

МАССОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ В ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

А. Собичевски

Институт ядерных исследований, Варшава

Дан обзор методов вычисления массовых параметров B , которые использовались в практических расчетах времен жизни T_{sf} тяжелых элементов относительно спонтанного деления. Детально рассмотрены феноменологическое описание B и метод вынужденного коллективного движения (крэнкинг-модель). Обсуждается также гидродинамическая модель, на которой основано феноменологическое описание. Представлены результаты расчетов параметров B , а также основанные на них результаты для времен жизни T_{sf} .

Methods of the calculation of the mass parameters B , which have been used in the practical calculations of the spontaneous-fission half-lives T_{sf} of heavy nuclei, are reviewed. The methods are: phenomenologic description of B and the cranking model. The hydrodynamic model, on which the phenomenologic description is based, is also discussed. Results of the calculations of B (in particular, the deformation dependence of B) as well as the results for the half-lives T_{sf} , based on them, are illustrated.

ВВЕДЕНИЕ

В коллективном адиабатическом описании процесса деления (см., например, [1—3]) важную роль играет информация как о потенциальной, так и о кинетической (массовые параметры) энергии, а также о диссипации. Потенциальную энергию знаем относительно хорошо, массовые параметры — значительно хуже, а в исследовании диссипации мы еще находимся в начальной стадии [4—7].

Потенциальную энергию удастся описать относительно просто, представляя ее как сумму гладкой части (обычно описываемой капельной моделью или моделью малой капли) и относительно малой оболочечной поправки [8—13].

Описание массовых параметров значительно труднее. Они сильнее зависят от деталей внутренней структуры ядра, чем потенциальная энергия (см., например, [14, 15]). Кроме того, они составляют более сложный объект (тензор), чем энергия (скаляр), и его полное описание даже в простой модели намного сложнее. Существует несколько методов довольно общего самосогласованного описания инерционных параметров. Среди них — метод генерирующей координаты [16—18] и зависящий от времени формализм Хартри — Фока (см., например, работу [19], в которой этот

формализм специально приспособлен для описания коллективных процессов). Однако из-за своей сложности эти методы пока не применяли в практических расчетах.

В настоящей статье ограничимся обзором только тех методов вычисления массовых параметров B , которые использовались до сих пор в практических расчетах времен жизни относительно спонтанного деления. Это — феноменологическое описание и описание в рамках кренкинг-модели. Некоторую роль здесь сыграла также и гидродинамическая модель. В статье одновременно использованы термины: массовые или инерционные параметры и массовые или инерционные функции.

В разд. 1 представлен метод вычисления времен жизни относительно спонтанного деления и указана роль, какую играют в нем инерционные параметры. Разд. 2 посвящен гидродинамическому и феноменологическому описанию этих параметров, а также описанию с помощью кренкинг-модели. В разд. 3 представлены и обсуждены основные результаты, полученные с помощью описанных методов. В заключении дано несколько выводов, к которым приводят эти результаты.

1. РАСЧЕТЫ ВРЕМЕН ЖИЗНИ

Времена жизни относительно спонтанного деления

$$T_{sf} = (\ln 2/n) P^{-1}, \quad (1)$$

где n — число ударов ядра о барьер в единицу времени. Это число обычно приравнивают частоте колебаний такого типа, который может вести к делению. Если энергию колебаний принять равной 1 МэВ, то получим $n = 10^{20.38} \text{ с}^{-1}$. Вероятность P проницаемости ядра через барьер при одном ударе о него обычно вычисляют в квазиклассическом приближении (ВКБ):

$$P = [1 + \exp S(L_{\text{мин}})]^{-1}, \quad (2)$$

где

$$S(L) = 2 \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{\frac{2}{\hbar^2} [V(s) - E] B(s)} ds \quad (3)$$

— интеграл действия, рассчитанный вдоль траектории L , заданной в пространстве деформаций; $V(s)$ — потенциальная энергия; $B(s)$ — эффективный массовый параметр вдоль траектории L ; E — энергия делящегося ядра.

Эффективный массовый параметр

$$B(s) \equiv B_s(s) \equiv B_{ss}(s) = \sum_{ij} B_{\alpha_i \alpha_j} \frac{d\alpha_i}{ds} \frac{d\alpha_j}{ds}, \quad (4)$$

где $B_{\alpha_i \alpha_j}$ — компоненты массового тензора, соответствующие параметрам деформации ядра α_i и α_j . Чтобы вычислить вероятность P проникновения сквозь барьер, нам нужно найти траекторию $L_{\text{мин}}$, вдоль которой интеграл действия $S(L)$ принимает минимальное значение.

При этом важную роль играет пространство деформации, в котором ищем минимум. Оно должно быть достаточно широким, чтобы можно было описать, по крайней мере, такие две характеристики формы ядра, как удлинение и возникновение шейки, которые важны в делении. Таким образом, описание должно быть, как минимум, двухпараметрическим. Для деления большинства актиноидов важно еще третье свойство — зеркальная асимметрия (или лево-правая асимметрия), т. е. асимметрия относительно плоскости, перпендикулярной к оси симметрии ядра и проходящей через его центр массы. Неаксиальность формы (описываемой, как правило, параметром γ) представляется сравнительно менее важной.

