УДК 539.17.01, 539.173

ДИНАМИКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

М. Х. Эсламизадех, В. А. Дроздов, Д. О. Еременко, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина, О. А. Юминов

(*НИИЯФ*)

E-mail: eremenko@p6-lnr.sinp.msu.ru

Предложен динамико-статистический подход к описанию реакции вынужденного деления тяжелых ядер, учитывающий явление ядерной диссипации. Возможности такого подхода продемонстрированы на примере анализа экспериментальных данных по вероятностям деления ядер изотопов Pu, выходам изомеров формы и полной длительности деления для реакции $\alpha + {}^{238}$U при $E_\alpha = (20 \div 32)$ МэВ.

Введение

В настоящее время представления о двугорбой структуре барьера деления [1] прочно вошли в ядерную физику. Наличие второго глубокого минимума на потенциальной поверхности тяжелых ядер при деформациях, примерно соответствующих седловой точке жидкокапельного барьера деления, с единых позиций объясняет многие экспериментальные данные, в частности природу спонтанно делящихся изомеров (изомеров формы) [2], подбарьерных делительных резонансов [2] и др. В работе [3] было показано, что существование двух классов возбужденных состояний у тяжелых ядер в первой и второй потенциальных ямах двугорбого барьера деления оказывает существенное влияние на длительность распада таких систем. Так, для целого ряда изотопов Np, Pu, Pa и U была экспериментально обнаружена временная задержка вынужденного деления по сравнению с длительностью их распада по каналам, связанным с испарением легких частиц [4]. Природа этой задержки обусловлена конечным временем жизни возбужденных состояний второй потенциальной ямы. Однако анализ экспериментальных данных по длительности протекания реакций вынужденного деления, выходу изомеров формы, делимости и др. [2–4] до сих пор проводился лишь в рамках статистической теории ядерных реакций. При этом предполагалось полное затухание коллективного движения во второй потенциальной яме. Вместе с тем анализ динамики прохождения ядром двугорбого барьера деления в рамках диффузионной модели деления [5], учитывающий явление ядерной вязкости, показал, что для ядер изотопов Pa, Np, Pu и U значения вероятности заселения второй потенциальной ямы отличаются от единицы. Кроме того, в [6] убедительно продемонстрирована необходимость учета динамических аспектов процесса прохождения делящейся системой второй потенциальной ямы при анализе угловых распределений осколков деления ядер, обладающих двугорбым барьером деления. Отметим, что до настоящего времени не существовало теоретического подхода, позволяющего с единых позиций описывать упомянутые экспериментальные данные и учитывающего явление диссипации кинетической энергии коллективного ядерного движения.

Настоящая работа посвящена разработке такого подхода и его апробации на примере описания выхода изомеров формы, делимости и длительности деления ядер изотопов Pu, образующихся в реакции $\alpha + {}^{238}$U.

1. Модель

В рамках предлагаемой модели потенциальная энергия делящегося ядра вычислялась как сумма потенциальных энергий жидкой капли $V_{ld}(r, J)$ [7] для вращающегося ядра с угловым моментом J и оболочечной поправки δw:

$$V(r, J, T) = V_{ld}(r, J) + \delta w(r) \left[1 + exp\left(\frac{T - T_0}{d}\right)\right]^{-1}.$$

Здесь, r — расстояние между центрами масс формирующихся осколков деления. Выражение в квадратных скобках описывает затухание оболочечных эффектов с ростом температуры T [8]. Значения параметров $T_0 = 1.75$ МэВ и $d = 0.2$ МэВ взяты из работы [8]. Для расчетов зависимости оболочечной поправки от деформации r использовалась аппроксимация двугорбого барьера деления гладко сшитыми параболами [5]. В пределе нулевой температуры $\delta w(r)$ полагалось равным разности упомянутой аппроксимации и $V_{ld}(r, J = 0)$. Следует отметить, что при проведении такой процедуры использовались значения равновесной деформации и соответствующей оболочечной поправки, представленные в [9], а также положение внутреннего барьера деления из [10]. Другие параметры двугорбых барьеров деления (глубина второй потенциальной ямы, высота внешнего барьера) полагались свободными. В каче-

