев *, И.И.Гончар*, В.В.Пашкевич,
Н.И.Писчасов*

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
В ДВУМЕРНОЙ ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Омский государственный университет

1986

Введение

В последние годы расчеты моментов энергетического распределения осколков деления стали проводиться ^{/1-9/} в рамках подхода к описанию динамики процесса на основе УФП. Обычно этот подход, в котором наряду с диссипативными силами учитываются также тепловые и квантовые флуктуации коллективных переменных, называют диффузионной моделью ^{/1,8/} либо флуктуационно-диссипативной динамикой ^{/9,10/}. Первые применения данного подхода для расчетов параметров энергетического и массового распределений привели к интересным и обещающим результатам. В частности, было показано, что в рамках диффузионной модели удается успешно описать значительные по величине дисперсии энергетического ^{/8,9/} и массового ^{/10/} распределений осколков, а также их наблюдаемый существенный рост с увеличением параметра делимости делящегося ядра ^{/11,12/}, что являлось известным "камнем преткновения" для статистической и динамической моделей деления.

Однако выполненные до сих пор расчеты моментов энергетического распределения в рамках диффузионной модели проводились, за небольшим исключением ^{/9/}, в довольно упрощенных вариантах модели. Во-первых, использовалось большое число свободных параметров. В подавляющем большинстве сделанных работ, например, инерционные и фрикционные коэффициенты в УФП полагались просто константами. Во-вторых, очень часто ^{/1,2,4,6/} такой существенно многомерный процесс, как ядерное деление, рассматривался в одномерных моделях.

Целью данной работы являлось проведение расчетов первых и вторых моментов энергетического распределения в рамках двумерной диффузионной модели с реалистической зависимостью всех коэффициентов УФП от коллективных координат. Все коэффициенты рассчитывались в гидродинамическом подходе, так как рассматривалось деление достаточно высоковозбужденных составных ядер. В отличие от ранее выполненных работ ^{/7,8/} в настоящей работе число свободных параметров модели сведено к минимуму. В предположении двухтельного механизма ядерной вязкости фактически единственным таковым варьируемым параметром в работе является коэффициент двухтельной ядерной вязкости, которому пропорционален тензор трения.

В работе подробно изучались зависимости среднего значения кинетической энергии осколков и ее дисперсии от параметра делимости и энергии возбуждения составного ядра, а также от величины коэффициента двухтельной ядерной вязкости. Проведено сравнение предсказаний модели с имеющимися экспериментальными данными.

I. Модель и метод расчета моментов энергетического распределения

Диффузионная модель основана на УФП для функции распределения коллективных координат и сопряженных им импульсов. В наиболее общем случае, когда инерционный (m_{ij}), фрикционный (γ_{ij}) и диффузионный (D_{ij}) тензоры являются симметричными недиагональными матрицами и зависят, как и потенциальная энергия V , от координат, УФП имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mu_{ij} p_j \frac{\partial f}{\partial q_i} + \left[\frac{\partial V}{\partial q_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_{jk}}{\partial q_i} p_j p_k \right] \frac{\partial f}{\partial p_i} + \gamma_{ij} \mu_{jk} \frac{\partial}{\partial p_i} (p_k f) + D_{ij} \frac{\partial^2 f}{\partial p_i \partial p_j}, \quad (I)$$

где $\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$, $D_{ij} = T \gamma_{ij}$, T - температура внутренних степеней свободы ядра. По повторяющимся индексам, меняющимся от 1 до N (N - число коллективных координат), в (I) проводится суммирование.

В данной работе уравнение (I) использовалось для случая двух коллективных координат: основной делительной координаты и координаты, связанной с толщиной шейки делящегося ядра. Заметим, что более последовательное рассмотрение моментов энергетического распределения требует, как минимум, учета координаты массовой асимметрии и последующего усреднения массовой энергетического распределения по массам осколков. Однако в первом приближении можно считать, что первые и вторые моменты энергетического распределения равны соответствующим значениям при симметричном делении.

Для описания формы делящегося ядра использовалась параметризация $\{c, h, a\}$ /13/. Здесь c - параметр удлинения (вытянутости), параметр h описывает изменение толщины шейки ядра при его заданной вытянутости, a - параметр массовой асимметрии, который в данной работе с самого начала считался фиксированным и равным нулю. В качестве основной делительной координаты в данной работе удобнее вместо удлинения c использовать более естественную /13/ с физической точки зрения координату ρ - половину расстояния между центрами масс будущих осколков.