Из уравнения (3) видно, что в делении роль массовых параметров так же важна, как и потенциальной энергии. Однако, как уже упоминалось во введении, эти параметры менее изучены по сравнению с потенциальной энергией. Кроме того, вычисление их, в общем случае, более сложно, чем вычисление потенциальной энергии, так как нужна не одна, а $n(n+1)/2$ компонент симметричного тензора $B_{\alpha_i \alpha_j}(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$, где $i, j = 1, 2, \dots, n$, а n — размерность пространства деформации. При этом, как правило, вычисление каждой компоненты труднее, чем вычисление потенциальной энергии $V(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$. Такова причина, по которой в расчетах T_{sf} траектовка массовых параметров очень груба: вычисляют меньше компонент, чем существует в используемом пространстве деформаций или принимают очень грубые упрощающие предположения.

Одномерное описание проницаемости барьера, конечно, тоже является упрощением. Однако оно представляется сравнительно хорошим приближением. В нескольких работах изучали проницаемость двумерного барьера [20—22]. Показано [21, 22], что при «диагональном» переходе через барьер (т. е. без возбуждения ортогональной степени свободы), который интересует нас здесь, влияние ортогональной степени свободы в основном сводится к изменению эффективной высоты барьера, что связано с изменением энергии нулевых колебаний, соответствующих ортогональной степени свободы (см. также работу [23]). Однако в какой-то степени этот факт уже учтен в представляемом здесь одномерном описании, так как значения параметров капельной модели или модели малой капли, входящих в потенциальную энергию, подбираются так, чтобы воспроизвести экспериментальную высоту барьеров.

2. ОПИСАНИЕ МАССОВЫХ ПАРАМЕТРОВ

В настоящем разделе обсудим довольно подробно оба описания массовых параметров, которые используют в практических расчетах времен жизни T_{st} , т. е. феноменологическое описание и описание с помощью кренкинг-модели. Сначала представим гидродинамическое приближение, на котором основано феноменологическое описание.

Гидродинамическое приближение. В этом приближении ядерную материю считают несжимаемой и безвихревой жидкостью. Чтобы найти кинетическую энергию жидкости, надо найти ее поле скоростей внутри ядра при заданной нормальной компоненте скорости на его границе. Математически — это задача Неймана для потенциала скоростей.

Для простой формы ядра, например эллипсоида, задачу эту можно решить аналитически [24]. Для эллипсоида вращения массовая функция, соответствующая нильсоновскому параметру деформации ϵ , есть [25]

$$B_{\epsilon\epsilon}^{ir}(\epsilon) = 2/15 m A R_0^2 (1 + 2\epsilon^2/9) (1 - 2\epsilon/3)^{-2} (1 - \epsilon^2/3 - 2\epsilon^3/27)^{-4/3}, \quad (5)$$

где m — масса нуклона; A — массовое число, а R_0 — радиус сферы того же объема, что и обсуждаемое ядро.

Для нулевой деформации (сфера)

$$B_{\epsilon\epsilon}^{ir}(0) = (2/15) m r_0^2 A^{5/3} = 0,00463 A^{5/3} \hbar^2 \text{ МэВ}^{-1} \quad (6)$$

при $R_0 = r_0 A^{1/3} = 1,2 A^{1/3}$ Ферми.

Зависимость всех трех функций $B_{\beta\beta}$, $B_{\beta\gamma}$ и $B_{\gamma\gamma}$ (а также всех трех моментов инерции I_x , I_y , I_z) от параметров деформации β и γ , описывающих произвольный эллипсоид, обсуждена, например, в работе [14].

При более сложной форме ядра массовые параметры вычисляли численно как точно, так и приближенно (см., например [26, 27]).

Что касается численных значений гидродинамических инерционных функций, то они слишком малы, чтобы описать колебание и вращение [15, 28], а также деление ядер [29]. Они интересны только как отправной пункт, в частности, при построении феноменологических массовых параметров.

Феноменологическое описание. В феноменологическом описании исходят из определенной (по возможности простой) формулы для эффективной массовой функции [уравнение (4)] с одним или двумя свободными параметрами. Эти параметры подбирают так, чтобы как можно лучше воспроизвести экспериментальные времена жизни T_{st} .

В ранних расчетах [29] T_{sf}^{4r} эффективную функцию B_s брали в простом виде

$$B_s^{\text{phen}}(\varepsilon) = \text{const } A^{5/3}, \quad (7)$$

т. е. не зависящей от деформации и с такой же зависимостью от массового числа, какая получается в гидродинамическом приближении (6). В этих расчетах параметром s , описывающим положение на траектории деления, был нильсоновский параметр ε : $s \equiv \varepsilon$. Из условия воспроизведения времен жизни актиноидов получено

$$B_s^{\text{phen}} = 0,054 A^{5/3} \hbar^2 \text{ МэВ}^{-1}, \quad (7a)$$

т. е. значение, приблизительно в двенадцать раз превышающее гидродинамическое (6).

