

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-86-247

**Г.Д.Адеев*, Л.А.Марченко*, В.В.Пашкевич,
Н.И.Писчасов***

**ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО МОМЕНТА
КОМПАУНД-ЯДЕР
НА ДИСПЕРСИИ МАССОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ**

* Омский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

Влияние большого углового момента ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, на характер массового распределения осколков деления является в настоящее время одним из интересных вопросов физики деления /подробное обсуждение его различных аспектов см., например, в^{1/}/. Имеющийся сейчас уже довольно обширный экспериментальный материал^{2-8/} по массовым распределениям осколков деления таких ядер указывает на уширение массового распределения осколков с ростом углового момента для ядер с параметром $Z^2/A \geq 33$. Было предложено несколько^{7-9/} подходов для объяснения наблюдаемого уширения массового распределения, в том числе и механизм быстрого деления^{8/}. Этот механизм должен проявляться при достаточно высоких значениях углового момента, превышающих значение ℓ_{B1} , при котором барьер деления компаунд-ядра становится равным нулю. Но при более низких угловых моментах, при которых заведомо происходит образование компаунд-ядра, влияние углового момента на характер массового распределения осколков деления изучено плохо. Практически отсутствуют динамические расчеты формирования массового распределения осколков деления компаунд-ядер с большим угловым моментом при $\ell < \ell_{B1}$. В виде исключения отметим работу^{10/}, в которой было показано, что для компаунд-ядра ^{205}At при увеличении ℓ от 0 до $70\hbar$ дисперсии массового распределения осколков σ_M^2 остаются практически неизменными. Этот результат использовался в качестве аргумента для привлечения механизма быстрого деления при объяснении наблюдающегося уширения массового распределения. В работе^{9/} на основе расчетов энергетической поверхности нагретых вращающихся ядер было показано, что с ростом ℓ жесткость по отношению масс-асимметричных деформаций уменьшается, и это можно рассматривать как качественное объяснение увеличения σ_M^2 с возрастанием ℓ .

В настоящей работе проведены детальные динамические расчеты массовых распределений осколков деления для ряда вращающихся компаунд-ядер. Расчеты выполнены в рамках диффузионной модели^{11-15/} деления, основанной на описании динамики этого процесса с помощью многомерного уравнения Фоккера - Планка /УФП/. Ранее такой подход был успешно применен^{15/} для описания массовых распределений возбужденных ядер с нулевым угловым моментом.

1. МОДЕЛЬ

Исходным в диффузионной модели /11-15/ является УФП для функции распределения N коллективных координат и сопряженных им импульсов $f(t, \vec{q}, \vec{p})$, где $\vec{q} = (q_1, \dots, q_N)$, $\vec{p} = (p_1, \dots, p_N)$. В настоящем, наиболее общем случае, когда тензоры инерции m_{ij} , трения γ_{ij} и диффузии D_{ij} - коэффициенты этого уравнения, являются симметричными недиагональными матрицами и зависят, как и потенциальная энергия V , от координат, УФП имеет вид

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

где $\|\mu_{ij}\| = \|\mu_{ij}\|^{-1}$, по повторяющимся индексам, меняющимся от 1 до N , проводится суммирование.

Мы рассматриваем уравнение /1/ для случая трех коллективных координат. Для описания формы делящегося ядра использовалась параметризация $\{c, h, \alpha\}$ /16/. Здесь c - параметр удлинения/вытянутости/, параметр h описывает изменение толщины шейки при заданной вытянутости ядра, параметр α определяет отношение объемов /масс/ будущих осколков. При этом рассмотрение было ограничено аксиально-симметричными формами.

Известно /17/, что в случае быстро вращающихся ядер как основное состояние, так и седловые конфигурации становятся неаксиальными. Но нестабильность основного состояния относительно неаксиальных деформаций проявляется при очень больших значениях углового момента, порядка $70-80/\hbar$. Седловые конфигурации теряют аксиальную симметрию при меньших моментах, но степень их неаксиальности для ядер с параметром делимости $x < 0,81$ довольно мала /17/. Кроме того, для очень тяжелых ядер с $x \geq 0,80$ спуск с седла к разрыву является настолько длинным, что система полностью забывает свое начальное состояние в седле. По этим причинам ограничение аксиально-симметричными формами, по-видимому, является для наших целей достаточным.