Все коэффициенты в УФП (I) в данной работе рассчитывались точно так же, как и в /10/: потенциальная энергия - в жидкокапельной модели с параметрами /14/, а инерционные и фрикционные тензоры - в гидродинамическом приближении методом Вернера-Уилера /15/. Для определения начальных условий при решении УФП (I) в седловой точке (ρ_{sd}, h_{sd}) осуществлялся переход к нормальным координатам, в которых тензоры \tilde{m}_{ij} и $\partial^2 V / \partial \tilde{q}_i \partial \tilde{q}_j$ являются диагональными. В нормальных координатах \tilde{p}, \tilde{h} начальное распределение по инфинитной (делительной) координате пред-

полагалось δ -образным, по соответствующему импульсу - равновесным с учетом лишь ядер, движущихся в направлении деления. По ортогональной (финитной) моде распределение как по координате, так и по импульсу выбиралось равновесным.

Для решения УФП, как и в /10/, был использован метод моментного приближения, в котором $f(t, \tilde{q}, \tilde{p})$ представляется в виде гауссова распределения. В глобальном моментном приближении решение УФП (I) сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений для средних значений коллективных переменных и их дисперсий, что определяет распределение $f(t, \tilde{q}, \tilde{p})$ в любой момент времени. Система уравнений для средних значений коллективных переменных представляет собой обобщенные уравнения Гамильтона, и ее решение определяет траекторию спуска системы с седловой точки к разрыву. К системе уравнений для моментов функции распределения добавлялось уравнение, учитывающее возрастание внутренней энергии возбуждения за счет диссипации коллективного движения. Скорость возрастания внутренней энергии возбуждения в любой момент времени равна удвоенной функции Рэлея /15/.

Наш метод вычисления первых и вторых моментов энергетического распределения осколков деления основан на концепции линии разрыва и изложен в /7,8/. Мы предполагаем, что полная кинетическая энергия осколков E_k есть сумма определенных в момент разрыва кулоновской энергии отталкивания осколков V_c и кинетической энергии относительного движения осколков (предразрывной кинетической энергии) E_{ps} .

Средняя кинетическая энергия осколков E_k^m находится как

$$E_k^m = \langle E_k \rangle = \langle V_c \rangle + \langle E_{ps} \rangle, \quad (2)$$

а выражение для дисперсии кинетической энергии имеет вид

$$G_{E_k}^2 = G_{V_c}^2 + G_{E_{ps}}^2 + 2G_{V_c E_{ps}}, \quad (3)$$

где

$$G_{V_c}^2 = \langle V_c^2 \rangle - (\langle V_c \rangle)^2, \quad (4)$$

$$G_{E_{ps}}^2 = \langle E_{ps}^2 \rangle - (\langle E_{ps} \rangle)^2;$$

$$G_{V_c E_{ps}} = \langle V_c E_{ps} \rangle - \langle V_c \rangle \langle E_{ps} \rangle.$$

В формулах (2), (4) угловые скобки означают усреднение по ансамблю с дополнительным условием, что система находится на линии разрыва, определяемой уравнением $\rho = \rho(h)$, а черта сверху - усреднение по времени. А именно: усреднение любой функции $\mathcal{P}(\xi)$,

где $\xi = (p, h, p_p, p_h)$, производится по формуле

$$\langle \overline{\Omega} \rangle = N^{-1} \int_0^{\infty} dt \int d\xi f(t, \xi) \Omega(\xi) \delta[\rho - \rho(h)], \quad (5)$$

где

$$N = \int_0^{\infty} dt \int d\xi f(t, \xi) \delta[\rho - \rho(h)].$$

Наличие в подынтегральных выражениях δ -функции гарантирует, что рассматриваются лишь ядра, находящиеся в момент времени t вблизи линий разрыва. Интегрирование по времени позволяет учесть ядра, попадающие на линию разрыва в различные моменты времени.

Как видно из (5), в общем случае для нахождения $\langle \overline{\Omega} \rangle$ необходимо провести четырехкратное интегрирование. Однако при конкретных расчетах при вычислении средних от величин, плавно зависящих от координат (например, $V_c(p, h)$), и для которых квадрат характерного размера, на котором данная величина существенно изменяется, много больше дисперсии распределения $f(t, \xi)$, можно использовать разложение этой величины (V_c и других) в ряд около точки разрыва и учитывать один или два члена разложения. В формуле для предразрывной энергии

$$E_{ps} = \frac{m_{pp}}{2} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 = \frac{m_{pp}}{2} (\mu_{pp} p_p + \mu_{ph} p_h)^2 \quad (6)$$

зависимость матрицы инерционных коэффициентов m_{ij} и ее обратной μ_{ij} от координат p и h заменяем зависимостью от соответствующих средних значений в данной точке траектории. Линию разрыва также можно линеаризовать [7, 8], считая, что ее кривизна незначительна при изменении p и h на отрезках порядка их средних квадратических отклонений. Сделанные упрощения, а также гауссов вид функций распределения позволяют провести интегрирование по ансамблю в (5) аналитически. В итоге, например, формула для дисперсии кулоновской энергии примет вид

$$\sigma_{V_c}^2 = \left[\left(\frac{\partial V_c}{\partial h} \right)_{sc} + F \left(\frac{\partial V_c}{\partial p} \right)_{sc} \right]^2 \{ \langle \overline{h^2} \rangle - (\langle \overline{h} \rangle)^2 \}, \quad (7)$$

где $F = (\partial \rho / \partial h)_{sc}$, и все величины с индексом sc берутся в точке разрыва, которая определяется как точка пересечения траектории спуска с линией разрыва.