Простой вид (7) не удовлетворяет асимптотическому условию, заключающемуся в том, что эффективный параметр B_{rr} (где r — расстояние между центрами масс осколков деления) должен стремиться к приведенной массе μ , когда r стремится к значению, соответствующему точке разрыва, т. е.

$$B_{rr}(r) \xrightarrow[r \rightarrow r_{\text{раз}}]{} \mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2). \quad (8)$$

Можно, конечно, считать, что это условие не так уж важно для анализа времен жизни T_{sf} , так как главную роль здесь играют свойства ядра вблизи седловой точки, а не точки разрыва, которая весьма удалена от седловой точки, в особенности, в не слишком тяжелых ядрах. Однако условие (8) можно использовать в качестве наводящего соображения при определении зависимости B от деформации.

В работе [30] именно это условие использовано при построении феноменологической функции B . Вспомогательную роль сыграло также гидродинамическое приближение. Суть дела состоит в следующем. Предположим, что расстояние r между центрами масс образующихся осколков деления определено при любой форме делящегося ядра до точки разрыва. Для каждой формы, исследованной на практике, это нетрудно сделать. Если движение ядра считать движением несжимаемой жидкости, то, согласно теореме Кельвина [31], массовый параметр B_r , соответствующий этому движению, не должен быть меньше безвихревого значения:

$$|B_r| \geq B_r^{\text{ir}}. \quad (9)$$

Это следует из того, что среди всех движений, соответствующих данной краевой задаче, у безвихревого движения наименьшая кинетическая энергия. Но B_r^{ir} больше, чем приведенная масса, так как, кроме относительного движения центров масс осколков,

в движение жидкости включается также и внутреннее движение в осколках. Таким образом,

$$B_r^{ir} \geq \mu. \tag{10}$$

Равенство здесь может иметь место только в точке разрыва и при больших r , когда переменная r уже не описывает внутреннего движения осколков.

Вводя один свободный параметр k , можно принять в качестве функции B_r^{phen} следующее выражение [30]:

$$B_r^{phen} - \mu = k (B_r^{ir} - \mu). \tag{11}$$

Это выражение позволяет дать простую интерпретацию свободного параметра k . Именно, величина его отклонения от единицы характеризует меру отклонения движения ядерного вещества от безвихревого движения. Анализ времени жизни ядра ^{240}Pu , проведенный в [30], привел к значению $k = 8,9$. В расчетах кинетической энергии безвихревого движения (B_r^{ir}) учитывали только симметричную форму ядра, описываемую [13] параметром y , введенным Хиллом и Уилером [16]. (Однако вычисление потенциального барьера проводили с учетом зеркально-асимметричной деформации.) Зависимость параметра B_r^{phen} от расстояния r при $k = 8,9$ изображена на рис. 1.

Предсавление (11) для параметра B_r^{phen} использовано в [32] при анализе T_r^{sf} во всей области актиноидов. Однако вместо детального вычисления функции $B_r^{ir} - \mu$ для нее использована экспоненциальная форма

$$B_r^{ir}(r) - \mu = (17/15) \mu \exp[-(r - 3R/4)/d]. \tag{12}$$

Значение коэффициента $(17/15) \mu$ получено в предположении, что при малых деформациях ядро имеет эллипсоидальную форму. В таком случае для сферического ядра ($r = 3R/4$) имеем

$$B_r^{ir}(r = 3R/4) = (32/15) \mu.$$

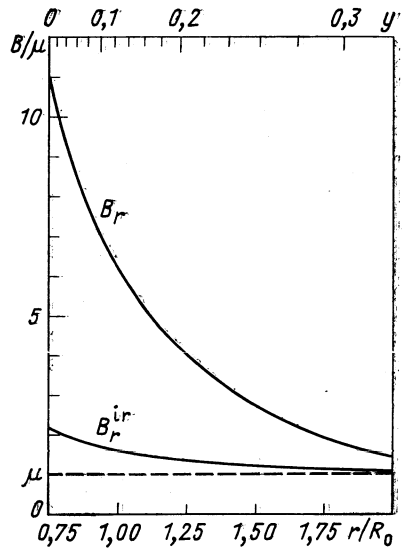


Рис. 1. Зависимость феноменологической инерционной функции B_r от расстояния между центрами масс осколков для формы ядра, описываемой параметром y :

для сравнения дана также функция для безвихревой жидкости и приведенная масса осколков μ [30].

Если параметр скорости убывания d подогнать, исходя из условия воспроизведения значений $B_1^{\text{gr}}(r) - \mu$, полученных для форм, описываемых переменной y (нижняя часть рис. 1), то получим

$$d = d_0 = R/2,452. \quad (13)$$

Из анализа экспериментальных времен жизни T_{st} четно-четных актиноидов, основанного на B^{phen} [см. (11)–(13)], получено $k = 6,5$ [32]. Однако после некоторых улучшений потенциального барьера [33] это значение повышается до $k = 11,5$.

В работе [33] исследована возможность трактовки d как свободного параметра. Оказывается, что кроме набора параметров

$$k = 11,5, \quad d = d_0, \quad (12a)$$

получаем тоже набор

$$k = 6,5, \quad d = 2d_0, \quad (12b)$$

который позволяет даже несколько лучше воспроизвести эксперимент. Именно, он позволяет воспроизвести времена T_{st} ядер с $Z = 92-104$ с точностью до множителя в среднем ~ 25 .