Потенциальная энергия рассчитывалась в жидкокапельной модели, так как расчеты проводились для достаточно высоких энергий возбуждения. Для вращающихся компаунд-ядер добавлялась вращательная энергия, рассчитываемая в предположении твердотельного момента инерции, и зависимость которой от деформации можно представить в виде

$$E_R = E_R^{(0)} (B_R - 1). \quad /2/$$

Здесь $E_R^{(0)}$ - вращательная энергия сферического ядра, $B_R = J_i^{-1} (i = //, \perp)$, где J_i - наибольший из двух моментов инерции делящегося ядра относительно оси симметрии ($i = //$) или перпендикулярной ей оси ($i = \perp$) в единицах $2/5 m_n A R_0^2$. Величины J_i в $\{c, h, \alpha\}$ -параметризации даются выражениями

$$J_{\perp} = \frac{c^2}{2} \left[1 + c^3 + \frac{4}{35} (2h + \frac{c-1}{2}) (2c^3 + \frac{4}{15} (2h + \frac{c-1}{2}) c^3 - 1) - a^2 c^3 (\frac{c^3}{5} - \frac{1}{7}) \right]^{3/4},$$

$$J_{//} = c^2 \left[c^3 + \frac{4}{35} (2h + \frac{c-1}{2}) (-1 + \frac{4}{15} (2h + \frac{c-1}{2}) c^3) + \frac{1}{7} a^2 c^3 \right]. \quad /4/$$

Параметры модели жидкой капли были выбраны согласно работе Майерса и Святецкого /18/: $a_c = 0,7053$ МэВ, $a_s = 17,9439$ МэВ, $k_s = 1,7826$, $r_0 = 1,2249$ фм, $m_n = 939,15$ МэВ. Часть расчетов была проведена с набором параметров из работы /19/: $a_c = 0,72$ МэВ, $a_s = 18,5638$ МэВ, $k_s = 2,84$, $r_0 = 1,2$ фм. Потенциальная энергия может быть с достаточно хорошей точностью аппроксимирована формулой

$$V(c, h, \alpha) = V(c, h, \alpha=0) + C_a(c, h) \frac{a^2}{2}. \quad /5/$$

Здесь функция $C_a(c, h) = \frac{\partial^2 V}{\partial a^2} |_{a=0}$ - жесткость по отношению координаты массовой асимметрии a . Все другие коэффициенты УФП /1/ рассчитывались точно так же, как в работе /15/, где описан и использованный метод решения УФП - метод глобального моментного приближения /13/.

В данной работе в качестве начальных условий для эволюции делящейся системы использовалось статистически равновесное распределение коллективных переменных в седловой точке /при этом осуществлялся переход к нормальным координатам/. Для "легких" делящихся ядер /ядра легче Pt/, у которых седловая точка близка или совпадает с точкой разрыва, более последовательно было бы рассматривать динамику процесса, начиная из основного состояния. Начальное условие для энергии внутренних степеней свободы определялось как

$$E_{in}(0) = E^* - V_{sd}(\ell) - E_R^{(0)}(\ell), \quad /6/$$

где $V_{sd}(\ell)$ - энергия деформации седловой формы при угловом моменте ℓ относительно вращающейся сферы. Учитывалась также диссипация энергии коллективного движения при спуске с барьера.

Дисперсия массового распределения $\sigma_M^2(\ell)$ выражается через дисперсию масс-асимметричной координаты $\chi_a(\ell)$, зафиксированную в момент разрыва t_{sc} , следующим образом /15/

$$\sigma_M^2(\ell) = \left(\frac{\partial M}{\partial a} \right)_{sc}^2 \chi_a^2(\ell, t_{sc}), \quad /7/$$

где M - массовое число одного из осколков, определяемое способом разделения ядра на осколки. Точка и время разрыва определялись по пересечению траектории спуска с линией разрыва /15/, ко-

торая находилась из условия неустойчивости делящегося ядра относительно вариации толщины шейки:

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial h^2}\right)_c = 0. \quad /8/$$

В статистической модели /20/ дисперсия σ_{Mst}^2 определяется по формуле

$$\sigma_{Mst}^2(\ell) = \left(\frac{\partial M}{\partial \alpha}\right)_{sc}^2 \frac{T_{asc}^*(\ell)}{C_{asc}(\ell)}, \quad /9/$$

где $C_{asc}(\ell)$ и $T_{asc}(\ell)$ - значения жесткости C_α и эффективной температуры T_α^* при угловом моменте ℓ в точке разрыва.

2. ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО МОМЕНТА НА ДИСПЕРСИИ МАССОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Изменение вращательной энергии /2/ с увеличением углового момента приводит к известным изменениям поверхности потенциальной энергии /17/: седловая точка смещается в область меньших деформаций и уменьшается величина барьера деления. В $\{c, h, \alpha\}$ -параметризации эти эффекты проявляются следующим образом /см.рис.1/: дно долины деления для большего ℓ смещается в сторону положительных h , седловые точки сдвигаются в область меньших c и больших h . Наконец, при достаточно больших ℓ седловые формы становятся аксиально-несимметричными, что, однако, в данной работе игнорировалось. На рис.1. не показана область сплюснутых деформаций, ($c < 1$), где при $\ell \neq 0$ находится основное состояние, форма которого до значения ℓ_1 /первый критический момент /17// приближенно представляет собой сплюснутый эллипсоид.

Оценим в статическом пределе влияние ℓ на жесткость относительно асимметричных деформаций C_α . Компонента жесткости C_α^R , связанная с вращательной энергией, в области деформаций, близких к разрыву, равна:

$$C_\alpha^R = E_R^{(0)} V_R^2 c^5 \left(\frac{c^3}{5} - \frac{1}{7}\right). \quad /10/$$

Из /10/ следует, что влияние углового момента приводит к увеличению жесткости C_α в каждой точке пространства деформаций $\{c, h\}$. Поэтому если рассматривать влияние ℓ на C_α вдоль одной и той же траектории спуска и считать, что дисперсия $\sigma_M^2(\ell)$ определяется статистическим пределом /9/, то влияние ℓ должно было бы привести к сужению массового распределения с ростом ℓ . Такая ситуация в модели, использованной в данной работе, наблюдается для сравнительно легких делящихся ядер /легче платины/. В динамическом подходе из-за существенного смещения седловых точек с ростом ℓ система движется в состоянии с меньшими значениями