Для выбора линии разрыва в теории деления используются различные критерии, например, условие равенства толщины шейки некоторому критическому значению [16] или условие обращения радиуса шейки в момент разрыва в нуль [15]. Последнее условие "геометрического" разделения ядра вряд ли совместимо с описанием ядра как капли, когда радиус шейки становится сравнимым с расстоянием между нуклонами. В работе [10] линия разрыва находилась из условия неустойчивости делящегося ядра от-

носительно вариации толщины шейки. Использование данного критерия в [10] не было связано с подгонкой рассматриваемых дисперсий массового распределения к экспериментальным данным.

Расчет моментов энергетического распределения более чувствителен к выбору линии разрыва, особенно это касается средней кинетической энергии осколков E_k^m . Поэтому в настоящей работе для выбора линии разрыва наряду с критерием работы [10] было использовано условие баланса сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения будущих осколков в момент разрыва [17]. При этом параметр ядерного взаимодействия [17] $\lambda = 2 \text{ фм}$ для всех рассмотренных ядер. Такое значение λ было выбрано в результате подгонки E_k^m для ядер с $Z^2/A^{1/3} \approx 1450-1500$ при значении коэффициента двухтельной ядерной вязкости $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ к данным систематик [18, 19] с точностью $1 \div 2 \text{ МэВ}$. Коэффициент двухтельной ядерной вязкости ν_0 , которому пропорционален тензор трения, являлся варьируемым параметром модели и изменялся в пределах интервала неопределенности этой величины, полученной в [15, 17] из подгонки по экспериментальным значениям средних кинетических энергий осколков делящихся ядер в широком интервале параметра $Z^2/A^{1/3}$.

Отметим, что результаты расчетов E_k^m и $\sigma_{E_k}^2$ с линиями разрыва, определенными из двух критериев: условия неустойчивости ядра относительно вариации толщины шейки и условия баланса сил в момент разрыва, приводят к достаточно близким результатам (различие составляет 3-5% для E_k^m и 10-15% для $\sigma_{E_k}^2$). Но расчеты, проведенные с линией разрыва, определенной из условия равенства сил, позволили получить значения E_k^m , достаточно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, для большей совокупности рассмотренных ядер. Поэтому в дальнейшем мы будем обсуждать результаты расчетов именно при таком выборе линии разрыва.

На рис. 1 показаны линия разрыва, использованная в расчетах, а также "геометрическая" линия разрыва, соответствующая условию обращения в нуль радиуса шейки. Такая линия, как правило, используется в динамических расчетах Никса и соавторов [15]. Видно, что использованная нами линия приводит к значительно более компактным конфигурациям и, следовательно, к большей кулоновской энергии отталкивания и меньшей предразрывной кинетической энергии в момент разрыва.

2. Динамика спуска делящегося ядра с седловой точки к разрыву

Типичная траектория спуска с седловой точки к разрыву в (p, h) -плоскости показана для ^{205}At на рис. 1. Обращает на себя внимание то, что траектория на своем большом протяжении (вплоть до $p \approx 1,15$) следует близко к дну долины деления. Такое взаимное положение траекто-

рии спуска и дна долины деления в $\{\rho, h\}$ - параметризации существенно отличается от их взаимного положения в $\{c, h\}$ - координатах /10,20/, где траектория с самого начала спуска резко отклоняется от дна долины из-за существенной недиагональности инерционного тензора. Это говорит о том, что матрица m_{ij} в координатах ρ, h на большом участке спуска почти диагональна, и вследствие этого траектория проходит близко к дну соответствующей долины деления. Таким образом, координата ρ , как это было подчеркнуто в /13/, является более естественной динамической переменной и представляет лучший выбор для параметра удлинения.