Микроскопические вычисления. Для вычисления времен жизни T_{st} по спонтанному делению из микроскопических массовых параметров практически использовались только параметры, полученные в адиабатическом приближении в кренкинг-модели. В этом приближении [34] предполагают, что зависящая от времени деформация ядра задается извне, и исследуют отклик (инерцию) ядра на это возмущение. Добавочное предположение об адиабатичности означает медленность деформирования ядра (коллективное движение) по сравнению с одночастичным движением.

В адиабатическом приближении в кренкинг-модели формула для инерционной функции, соответствующей компонентам α_i и α_j деформации ядра, имеет вид [1, 35]

$$B_{\alpha_i \alpha_j} = 2\hbar^2 \sum_{k \neq 0} \frac{\langle 0 | \partial / \partial \alpha_i | k \rangle \langle k | \partial / \partial \alpha_j | 0 \rangle}{\varepsilon_k - \varepsilon_0}, \quad (14)$$

где $|0\rangle$ и $|k\rangle$ — основное и возбужденное состояния ядра, а ε_0 и ε_k — их энергии. Если эти состояния описывают ядро как систему нуклонов, которые помещены в поле с деформированным потенциалом и между которыми действуют силы типа спаривания, то (14) принимает вид [12, 36, 37]

$$B_{\alpha_i \alpha_j} = 2\hbar^2 \sum_{v, v'} \frac{\langle v | \partial H / \partial \alpha_i | v' \rangle \langle v' | \partial H / \partial \alpha_j | v \rangle}{(E_v + E_{v'})^3} \times \\ \times (u_v v_{v'} + u_{v'} v_v)^2 + P^{ij}. \quad (15)$$

Парное взаимодействие учтено здесь в приближении Бардина — Купера — Шриффера (БКШ); H — одночастичный гамильтониан,

описывающий движение нуклона в деформированном потенциале; u_ν и v_ν — вариационные параметры функции БКШ, соответствующие одночастичному состоянию $|\nu\rangle$ с энергией e_ν , а $E_\nu = \sqrt{(e_\nu - \lambda)^2 + \Delta^2}$ — энергия квазичастицы в этом состоянии. Величины λ и 2Δ — энергия Ферми и энергетическая щель.

Дополнительный член P^{ij} возникает в результате зависимости величин λ и Δ от деформации и имеет следующий вид [12, 36, 37]:

$$P^{ij} = \frac{1}{4} \hbar^2 \sum_\nu \frac{1}{E_\nu^5} [\Lambda_\nu^i \Lambda_\nu^j - \Delta (\Lambda_\nu^i r_{\nu\nu}^i + \Lambda_\nu^j r_{\nu\nu}^j)], \quad (15a)$$

где

$$\Lambda_\nu^i = \Delta \partial \lambda / \partial \alpha_i + [(e_\nu - \lambda) / 2\Delta] \partial \Delta^2 / \partial \alpha_i; \quad r_{\nu\nu}^k = \langle \nu | \partial H / \partial \alpha_i | \nu \rangle;$$

$$\partial \lambda / \partial \alpha_i = (a c_i + \Delta^2 b d_i) / D; \quad \partial \Delta^2 / \partial \alpha_i = 2\Delta^2 (a d_i - b c_i) / D;$$

$$a = \sum_\nu \frac{e_\nu - \lambda}{E_\nu^3}; \quad b = \sum_\nu \frac{1}{E_\nu^3}; \quad D = a^2 + \Delta^2 b^2;$$

$$c_i = \sum_\nu \frac{(e_\nu - \lambda) v_{\nu\nu}^i}{E_\nu^3}; \quad d_i = \sum_\nu \frac{v_{\nu\nu}^i}{E_\nu^3}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Зависимость от деформации. Наиболее полно исследована зависимость от деформации микроскопических параметров. Она изучена для компонент, соответствующих зеркально-симметричной [12, 10, 25, 38, 39], зеркально-асимметричной [40, 41] и аксиально-асимметричной форме ядра [14, 15, 42].

В работе [42] исследованы шесть инерционных функций в ядрах в области актиноидов: B_{e_e} , $B_{e_e e_4}$, $B_{e_4 e_4}$, $B_{\beta\beta}$, $B_{\beta\gamma}$ и $B_{\gamma\gamma}$. Три первые из них исследованы на сетке точек, представленной на рис. 2. По углам этой сетки нарисована форма ядра, соответствующая этим крайним точкам; штриховая линия изображает форму ядра после учета аксиально-симметричной деформации $\varepsilon_3 + \varepsilon_5$.

Пример результатов дан на рис. 3 для ^{258}Fm . Переменная ε_4^* введена вместо параметра гексадекаполюной деформации ε_4 :

$$\varepsilon_4 = \varepsilon_4^* + 0,2\varepsilon - 0,06 \quad (16)$$

с целью, чтобы для актиноидов среднюю траекторию, ведущую к делению

$$\varepsilon_4 = 0,2\varepsilon - 0,06, \quad (17)$$

можно было бы записать просто:

$$\varepsilon_4^* = 0. \quad (17a)$$

Можно также сказать, что преобразование (16) переводит косую сетку $(\varepsilon, \varepsilon_4)$ на рис. 2 в прямоугольную сетку $(\varepsilon, \varepsilon_4^*)$ на рис. 3.