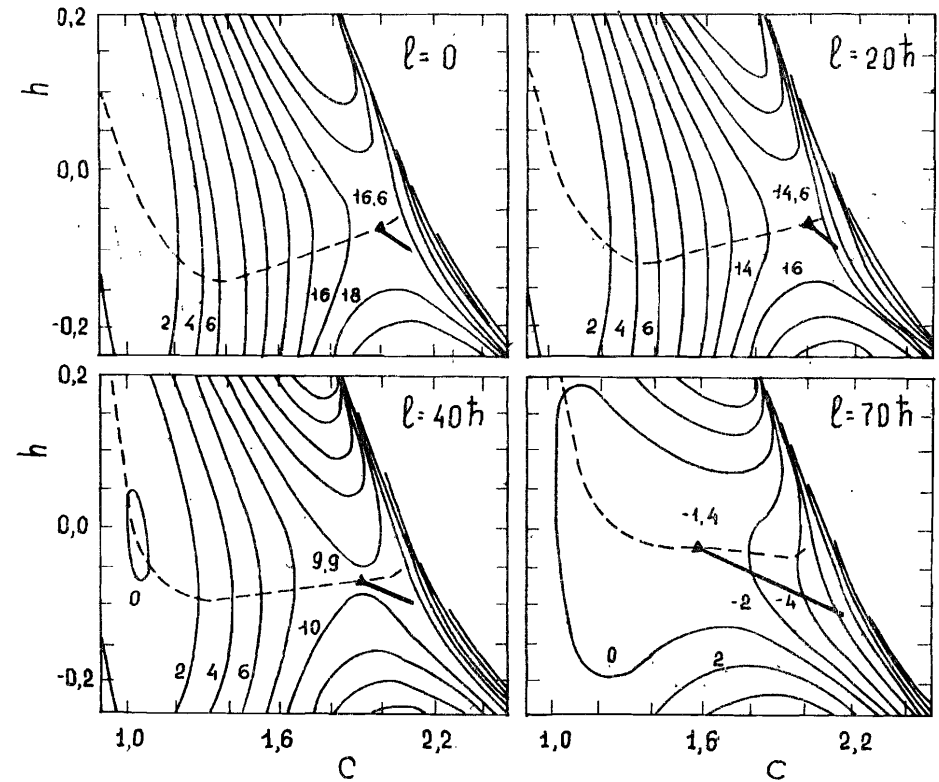


Рис.1. Изменение рельефа потенциальной энергии ядра ^{184}Pt с увеличением углового момента. Пунктир - дно долины деления, точка \blacktriangle - положение седловой точки, жирная линия - траектория спуска с седла до разрыва, цифры указывают энергию деформации в МэВ. Расчеты выполнены при энергии возбуждения $E^* = 69$ МэВ и коэффициенте вязкости $\nu_0 = 10^{-23}$ МэВ·с·фм $^{-3}$.

C_α тем дальше, чем больше угловой момент. На рис.2 показана зависимость жесткостей $C_\alpha(\ell)$ от времени вдоль динамических траекторий в течение спуска делящегося ядра с седла к разрыву. Такая временная зависимость имеет в нашей модели определяющее влияние на зависимость σ_M^2 от ℓ .

В работе /15/ было показано, что причиной отличия наблюдаемых дисперсий массовых распределений σ_M^2 от предсказаний статистической модели является "память" делящейся системы о своей предыстории при спуске к разрыву. При спуске с седла к разрыву жесткости $C_\alpha(\ell)$ значительно растут /см.рис.2/, а дисперсии $\chi_{ast}(t_{sc})$, следовательно, уменьшаются. Эффекты "памяти" приво-

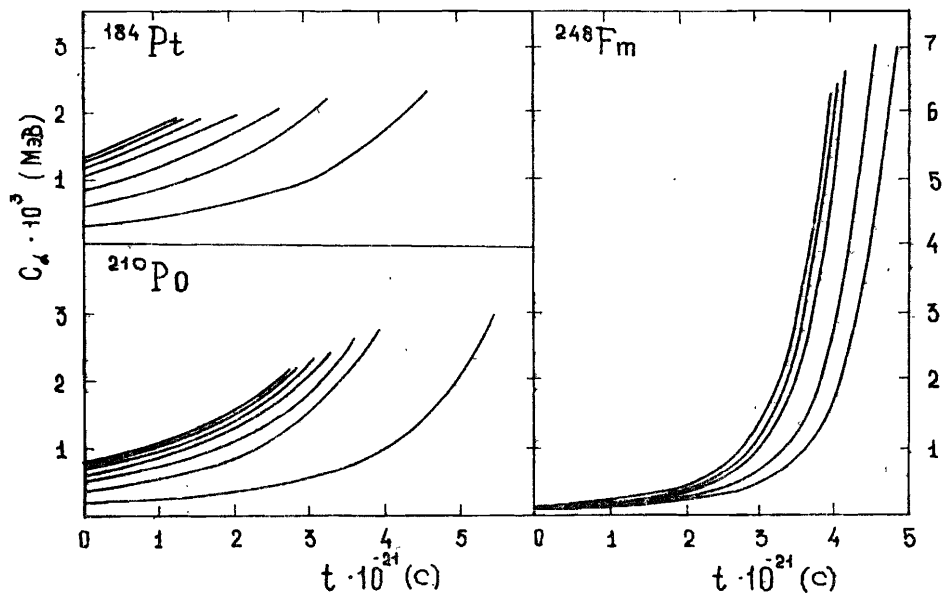


Рис.2. Зависимость жесткости C_α от времени вдоль траекторий спуска. Нижние кривые соответствуют большим значениям ℓ . Для ^{184}Pt значения углового момента $\ell = 0, 20, 30, 40, 50, 60, 70$; для ^{210}Po $\ell = 0, 20, 30, 40, 50, 60, 73$; для ^{248}Fm $\ell = 0, 20, 30, 40, 45$ /в ед. \hbar /.

дят к тому, что при конечном времени спуска дисперсия $\chi_\alpha(t_{\text{во}})$ имеет существенно большее значение, чем было бы ее значение при бесконечно медленном спуске. "Память" делящейся системы эффективно можно описать как формирование массового распределения осколков некоторой стадией спуска, предшествующей разрыву на время порядка $0,8 \div 1 \times 10^{-21}$ с /при вязкости $\nu_0 = 10^{-23}$ МэВ·с·фм⁻³ /.