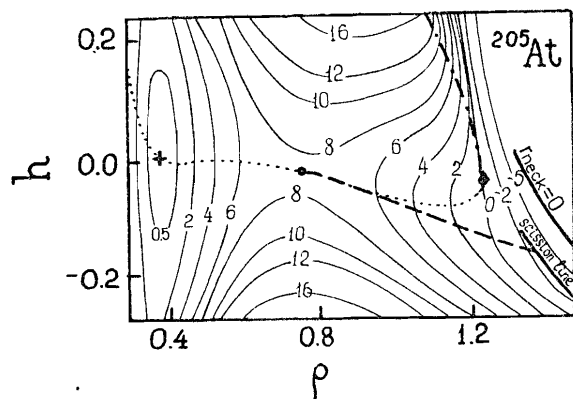


Рис. 1

Динамическая траектория делящейся системы на энергетической поверхности в капельной модели для ядра ^{205}At в (ρ, h) - плоскости (пунктир). Сплошные кривые - линии постоянного значения энергии деформации, цифры указывают значение энергии в МэВ. Точечная кривая - дно долины деления, штрихпунктир - гребень между долиной деления и долиной двух разделенных осколков. Значками +, •, ◆ отмечены основное состояние, седловая точка и точка исчезновения гребня соответственно. Расчет проведен при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ и $T_{sd} = 1,5 \text{ МэВ}$. Сплошные толстые линии - линии разрыва, полученные из условия равенства сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения осколков в момент разрыва и условия обращения радиуса шейки в нуль.

С увеличением коэффициента вязкости ν_0 точка разрыва для заданного ядра смещается в сторону больших ρ и меньших h , т.е. увеличение вязкости препятствует образованию шейки, и конфигурации становятся более вытянутыми. Напомним, что аналогичный результат был получен в /10/ и ранее в /15/.

При переходе от более легких к более тяжелым делящимся ядрам при фиксированном ν_0 разрывные конфигурации также становятся более вытянутыми. Так, при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ точка разрыва $(\rho_{sc}; h_{sc})$ для различных ядер следующая: для ^{184}Pt - (1,31; -0,12), для ^{212}At - (1,38; -0,18), для ^{236}U - (1,48; -0,24), для ^{248}Fm - (1,58; -0,31). В работе /8/ конфигурация разрыва находилась из подгонки (для каждого ядра) рассчитанной E_K^m к экспериментальным значениям. В результате была выявлена тенденция перехода к более вытянутым разрывным конфигурациям с утяжелением делящегося ядра, которая позволила качественно объяснить рост дисперсий $\sigma_{E_K^m}^2$ с увеличением параметра делимости. Расчеты, проведенные в настоящей работе в модели с реалистической зависимостью от координат всех коэффициентов УФП, подтверждают все основные выводы работы /8/.

3. Результаты расчетов моментов энергетического распределения и обсуждение

Первые и вторые моменты энергетического распределения осколков являются величинами, чувствительными к характеру спуска делящегося ядра с седла к разрыву. Поэтому экспериментальные значения средней кинетической энергии осколков E_K^m используются в качестве одного из важнейших источников данных, по которым делаются оценки величины ядерной вязкости /15,17,21/. Так, из подгонки рассчитанной E_K^m к экспериментальным данным в широком интервале значений параметра χ Никсом с соавторами были получены следующие значения коэффициента двухтельной ядерной вязкости: $\nu_0 = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ - в /15/ и $\nu_0 = (1,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ - в /17/.

На рис. 2 проводится сравнение рассчитанной средней кинетической энергии осколков E_K^m при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ как функции параметра $Z^2/A^{1/3}$ с предложенной недавно систематикой экспериментальных данных /19/ (точечная прямая). Штрихпунктирная кривая представляет кулоновскую энергию отталкивания осколков в момент разрыва при том же значении коэффициента ядерной вязкости. На рисунке показана также E_K^m , рассчитанная нами при нулевой вязкости. Естественно, основной вклад в E_K^m вносит кулоновская энергия отталкивания осколков в точке разрыва. Однако для тяжелых ядер (район Fm) вклад предразрывной энергии может доходить до 20 МэВ (при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$), т.е. около 10% от E_K^m . С ростом внутренней энергии возбуждения E^* значения E_K^m немного возрастают. Так, для ^{212}At при $E^* = 25 \text{ МэВ}$ $E_K^m = 147 \text{ МэВ}$, а при $E^* = 100 \text{ МэВ}$ $E_K^m = 151 \text{ МэВ}$.