Видно, что все три инерционные функции сильно зависят от деформации. В частности, их значительные флуктуации сви-

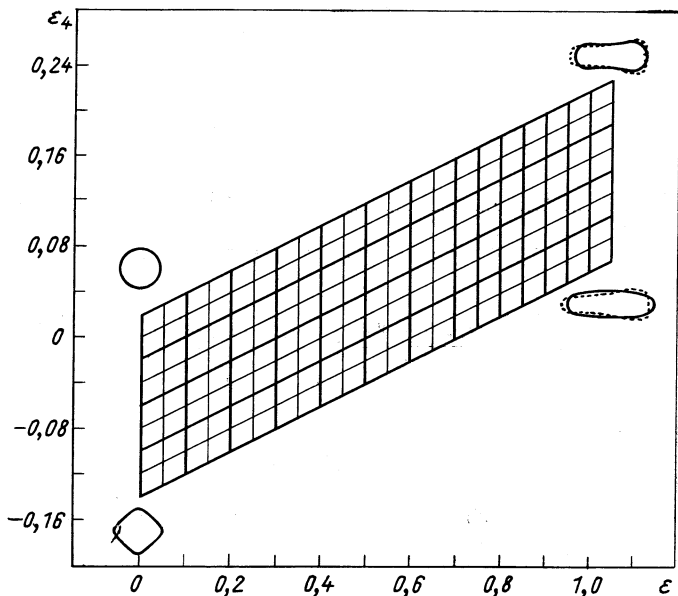


Рис. 2. Сетка точек, для которых вычислены функции $B_{\varepsilon\varepsilon}$, $B_{\varepsilon\varepsilon_4}$ и $B_{\varepsilon_4\varepsilon_4}$ [42]

детельствуют о сильных оболочечных эффектах. Кроме инерционных функций, для полноты картины на рис. 3 показана также потенциальная энергия. При ее вычислении была учтена асимметричная деформация $\varepsilon_3 + \varepsilon_5$.

Из-за зависимости инерционных функций от деформации динамическая траектория, ведущая к делению, отличается от статической. Из рис. 3 видно, что эта разница существенна. Ее влияние на потенциальный барьер относительно мало (так как статическая траектория соответствует минимуму потенциальной энергии и отклонение от нее сравнительно мало изменяет эту энергию), но ее влияние на эффективный массовый параметр $B(s)$ велико. Это непосредственно видно на примере нескольких изотопов фермия (рис. 4); именно, потенциальный барьер вдоль динамической

траектории мало отличается от барьера вдоль статической траектории, но соответствующий эффективный параметр $B_{\text{дин}}(s)$ в среднем значительно меньше, чем $B_{\text{стат}}(s)$. В частности, он значительно

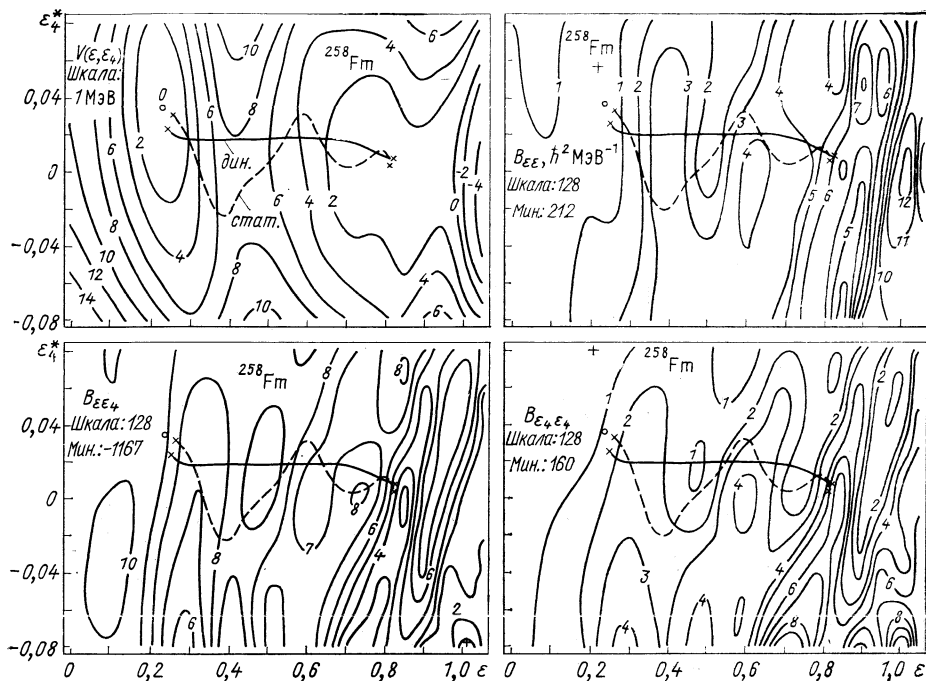


Рис. 3. Зависимость потенциальной энергии V и инерционных функций $V_{\epsilon\epsilon_4}$ и $V_{\epsilon_4\epsilon_4}$ от деформации ϵ и ϵ_4 :

Значения потенциальной энергии отсчитываются от первого минимума (0), а инерционных функций — от наименьшего значения, достигаемого в точке, обозначенной крестом (мин.). Указаны статическая (---) и динамическая (—) траектории, ведущие к делению [42]

меньше в области, где велика высота потенциального барьера, т. е. в области, дающей большой вклад в интеграл действия (3). В итоге динамические расчеты дают значения времен жизни T_{sf} относительно спонтанного деления трансурановых элементов на 1,5—2,0 порядка короче, чем статические расчеты [42].