На рис.3 показана дисперсия массового распределения осколков в зависимости от ℓ , рассчитанная для указанных на рисунке ядер. Заметный рост дисперсий для ядер ^{210}Po , ^{221}Pa и ^{248}Fm обусловлен именно "памятью" системы о своей предыстории, так как время спуска с седла к разрыву для всех значений ℓ превосходит эффективное время памяти. Для ^{184}Pt при $\ell \leq 50\hbar$ время спуска меньше или сравнимо с временем "памяти", и дисперсии массового распределения в результате определяются седловыми значениями $C_\alpha(\ell)$, которые для данного ядра слабо зависят от ℓ . Поэтому σ_M^2 для ^{184}Pt почти не зависит от ℓ в широком интервале значений углового момента. Для ядра ^{172}Yb седловая точка почти совпадает с точкой разрыва, поэтому σ_M^2 определяется статистическим пределом /9/. Кроме того, с ростом ℓ седловая точка и точка разрыва смещаются в область с большими C_α , что и приводит к уменьшению σ_M^2 с ростом ℓ . Но сле-

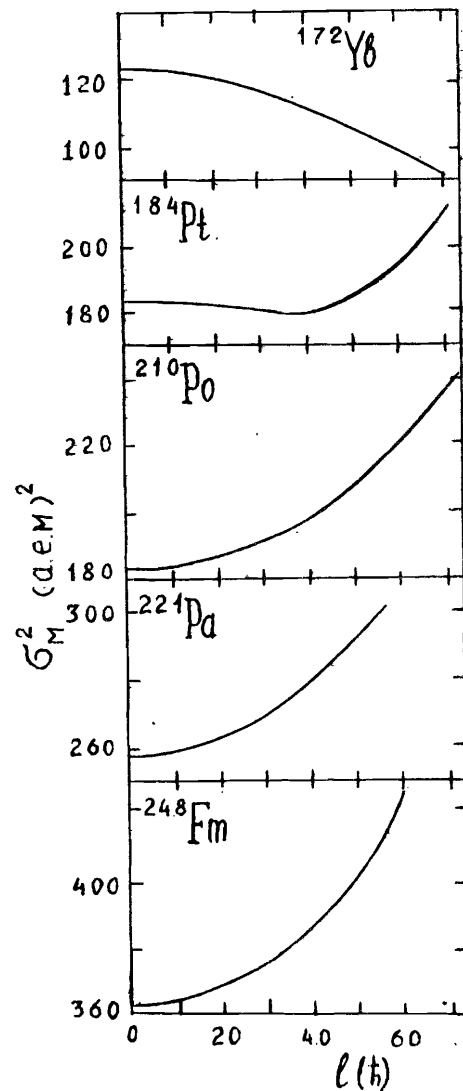


Рис.3. Зависимость дисперсии массового распределения компанд-ядер от величины углового момента. Для ^{172}Yb дисперсия рассчитана при $E^* = 55,6$ МэВ, для ^{184}Pt при $E^* = 69$ МэВ, для ^{210}Po при $E^* = 55,6$ МэВ, для ^{221}Pa при $E^* = 56,7$ МэВ, для ^{248}Fm при $E^* = 46,1$ МэВ. Во всех случаях $\nu_0 = 10^{-23}$ МэВ·с·фм⁻³.

дует помнить, что этот результат для "легких" делящихся ядер с очень коротким спуском может измениться при таком описании процесса, когда эволюция системы начинается из некоторой точки между основным состоянием и седлом. Дисперсии, вычисленные в рамках статистической модели по формуле /9/ для ^{184}Pt , ^{210}Po , ^{221}Pa и ^{248}Fm , практически не зависят от ℓ и равны соответственно 155, 148, 131 и 120 /а.е.м./², что по абсолютной величине значительно меньше значений, полученных в диффузионной модели.