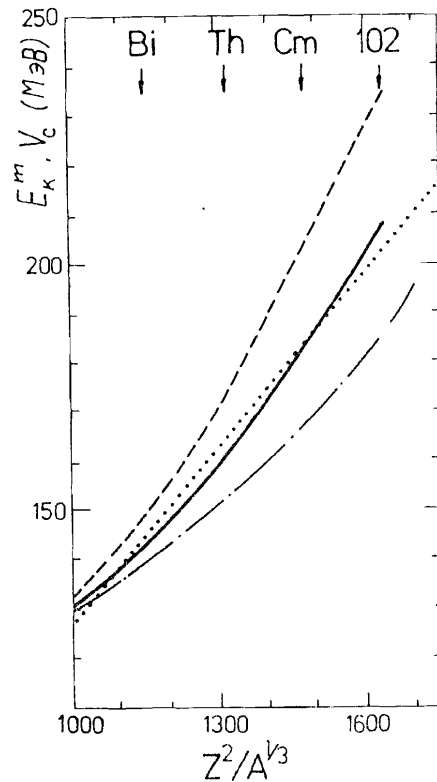


Рис. 2

Зависимость средней кинетической энергии осколков и энергии кулоновского отталкивания осколков в момент разрыва от параметра $Z^2/A^{1/3}$. Точечная прямая — значения E_k^m из систематики экспериментальных данных /19/. Штрихпунктирная линия — энергия кулоновского отталкивания, сплошная линия — средняя кинетическая энергия осколков E_k^m , рассчитанные в рамках диффузионной модели при $v_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$; пунктир — E_k^m , рассчитанная при $v_0 = 0$; $T_{sd} = 1,5 \text{ МэВ}$.

Зависимость дисперсии кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$, а также ее отдельных компонент от параметра делимости представлена на рис. 3. Видно, что для ядер с $\chi < 0,8$ $\sigma_{E_k}^2 \approx \sigma_{V_c}^2$ из-за взаимной компенсации $\sigma_{E_{ps}}^2$ и $2\sigma_{V_{E_{ps}}}^2$. Для ядер с $\chi > 0,85$ совместный вклад $\sigma_{E_{ps}}^2$ и $2\sigma_{V_{E_{ps}}}^2$ в полную дисперсию $\sigma_{E_k}^2$ становится существенным, что связано со значительной величиной $\sigma_{E_{ps}}^2$, которая для ядер района Γ_m достигает $(80 \div 90) \text{ МэВ}^2$. Однако даже для таких тяжелых ядер вклад в $\sigma_{E_k}^2$ от $(\sigma_{E_{ps}}^2 + 2\sigma_{V_{E_{ps}}}^2)$ составляет не более 20% от величины $\sigma_{V_c}^2$. Таким образом, для всего ряда рассмотренных ядер вклад дисперсии кулоновской энергии $\sigma_{V_c}^2$ в $\sigma_{E_k}^2$ является определяющим, и причину возрастания $\sigma_{E_k}^2$ с увеличением параметра делимости χ надо искать именно в поведении $\sigma_{V_c}^2(\chi)$.

Наш анализ величины $\sigma_{V_c}^2$, определяемой по формуле (7), для всего рассмотренного интервала значений χ позволил установить две причины возрастания $\sigma_{V_c}^2(\chi)$ (а следовательно, и $\sigma_{E_k}^2(\chi)$). Во-первых, с утяжелением делящегося ядра зависимость кулоновской энергии

от координат ρ и h вблизи точки разрыва становится более "крутой", и, следовательно, увеличивается первый множитель в (7); во-вторых, увеличивается флуктуации коллективных координат в районе разрыва, что влечет за собой увеличение второго множителя в (7). Причем первая причина является в количественном выражении более существенной, чем вторая. Выражение (7) для $\sigma_{V_c}^2$ может быть интерпретировано в терминах усиливающих мод Моретто /22/. В предельном случае статистического равновесия и учета флуктуаций только по одной координате h , т.е. когда $\partial V_c / \partial \rho = 0$, выражение (7) для $\sigma_{V_c}^2$ совпадает с формулой, данной для этой величины в /22/.

Рассчитанная нами $\sigma_{E_k}^2$ при $v_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ и при температуре ядра в седловой точке $T_{sd} = 1,5 \text{ МэВ}$ сравнивается на рис. 3 с экспериментальными данными, которые брались из работ /23-29/. Надо сказать, что надежных экспериментальных данных по $\sigma_{E_k}^2$ при высоких энергиях возбуждения для тяжелых ядер довольно мало. Кроме того, данные, взятые из разных работ, заметно отличаются друг от друга (см., например, значения $\sigma_{E_k}^2$ для Pu в /28/ и /29/). Тем не менее даже имеющиеся данные однозначно указывают на существенное возрастание дисперсий $\sigma_{E_k}^2(\chi)$ при $\chi > 0,77$, как это имеет место и при спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами /11/. Как видно из рис. 3, расчеты $\sigma_{E_k}^2(\chi)$ в рамках диффузионной модели при $v_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ воспроизводят указанный значительный наблюдаемый рост $\sigma_{E_k}^2(\chi)$.

Качество описания имеющихся экспериментальных данных по $\sigma_{E_k}^2(\chi)$ в зависимости от χ в рамках диффузионной модели заметно улучшается, если для сравнения использовать рассчитанные значения $\sigma_{E_k}^2$ не при $T_{sd} = 1,5 \text{ МэВ}$ для всех ядер, как это делается на рис. 3, а непосредственно при температурах T_{sd} , которым соответствуют данные экспериментальные точки. Это можно видеть, имея в виду рассчитанные в работе температурные зависимости $\sigma_{E_k}^2$ (см. ниже рис. 4).