Зависимость массовых функций от неаксиальной деформации проиллюстрируем для более легкого ядра ^{126}Ba . На рис. 5 изображены функции $B_{\beta\beta}$, $B_{\gamma\gamma}$ и $B_{\beta\gamma}$ в зависимости от параметров деформации β и γ . Для полноты приведена зависимость потенциальной энергии от этих параметров. Область деформации выбрана в целях анализа низковозбужденных коллективных состояний. Здесь

также видно, что оболочечные эффекты четко выражены для всех трех параметров B , например: амплитуда флуктуации параметра $B_{\gamma\gamma}$ порядка 40% среднего значения. Интересно, что в зависимости $B_{\gamma\gamma}$ от деформации γ появляется некоторый максимум (барьер),

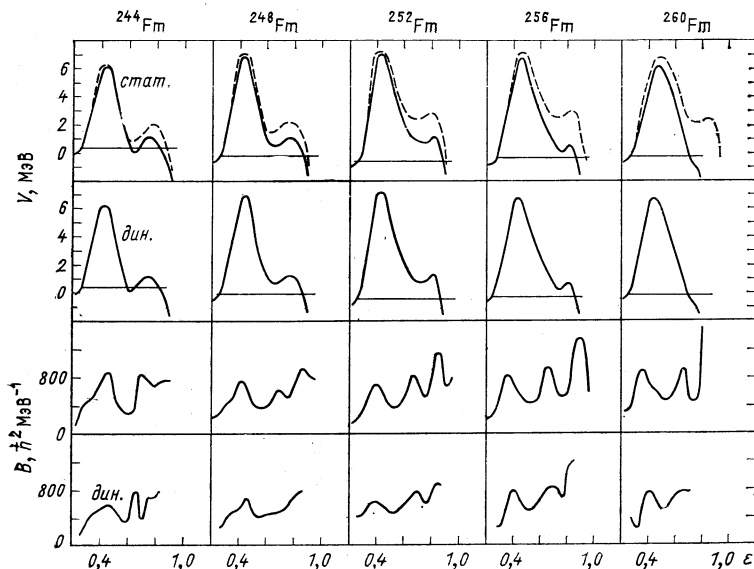


Рис. 4. Потенциальная энергия V и эффективный массовый параметр B (э) [см. (4)] для изотопов фермия вдоль статической и динамической траекторий, ведущих к делению:

Здесь $\varepsilon = \epsilon$; — — — — потенциальная энергия с плавной компонентой в модели малой капли [42]

отделяющий сплюснутую форму от вытянутой. Высота этого барьера составляет около 30% значения, полученного для аксиально-симметричной формы. Этот барьер может приводить к аксиально-симметричной форме ядра, хотя потенциальная энергия сама по себе дает только слабое преимущество для такой формы. На рис. 5 микроскопические инерционные функции (и потенциальная энергия) сравниваются с функциями, полученными для безвихревой жидкости. Функции, соответствующие безвихревой жидкости, зависят от деформации очень плавно. Кроме того, зависимость их от деформации слабее (на два порядка) зависимости микроскопических функций (ср. шкалы соответствующих рисунков)

Что касается интерпретации зависимости массовых параметров от деформации, то уже давно обращали внимание на то, что инерция ядра относительно какого-нибудь его движения (например, деформирования) связана с той перестройкой, которую это