Переход от одного набора параметров модели жидкой капли /18/ к другому /19/ приводит к незначительному различию /в пределах 10-20% / значений σ_M^2 , поэтому все представленные результаты были получены в расчетах с одним набором параметров Майерса - Святецкого /18/.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для сравнения рассчитанных дисперсий с конкретными экспериментальными значениями надо провести усреднение рассчитанных массовых распределений для парциальных ℓ по распределению угловых моментов с учетом реализующейся в данной реакции вероятности об-

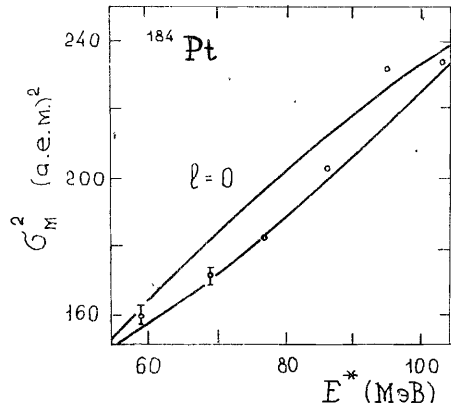


Рис.4. Зависимость дисперсии массового распределения для компаунд-ядра ^{184}Pt , образованного в реакции $^{32}\text{S} + ^{152}\text{Sm}$, от энергии возбуждения. Верхняя линия соответствует угловому моменту $l = 0$, нижняя $l = \bar{l}$. Точки - экспериментальные данные работы ^{5/}. Расчеты проведены при $\nu_0 = 8 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с·фм⁻³.

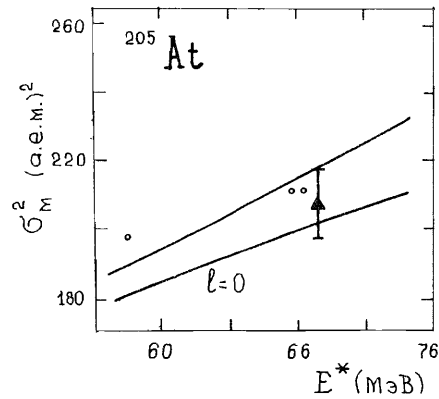


Рис.5. То же, что на рис.4, для компаунд-ядра ^{205}At , образованного в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$. Точки: o - данные работы ^{6/}, triangle - работы ^{3/}.

разования составного ядра и его распада путем деления:

$$\bar{Y}(M, l_{\max}) = \int_0^{l_{\max}} Y(M, l) P_f(l) l dl / \int_0^{l_{\max}} P_f(l) l dl \quad /11/$$

Здесь $\bar{Y}(M, l)$ - гауссово массовое распределение с дисперсией $\sigma_M^2(l)$, соответствующее парциальному l ; $P_f(l)$ - делимость ядра с заданным угловым моментом l . Вероятность образования компаунд-ядра оценивалась в модели поглощения с резким краем. Значение l_{\max} является максимальным, при котором образуется компаунд-ядро. Влияние большого углового момента на делимость было рассмотрено согласно ^{21/}. Значения l_{\max} рассчитывались по модели Басса ^{22/} с варьируемым в небольшом интервале в зависимости от сорта ионов параметром r_{cr} . С тем же распределением углового момента определялось \bar{l}^2 - среднее значение квадрата углового момента, реализующегося в реакции. Расчеты показывают, что усредненное по l массовое распределение осколков $\bar{Y}(M, l_{\max})$ также может быть описано гауссианом с дисперсией $\sigma_M^2(l_{\max})$, причем с достаточно хорошей точностью $\sigma_M^2(l_{\max}) \approx \sigma_M^2(\bar{l})$, где $\bar{l} = \sqrt{\bar{l}^2}$.

На рис.4, 5 показаны дисперсии компаунд-ядер ^{184}Pt и ^{205}At в зависимости от энергии возбуждения. Экспериментальные данные были получены в реакциях с тяжелыми ионами, и средний угловой

момент равнялся $\sim 30 \div 60/\hbar$ для ^{184}Pt и $\sim 20 \div 50/\hbar$ для ^{205}At . На этих же рисунках показаны рассчитанные дисперсии σ_M^2 при той же энергии возбуждения, но при нулевом угловом моменте. Из сравнения расчетных кривых видно, что развитая модель предсказывает увеличение дисперсий σ_M^2 на 10-15% для ^{205}At и, наоборот, незначительное уменьшение для ^{184}Pt . Такое поведение усредненных дисперсий $\sigma_M^2(\bar{l})$ является результатом зависимости σ_M^2 от l , показанной на рис.3. Для ^{184}Pt в широком интервале l дисперсия $\sigma_M^2(l)$ является почти постоянной величиной, а для ^{205}At - это монотонно возрастающая функция.