Мелким пунктиром на рис. 3 показана зависимость $\sigma_{E_k}^2(\chi)$, рассчитанная при $v_0 = 0$, что соответствует варианту динамической модели Никса /30/, который мы во всех предыдущих работах /7, 8, 10/ называли "динамическим" пределом диффузионной модели. Видно, что модель с нулевой вязкостью, не учитывающая тепловых флуктуаций коллективных переменных при спуске делящегося ядра к разрыву, не в состоянии даже качественно описать рост $\sigma_{E_k}^2$ с увеличением параметра делимости (см. также /11, 12/).

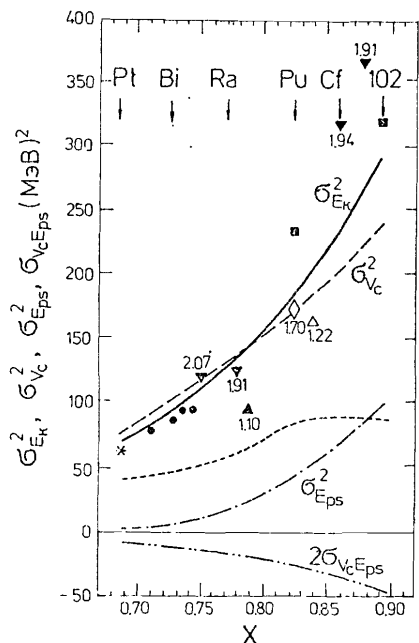


Рис.3

Зависимости дисперсии кинетической энергии осколков деления и ее компонент от параметра делимости, найденные в рамках диффузионной модели при $T_{sd} = 1,5$ МэВ. Мелкий пунктир - G^2_{Ek} , рассчитанная при нулевой вязкости, все остальные зависимости получены при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23}$ МэВ \cdot с \cdot фм $^{-3}$. Точки \ast , \bullet , \blacktriangledown , \blacktriangle , \triangle , \diamond , \blacksquare - экспериментальные значения G^2_{Ek} , взятые из работ /23-29/ соответственно. Цифры около некоторых точек указывают значение T_{sd} , остальные данные соответствуют $T_{sd} \approx 1,5$ МэВ.

На рис. 4 показаны зависимости G^2_{Ek} от температуры ядра в седловой точке T_{sd} для указанных там ядер, которые сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из работ /24, 26-29, 31-34/. Как видно из рис. 4, диффузионная модель неплохо воспроизводит наблюдаемый рост G^2_{Ek} с увеличением T_{sd} . Рассчитанная нами зависимость $G^2_{Ek}(T_{sd})$ для ^{212}At качественно согласуется с аналогичной зависимостью, полученной в /9/ для ^{213}At .

Насколько предсказания использованного в данной работе варианта диффузионной модели чувствительны к величине свободного параметра - коэффициента ν_0 , можно видеть из рис. 5. Двумя интервалами на этом рисунке показаны оценки для коэффициента двухтельной ядерной вязкости, полученные в работах /15/ и /17/. Имея в виду, что значения дисперсии G^2_{Ek} не менее чувствительны к величине ν_0 , чем значения E_k^m , можно заключить, что экспериментальные данные по дисперсиям кинетической энергии осколков могут наряду с данными по E_k^m привлекаться для определения величины коэффициента ядерной вязкости.

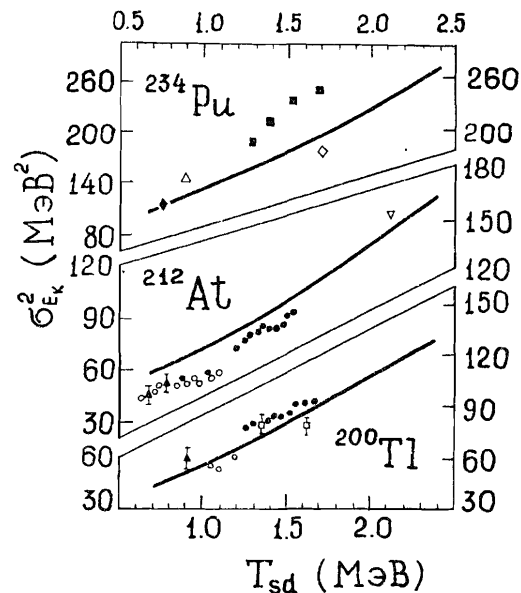


Рис.4

Зависимость дисперсии кинетической энергии осколков деления от температуры ядра в седловой точке. Сплошные кривые - G^2_{Ek} , рассчитанная в рамках диффузионной модели при $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23}$ МэВ \cdot с \cdot фм $^{-3}$ для ядер ^{234}Pu , ^{212}At и ^{200}Tl . Точки \bullet , \blacktriangle , \triangle , \diamond , \square , \circ , \square , ∇ - экспериментальные данные работ /24, 26-29, 31-34/ соответственно. Некоторые данные соответствуют изотопам указанного элемента.