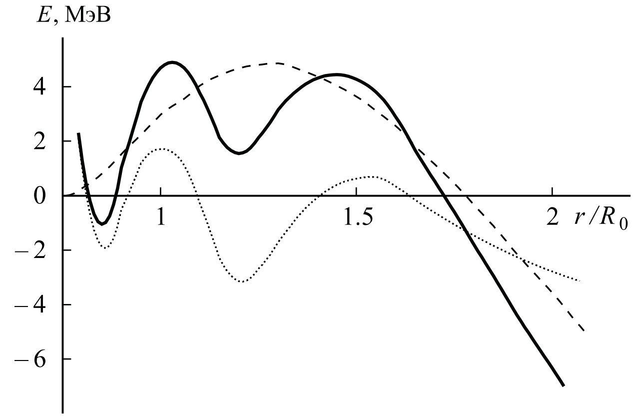

Рис. 1. Результаты расчетов двугорбого барьера деления (сплошная кривая), оболочечной поправки (точечная кривая) и жидкокапельного барьера деления (штриховая кривая) для ^{241}Pu

стве демонстрации на рис. 1 приведены результаты расчетов двугорбого барьера деления и оболочечной поправки для ^{241}Pu.

Эмиссия легких частиц (n, p и α) и γ-квантов рассматривалась в рамках формализма Хаузера–Фешбаха [11]. Ширины распада по каналам, связанным с переходами через внутренний и внешний барьеры деления, рассчитывались по соотношениям Бора–Уиллера с учетом поправки Крамерса [12]. Для расчетов плотности уровней использовалась феноменологическая модель, позволяющая проводить взаимосогласованный учет когерентных возбуждений коллективной природы (ротационных и вибрационных), корреляционных эффектов сверхпроводящего типа, а также оболочечных эффектов [11]. При вычислении коэффициентов ротационного наращивания плотности уровней, следуя [4, 13], использовалось следующие предположение о типе симметрии формы ядра: аксиально-асимметричная и зеркально-симметричная форма в первой седловой точке; аксиально-симметричная и зеркально-асимметричная во второй седловой точке и полностью асимметричная форма во второй яме барьера деления.

В рамках настоящего подхода при расчете наблюдаемых характеристик вынужденного деления использовался метод Монте-Карло. Вероятности распада по различным каналам задавались соотношениями между значениями соответствующих ширин распада. Если случайная выборка канала распада приводила к переходу ядра из первой потенциальной ямы во вторую, то для моделирования дальнейшей эволюции делящегося ядра использовалась система стохастических уравнений Ланжевена [14] для коллективной координаты r и соответствующего импульса p:

$$\frac{dr}{dt}=\frac{p}{m(r)}, \tag{1}$$

$$\frac{dp}{dt}=-\frac{1}{2}\left(\frac{p}{m(r)}\right)^2\frac{dm(r)}{dr}-\frac{dV}{dr}-\beta(r)p+f(t).$$

Здесь f — случайная сила с амплитудой $\eta(Tm\beta)^{1/2}$, а η — случайное число, обладающее следующими свойствами: $<\eta(t)>=0$ и $<\eta(t_1),\eta(t_2)>= = 2\delta(t_1-t_2)$. Для инерционного параметра $m(r)$ использовалась аппроксимация микроскопических расчетов, полученная в [15]. Параметр затухания делительной моды β полагался зависящим от температуры ядра T и рассчитывался на основе выражения $\beta\approx 0.6T^2/(1+T^2/40)$, также являющегося хорошей аппроксимацией микроскопических расчетов, выполненных в рамках теории линейного отклика [16]. При численном интегрировании уравнений (1) (методы описаны в [15]) начальные значения r и p разыгрывались методом Неймана с образующей функцией

$$\Phi(r,p,J)\sim\frac{\rho_{1f}(E^*-B_f^1-\varepsilon,\,J)}{1+exp\left(-\frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_{1f}}\right)}\delta(r-r_{1f}),$$

здесь E^* — энергия возбуждения делящегося ядра, $\varepsilon=p^2/(2m)$ — кинетическая энергия коллективного движения, $\rho_{1f}(E)$ — плотность уровней в первой седловой точке, B_f^1 — величина внутреннего барьера деления, ω_{1f} и r_{1f} — кривизна барьера деления и значение коллективной координаты в первой седловой точке соответственно. В ходе моделирования динамики прохождения двугорбого барьера деления с помощью уравнений Ланжевена также учитывалась эмиссия легких частиц и γ-квантов по традиционной для динамических расчетов схеме [17].