В работе ^{5/} для компаунд-ядра ^{186}Pt , образованного в одном случае в реакции $^{16}\text{O} + ^{170}\text{Yb}$, а в другом - в реакции $^{32}\text{S} + ^{154}\text{Sm}$, из-за увеличения l наблюдалось увеличение дисперсий σ_M^2 на 20% в случае второй реакции при одной и той же энергии возбуждения. Наша модель, вследствие зависимости $\sigma_M^2(l)$ для изотопов Pt, показанной на рис.3, не воспроизводит этот эффект.

На рис.6 показаны рассчитанные дисперсии ряда компаунд-ядер в широком интервале параметра делимости и проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными для этих ядер в работе ^{4/}. Видно, что учет влияния углового момента на величину σ_M^2 для рассмотренных компаунд-ядер /средний угловой момент которых равнялся $\sim 35 \div 40/\hbar$ / ведет к увеличению дисперсии на 10-15%. Однако это увеличение для ядер тяжелее As приводит к несколько заниженным, по сравнению с экспериментальными, значениям дисперсий. Следует отметить, что σ_M^2 , рассчитанные в рамках диффузионной модели, зависят от коэффициента ядерной вязкости ν_0 , который в предположении двухтельного механизма является, по существу, единственным свободным параметром модели. Варьируя его в пределах интервала $6 \div 25 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с·фм⁻³, известного ^{23/} из описания средних кинематических энергий осколков деления, конечно, можно добиться лучшего согласия между экспериментальными и рассчитанными в диффузионной модели значениями σ_M^2 . Но это не являлось целью настоящей работы, в которой главным было изучить влияние углового момента на ширину массового распределения. Из рис.6 можно видеть неудовлетворительное описание дисперсий в рамках статистической модели, особенно для тяжелых ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение влияния углового момента компаунд-ядер на дисперсии массового распределения показывает, что подход к динамике деления, основанный на УФП, предсказывает возрастание σ_M^2 с ростом углового момента для ядер с параметром $Z^2/A > 33$. Однако заметное увеличение дисперсий массового распределения ожидается лишь при довольно значительных величинах среднего углового момента, порядка $50 \div 70/\hbar$. В свете этих предсказаний развиваемого подхода наиболее интересным представляется анализ экс-

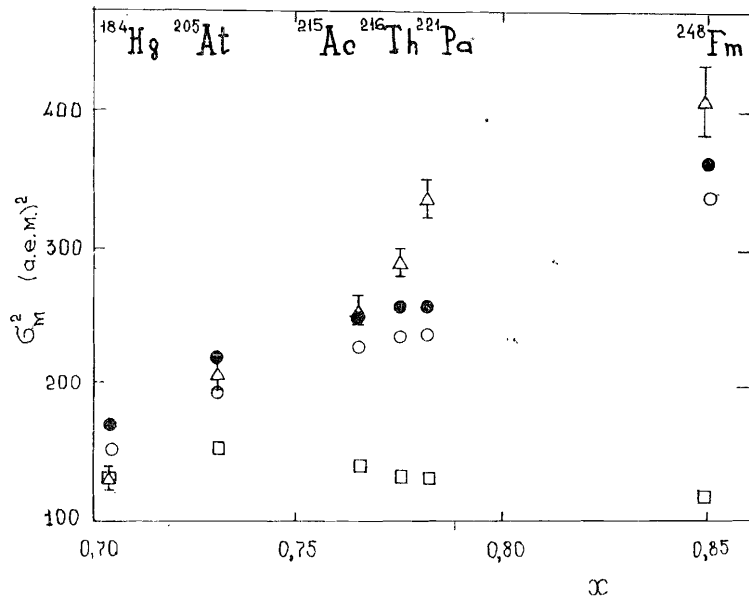


Рис.6. Теоретические и экспериментальные значения дисперсий массового распределения в зависимости от параметра делимости. Точки: ● - дисперсии, рассчитанные с учетом влияния углового момента компаунд-ядра, ○ - то же при $l = 0$, □ - дисперсии, рассчитанные в статистической модели по формуле /9/, Δ - экспериментальные данные работы /4/. Расчеты проведены при $\nu_0 = 8 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с·фм⁻³.