Заключение

В данной работе в рамках двумерной диффузионной модели проведены расчеты первого и второго моментов энергетических распределений возбужденных составных ядер в широком интервале параметра делимости. В модели учитывается зависимость от координат всех коэффициентов УФП, рассчитываемых в гидродинамическом приближении.

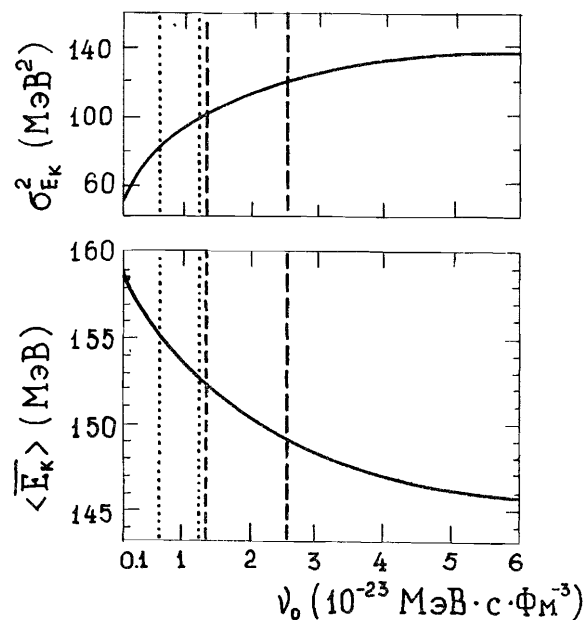


Рис.5

Зависимость дисперсии кинетической энергии (вверху) и средней кинетической энергии осколков (внизу) для ядра ^{212}At от величины коэффициента двухтельной ядерной вязкости. Интервал, ограниченный точечными прямыми, получен для ν_0 в /15/, пунктирные прямые обозначают интервал для ν_0 работы /17/.

Рассчитанная средняя кинетическая энергия осколков достаточно хорошо согласуется с известными систематиками экспериментальных данных. Модель качественно воспроизводит рост $\sigma_{E_k}^2$ с увеличением параметра делимости χ , а также зависимость $\sigma_{E_k}^2$ от энергии возбуждения.

Рассчитанные значения $\sigma_{E_k}^2$ существенно зависят от величины ядерной вязкости. Поэтому экспериментальные данные по $\sigma_{E_k}^2$ могут наряду с традиционно используемыми данными по E_k^m привлекаться для определения величины и механизма ядерной вязкости. Поэтому представляет несомненный интерес расчет моментов энергетического распределения осколков при другом механизме ядерной вязкости, который является более физически обоснованным для ядра - однотельном, особенно его модифицированном варианте /35/.

В дальнейших расчетах моментов энергетического распределения требуется учет координаты массовой асимметрии, так как при сравнении с экспериментальными данными необходимо использовать значения E_k^m и $\sigma_{E_k}^2$, полученные при усреднении двумерного массово-энергетического распределения по массам осколков.

Авторы благодарят Ю.А. Лазарева и Г.Н. Смиреникина за полезные обсуждения и В.Г. Соловьева за постоянный интерес и внимание к работе.

Литература

1. Grangé P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. Phys. Lett., 1979, 88B, p. 9.
2. Pomorski K., Hofmann H. J.Phys. (Paris), 1981, 42, p. 381
3. Samaddar S.K., Sperder D., Zielinska-Pfabé M., Sodel M.I. Phys. Scr., 1982, 25, p. 517.
4. Scheuter F., Hofmann H. Nucl. Phys., 1983, A394, p. 477.
5. Hofmann H., Nix J.R. Phys. Lett., 1983, 122B, p. 117.
6. Nix J.R., Sierk A.J., Hofmann H., Scheuter F., Vautherin D. Nucl. Phys., 1984, A424, p. 239.
7. Адеев Г.Д., Гончар И.И. ЯФ, 1983, 37, с. 113; 1984, 40, с. 869.
8. Адеев Г.Д., Гончар И.И. Z. Phys., 1985, A322, p. 479.
9. Scheuter F., Grégoire C., Hofmann H., Nix J.R. Phys. Lett., 1984, 149B, p. 303.
10. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А., Писчагов Н.И. ЯФ, 1986, 43, с. 1137.
11. Lazarev Yu.A. At. Energy Rev., 1977, 15, p. 75.
12. Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu.A. In.: Heavy Ion Science, v. 4, (ed. Bromley D.A.), New York, Plenum Press, 1985, p. I.
13. Brack M., Damgaard J., Jensen A.S., Pauli H., Strutinsky V.M., Wong C.Y. Rev. Mod. Phys., 1972, 44, p. 320.
14. Pauli H.C., Ledergerber T. Nucl. Phys., 1973, A207, p. I.
15. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. Phys. Rev., 1976, C13, p. 2385.
16. Strutinsky V.M., Lyashchenko N.Ya., Popov N.A. Nucl. Phys., 1963, 46, p. 639.
17. Davies K.T.R., Managan R.A., Nix J.R., Sierk A.J. Phys. Rev., 1977, C16, p. 1890.
18. Viola V.E. Nucl. Data Tables, 1966, A1, p. 391.
19. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M., Phys. Rev., 1985, C31, p. 1550.