Результатом моделирования динамики прохождения двугорбого барьера деления являлись следующие возможности: 1) преодоление внешнего барьера деления и достижение точки разрыва; 2) возвращение системы в первую потенциальную яму (в этом случае все расчеты повторялись заново); 3) заселение второй потенциальной ямы и остывание там ядра вследствие эмиссии частиц или γ-квантов. Последние события интерпретировались как образование изомеров формы. На рис. 2 приведены характерные ланжевеновские траектории, иллюстрирующие все три возможности. Подчеркнем, что такая схема расчетов позволяет учесть как процесс затухания коллективного движения во второй потенциальной яме, так и процесс «прямого» деления, т. е. без заселения второй потенциальной ямы [5]. В заключение следует обсудить еще один возможный сценарий развития процесса деления, а именно подбарьерный переход из первой потенциальной ямы во вторую. В этом случае считалось, что заселение второй ямы происходит с вероятностью единица, и уравнения Ланжевена не решались. Распад же возбужденных состояний второй ямы рассматривался в рамках статистических расчетов, описанных выше, но с уче-

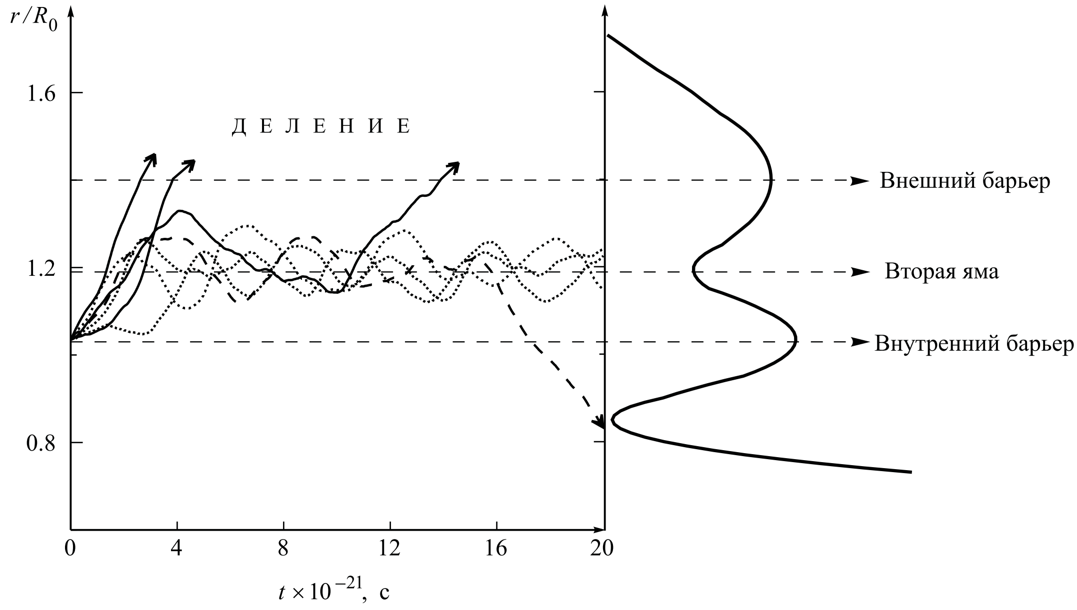

Рис. 2. Характерные ланжевеновские траектории (R_0 — радиус сферического ядра)

Параметры двугорбого барьера деления для ядер изотопов Pu

Ядро	Высота внутреннего барьера B_f^1, МэВ		Высота внешнего барьера B_f^2, МэВ		Глубина второй потенциальной ямы ΔE_2, МэВ	
	Результаты настоящей работы	Данные систематики [2]	Результаты настоящей работы	Данные систематики [2]	Результаты настоящей работы	Данные систематики [2]
^{242}Pu	5.75	5.60 ± 0.20	5.30	5.10 ± 0.20	1.95	—
^{241}Pu	5.95	6.10 ± 0.20	5.30	5.40 ± 0.20	1.70	1.90 ± 0.20
^{240}Pu	5.65	5.30 ± 0.20	5.00	5.10 ± 0.20	1.90	2.40 ± 0.20
^{239}Pu	6.12	6.20 ± 0.20	5.12	5.50 ± 0.20	2.20	2.60 ± 0.20

том возможности обратного подбарьерного перехода в первую потенциальную яму.