периментальных данных, полученных при угловых моментах, близких к предельному, при котором компаунд-ядро становится нестабильным относительно деления.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Oganessian Yu.Ts., Lasarev Yu.A. In Treatise on Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.), Plenum Press.N.Y., 1985, vol.4, p.1.
2. Plasil F. et al. Phys.Rev., 1966, 142, p.696; Plasil F., Schmitt H.W. Phys.Rev., 1972, C5, p.528.
3. Borderie B. et al. Z.Phys., 1981, A299, p.263.

4. Sahn C.-C. et al. Z.Phys., 1980, A297, p.241.
5. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R.Phys.Rev., 1984, C29, p.486.
6. Грузинцев Е.Н. и др. ЯФ, 1984, 40, с.616.
7. Moretto L.G., Schmitt R.P. Phys.Rev., 1980, C21, p.204.
8. Grégoire C., Ngô C., Remaud B. Nucl.Phys., 1981, A361, p.443; Grégoire C., Ngô C., Remaud B. Nucl.Phys., 1982, A383, p.392; Grégoire C., Ngô C., Tomasi E. Nucl.Phys., 1982, A387, p.37.
9. Faber M.E.Phys.Rev., 1981, C24, p.1047.
10. Grégoire C., Scheuter F. Z.Phys., 1981, A303, p.337.
11. Kramers H.A. Physica, 1940, 7, p.284.
12. Grange P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. Phys. Lett., 1979, B88, p.9.
13. Pomorsky K., Hofmann H.J. Phys.(Paris), 1981, 42, p.381.
14. Scheuter F., Hofmann H.J. Nucl.Phys., 1983, A394, p.477.
15. Адеев Г.Д. и др. ЯФ, 1986, 43, с.1137.
16. Brack M. et al. Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p.320.
17. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
18. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fys., 1967, 36, p.343.
19. Ledergerber T., Pauli H.C. Nucl.Phys., 1973, A207, p.1.
20. Fong P., Statistical Theory of Nuclear Fission. Gordon and Breach, N.Y., 1969.
21. Vandenbosh R., Huisenga J.R. Nuclear Fission, New-York-London, Academic Press, 1973.
22. Bass R. Nucl.Phys., 1974, A231, p.45.
23. Davies K.T.R. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.1890; Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. Phys.Rev., 1976, C13, p.2385.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
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 тяжелых 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.

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

Адеев Г.Д. и др.

P4-86-247

Влияние углового момента компаунд-ядер на дисперсии массового распределения осколков деления

Проведены расчеты дисперсий массового распределения осколков деления вращающихся компаунд-ядер при рассмотрении динамики процесса в диффузионной модели, основанной на уравнении Фоккера-Планка для функции распределения коллективных переменных. Рассчитанные дисперсии массового распределения как функции углового момента компаунд-ядра заметно растут для ядер при значениях параметра $Z^2/A > 33$. Возрастание дисперсий обусловлено тем, что с ростом углового момента седловые точки смещаются в область с меньшими значениями жесткости по отношению масс-асимметричных деформаций, а также "память" системы о своей предистории на пути к разрыву. Проведено сравнение с экспериментальными данными рассчитанных дисперсий, усредненных по распределению углового момента, реализующегося в реакции.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Adeev G.D. et al.

P4-86-247

The Influence of Angular Momentum Compound Nuclei on the Variances of the Fission Fragment Mass Distributions

The variances of the mass distribution of fission fragments for rotating compound nuclei were calculated by describing the dynamics of fission in the diffusion model based on the Fokker-Planck equation for the distribution function of collective variables. The calculated variances of the mass distribution as functions of the angular momentum are considerably increasing for nuclei with $Z^2/A > 33$. The increasing of variances with angular momentum is caused by the shift of the saddle points in the region of deformations where the values of the massasymmetric stiffness coefficients are smaller and by the "memory" of fissioning system of its history during descent from the saddle point to scission. The calculated and averaged over the realized in reaction the distribution of angular momentum variances are compared with the experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986