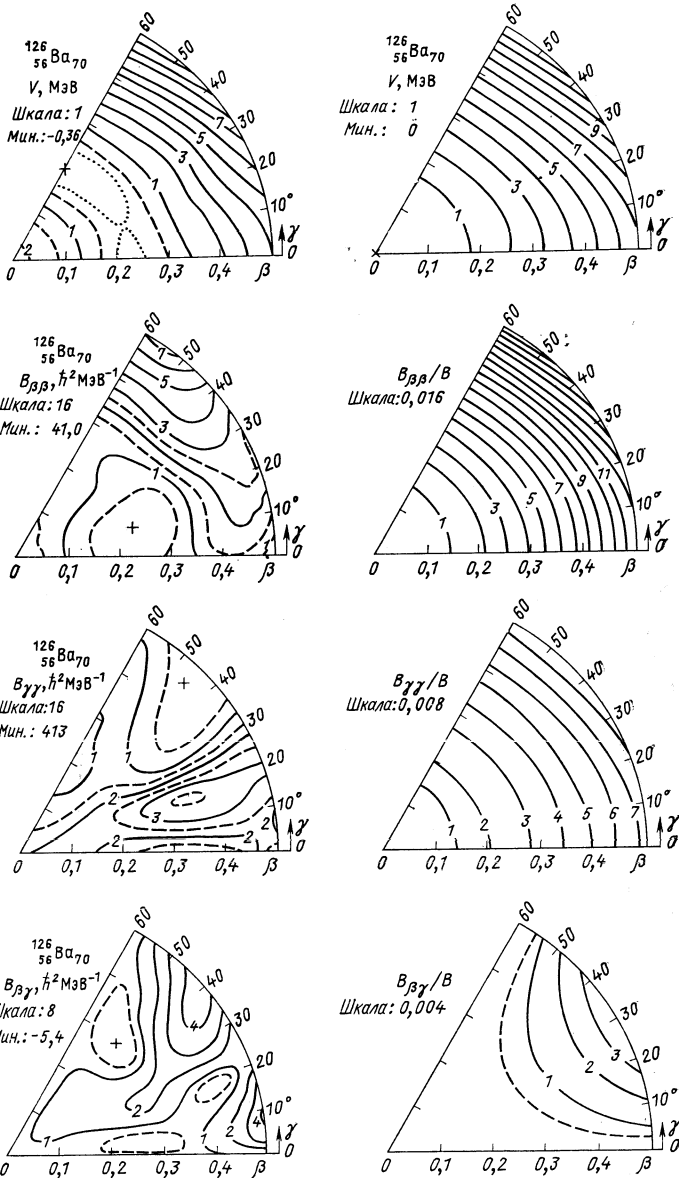


Рис. 5. Зависимость массовых параметров $V_{\beta\beta}$, $V_{\gamma\gamma}$, $V_{\beta\gamma}$ от деформации β и γ для ^{126}Ba :

Слева — микроскопические значения V^{micr} ; справа — значения для безвихревой жидкости V^{lr} , нормированные с помощью значений $V = V_{\beta\beta}^{\text{lr}} (\beta = 0) = V_{\gamma\gamma}^{\text{lr}} (\beta = 0)$. Для полноты приведены также диаграммы потенциальной энергии V [14]

движение вызывает. В одночастичном описании без остаточного взаимодействия и при адиабатичности движения эта перестройка локализуется в точках пересечения одночастичных уровней на поверхности Ферми. В работе [43] показано, что массовый параметр, вычисленный в кренкинг-модели, имеет сингулярности как раз в точках пересечения уровней и принимает гидродинамические значения вдали от этих точек. В представлении одночастичной

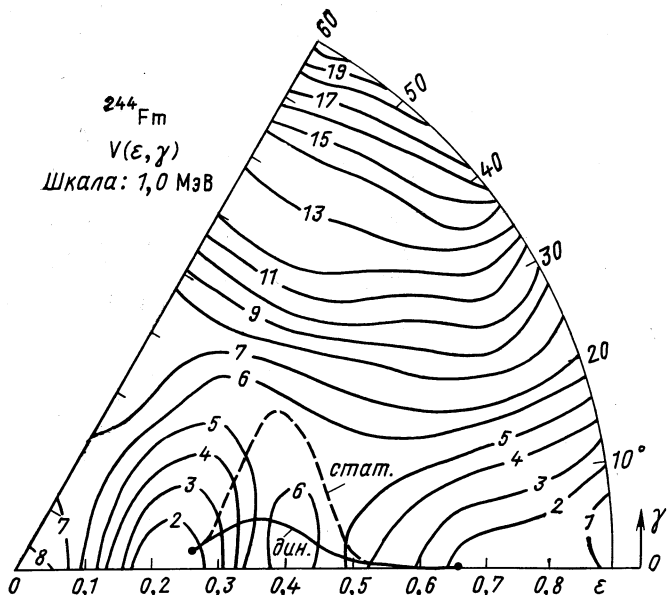


Рис. 6. Ход статической и динамической траекторий, ведущих к делению, на карте потенциальной энергии $V(\epsilon, \gamma)$ для ^{244}Fm [42]

жидкости Шредингера [44] пересечение уровней соответствует сжимаемому (локально, динамически сжимаемому) течению.

Учет остаточного, например парного, взаимодействия устраняет сингулярности, оставляя в зависимости от интенсивности этого взаимодействия меньшие или большие флуктуации.

Для ядер из области актиноидов, исследованных в работе [42], динамическая траектория, ведущая к делению, расположена ближе к направлению $\gamma = 0$ (соответствующему аксиально-симметричной форме), чем статическая траектория (рис. 6).

В феноменологической инерционной функции B_r^{phen} [см. (11)] заложена сравнительно слабая зависимость от деформации. Это — плавная функция типа зависимости, полученной для безвихревой

жидкости (см. рис. 1). В ней учтен только один параметр деформации — расстояние r между центрами масс осколков деления, поэтому сравнить ее с зависимостью от деформации микроскопической функции B^{micr} можно только по указанной переменной (рис. 7). Микроскопическая функция B_r^{micr} вычислена на основе