20. Адеев Г.Д., Писчасов Н.И. ЯФ, 1986, 44, с. 897.
21. Nix J.R., Sierk A.J. Nucl. Phys., 1984, A428, p. 161.
22. Moretto I.G. Nucl. Phys., 1975, A247, p. 211.
23. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R. Phys. Rev., 1984, C29, p. 486.
24. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1984, 39, с. 1336.
25. Viola V.E., Sikkeland T. Phys. Rev., 1963, 130, p. 2044.
26. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. Phys. Rev., 1963, 129, p. 2239.
27. Дмитриев В.Д., Зодан Х., Калинин А.М. и др. ЯФ, 1982, 35, с. III2.
28. Plasil F., Schmitt H.W. Phys. Rev., 1972, C5, p. 528.
29. Bock R., Chu Y.T., Dakowski M. et al. Nucl. Phys., 1982, A388, p. 334.
30. Nix J.R., Swiatecki W.J. Nucl. Phys., 1965, 71, p. 1; Nix J.R. Nucl. Phys., 1969, A130, p. 241.
31. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. ЯФ, 1984, 39, с. II00.
32. Plasil F., Burnett D.S., Britt H.C., Thompson S.G. Phys. Rev., 1966, 142, p. 696.
33. Hanappe F., Ngô C., Peter J., Talmain B. Proc. 3rd Symp. Phys. Chem. Fission (Rochester, 1973), v.2, IAEA, Vienna, 1974, p. 289.
34. Whestone S.L. Phys. Rev., 1964, 133, p. 613.
35. Nix J.R., Sierk A.G. Preprint LA-UR-86-698, Los Alamos, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
II августа 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

- | | | |
|---------------|--|-------------|
| D2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| D9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| D3.4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |
| D11-83-511 | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике глязельх ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |
| D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |
| D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р. 50 к. |
| D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р. 75 к. |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983 | 3 р. 50 к. |
| | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/ | 13 р. 50 к. |
| D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985. | 3 р. 75 к. |
| D11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р. |
| D13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985. | 4 р. 80 к. |

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Алеев Г.Д. и др.

P4-86-552

Энергетическое распределение осколков деления в двумерной диффузионной модели

Проведены расчеты первых и вторых моментов энергетического распределения осколков деления возбужденных ядер. Расчеты выполнены в рамках диффузионной модели, основанной на уравнении Фоккера - Планка (УФП) для функции распределения двух коллективных координат, описывающих деформацию делящегося ядра: расстояния между центрами масс будущих осколков и параметра шейки, а также сопряженных им импульсов. В модели учитывается зависимость от координат всех коэффициентов УФП, рассчитываемых в гидродинамическом приближении. Изучаются зависимости среднего значения кинетической энергии осколков и ее дисперсии от параметра делимости, энергии возбуждения и величины коэффициента двухтельной ядерной вязкости. Модель качественно воспроизводит наблюдаемое значительное возрастание дисперсий энергетического распределения составных ядер с увеличением параметра делимости.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Adeev G.D. et al.

P4-86-552

Fission-Fragment Kinetic-Energy Distribution from a Two-Dimensional Diffusion Model

The first and second moments of the fission-fragment kinetic-energy distribution for excited compound nuclei were calculated in the framework of the diffusion model. The diffusion model used in calculations is based on the Fokker - Planck equation (FPE) for the distribution function of two collective coordinates: the distance between the centers of mass of the two halves of the fissioning nucleus, neck parameter and conjugate momenta. The model takes into account the coordinate dependence of all FPE coefficients calculated in hydrodynamical approximation. The dependences of the moments of fission-fragment kinetic-energy distribution on the fissility parameter and excitation energy of the compound nucleus as on value of the two-body nuclear viscosity coefficient are studied. The model reproduces qualitatively the considerable growth of the variances of the fission-fragment kinetic-energy with increasing the fissility parameter.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986