2. Анализ экспериментальных данных

В настоящей работе апробация предлагаемого подхода проведена на примере описания экспериментальных данных по вероятностям деления ядер — изотопов Pu, временам деления [19] и выходам изомеров формы [20] для реакции $\alpha + {}^{238}\mathrm{U}$ при $E_\alpha = (20 \div 32)$ МэВ. Как уже отмечалось, при расчетах деформационной зависимости оболочечной поправки ряд параметров двугорбого барьера деления полагался свободными и определялся исходя из условия наилучшего описания экспериментальных данных.

Так, для определения высоты и кривизны внутреннего барьера деления использовались экспериментальные данные по вероятностям деления. Рис. 3 демонстрирует описание данных по вероятностям деления для ряда изотопов Pu. Значения полученных высот внутренних барьеров представлены в таблице. Здесь следует отметить, что величина других параметров двугорбого барьера деления (высоты внутренних барьеров и глубины второй ямы) не оказывают заметного влияния на результаты этих расчетов, так как в случае изотопов Pu высота внутреннего барьера деления существенно превышает высоту внешнего. Вероятность деления в этом случае будет определяться в основном высо-

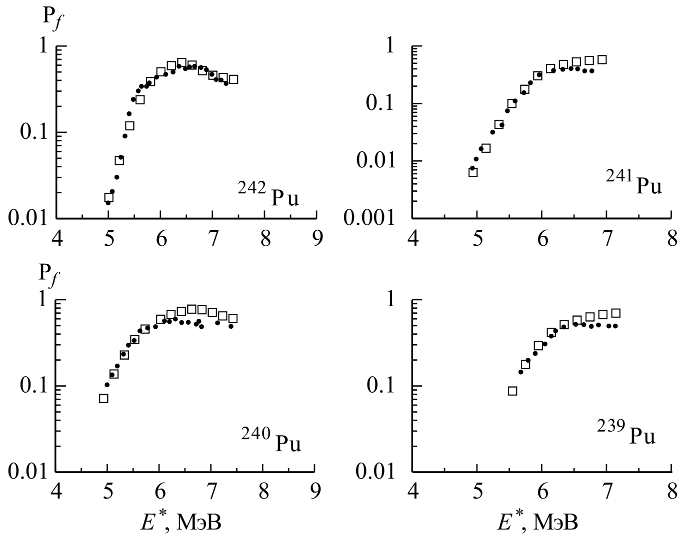

Рис. 3. Вероятности деления для ядер — изотопов Pu: • — экспериментальные данные [18], □ — результаты расчетов

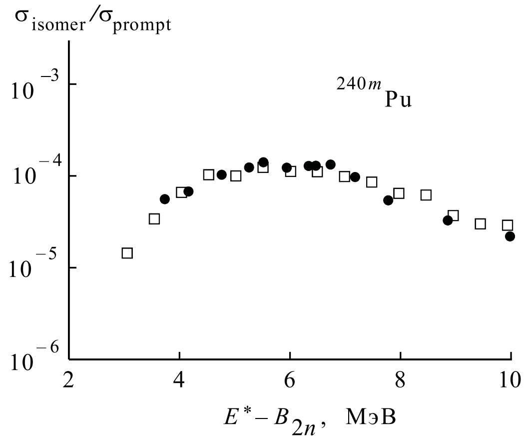

Рис. 4. Выход изомера формы ^{240m}Pu для реакции $\alpha+^{238}$U: • — экспериментальные данные [19], □ — результаты расчетов

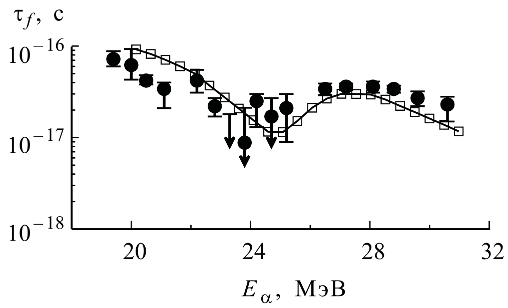

Рис. 5. Длительность деления для реакции $\alpha+^{238}$U: • — экспериментальные данные [20]. Символы □, соединенные кривой, — результаты расчетов

той и кривизной внутреннего барьера. Глубина второй потенциальной ямы и высота внешнего барьера деления определялись исходя из условия наилучшего описания экспериментальных данных по выходу изомера формы ^{240m}Pu (рис. 4) и длительности деления (рис. 5) для рассматриваемой реакции. В таблице полученные таким образом значения параметров двугорбых барьеров деления сравниваются с данными хорошо известной систематики [2]. Таким образом, в рамках предлагаемой динамико-статистической модели с одним и тем же набором параметров впервые удалось достичь согласованного описания экспериментальных данных по вероятностям деления, выходам изомеров формы и временам деления для реакции $\alpha+^{238}$U при $E_\alpha=(20\div32)$ МэВ.

Выводы

В настоящей работе предложен динамико-статистический подход к описанию реакции вынужденного деления тяжелых ядер, учитывающий явление ядерной диссипации, двугорбую структуру барьера деления и температурную зависимость оболочечной поправки. Возможности такого подхода при изучении процесса вынужденного деления продемонстрированы на примере анализа экспериментальных данных по вероятностям деления ядер изотопов Pu, выходам изомеров формы и полной длительности деления для реакции $\alpha+^{238}$U при $E_\alpha=(20\div32)$ МэВ.

Литература

1. *Strutinsky V.M.* // Nucl. Phys. A. 1967. **95**. P. 420.
2. *Lynn J.E., Bjørnholm S.* // Rev. Mod. Phys. 1980. **52**. P. 725.
3. *Юминов О.А.* XIV Всесоюзное совещание по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1984. С. 68.
4. *Еременко Д.О., Платонов С.Ю., Фотина О.В., Юминов О.А.* // Ядерная физика. 1998. **61**. С. 773.
5. *Eremenko D.O., Platonov S.Yu., Fotina O.V.* et al. // Intern. J. Mod. Phys. E. 1995. **4**. P. 443.
6. *Eremenko D.O., Mellado B., Platonov S.Yu.* et al. // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 1996. **22**. P. 1077.
7. *Leston J.P.* // Phys. Rev. C. 1995. **51**. P. 38.
8. *Eremenko D.O., Fotina O.V., Giardina G.* et al. // Ядерная физика. 2002. **65**. С. 18.
9. http://nrv.jinr.ru/nrv/ .
10. http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/ .
11. *Игнатюк А.В.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М., 1983.
12. *Kramers H.A.* // Physica. 1940. **7**. P. 284.
13. *Platonov S.Yu., Fotina O.V., Yuminov O.A.* // Nucl. Phys. 1989. **A503**. P. 461.
14. *Abe Y., Ayik S., Reinhard P.-G., Suraud E.* // Phys. Rep. 1996. **275**. P. 49.
15. *Randrup J., Larsson S.E., Moller P.* et al. // Phys. Rev. C. 1976. **13**. P. 229.
16. *Hofmann H., Ivanyuk F.A., Rummel C.* et al. // Phys. Rev. C. 2001. **64**. P. 054316-1-16.
17. *Frobrich P., Gontchar I.I.* // Phys. Rep. 1998. **292**. P. 349.
18. *Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А.* Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. М., 1976.
19. *Brittt B.C., Burnett S.C., Erkkila B.H.* et al. // Phys. Rev. C. 1971. **4**. P. 1444.
20. *Grusha O.V., Kordyukevich V.O., Melikov Yu.V.* et al. // Nucl. Phys. A. 1984. **429**. P. 313.

Поступила в редакцию
24.01.07