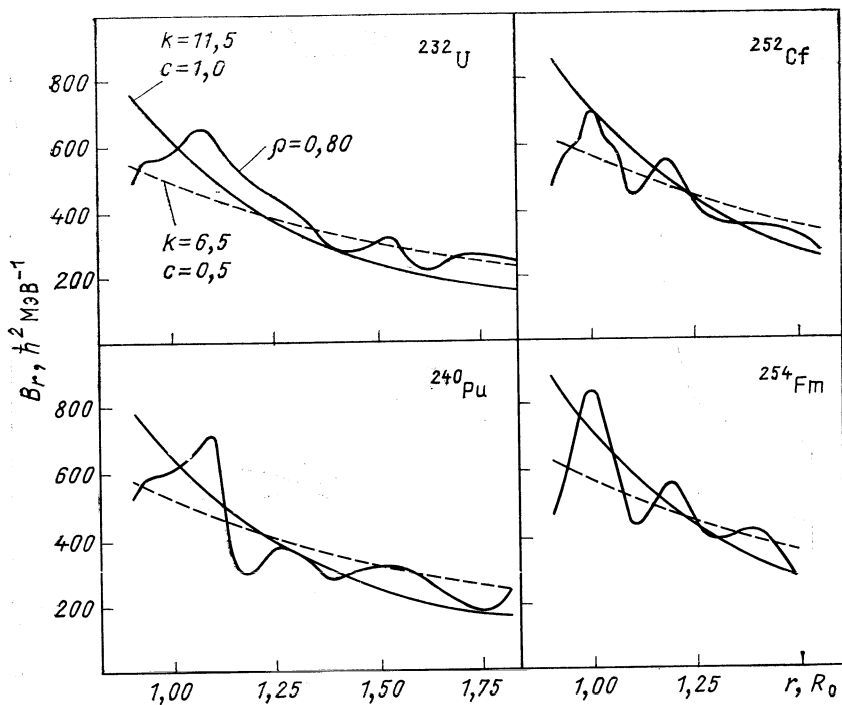


Рис. 7. Сравнение зависимостей от деформации микроскопической (уменьшенной на фактор $\rho = 0,80$) и двух феноменологических эффективных инерционных функций B_r :

$c = 1,0$ из (11) и (12) означает, что $d = d_0$ [см. (12a)], а $c = 0,5$ означает $d = 2d_0$ [см. (12б)] [33]

только одной компоненты $B_{\epsilon\epsilon}$ с помощью формулы

$$B_r^{\text{micr}}(r) = \rho B_{\epsilon\epsilon}^{\text{micr}}(\epsilon, \epsilon_4) [d\epsilon/dr(\epsilon, \epsilon_4)]^2, \quad (18)$$

т. е. по формуле (4) с $s = r$ и $\alpha_i \equiv \alpha_j \equiv \epsilon$. Значения $B_{\epsilon\epsilon}$ взяты вдоль статической траектории, ведущей к делению. Видно, что зависимость $B^{\text{phen}}(r)$ близка к соответствующей зависимости $B^{\text{micr}}(r)$ после усреднения этой последней по оболочечным флуктуациям. Сами значения $B^{\text{micr}}(r)$ становятся близкими к значениям $B^{\text{phen}}(r)$ только после уменьшения их на нормирующий

множитель $\rho = 0,80$. Однако, если кроме компоненты $B_{\epsilon\epsilon}$ учесть также и компоненты $B_{\epsilon\epsilon_4}$ и $B_{\epsilon_4\epsilon_4}$, то получим $\rho \approx 1$, и, таким образом, нормирующий множитель становится лишним (рис. 8). Микроскопическая функция B_r^{micr} вычислена здесь по формуле (4) при $s = r$ и $(\alpha_i, \alpha_j) \equiv (\epsilon, \epsilon_4)$ вдоль статической $B_r^{\text{стат}}$ и динами-

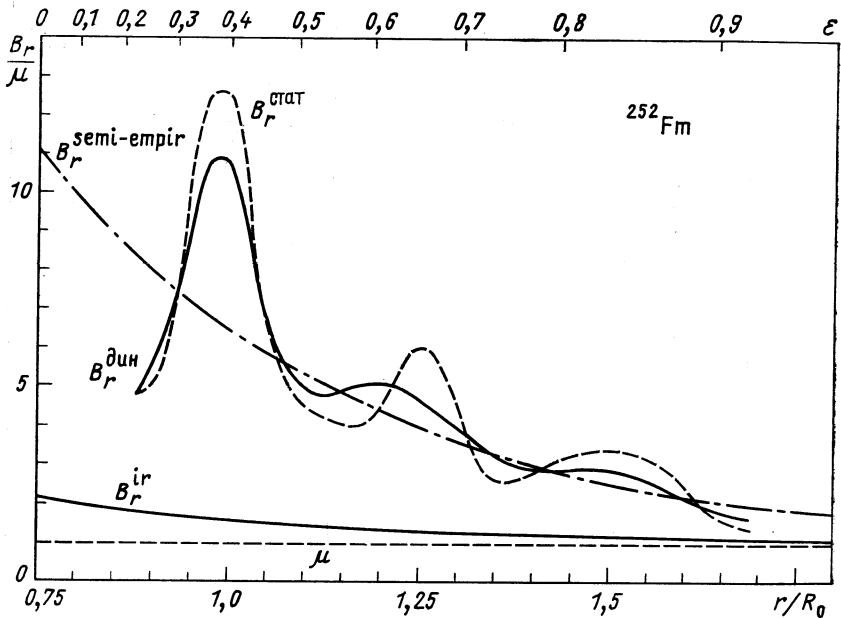


Рис. 8. Зависимость от деформации эффективной микроскопической инерционной функции B_r , построенной из трех компонент $B_{\epsilon\epsilon}$, $B_{\epsilon\epsilon_4}$ и $B_{\epsilon_4\epsilon_4}$:

Феноменологическая функция $B_r^{\text{semi-empir}}$ здесь та же, что и на рис. 1. Все функции выражены в единицах μ (приведенная масса) [45]

ческой $B_r^{\text{дин}}$ траекторий. Видны большие флуктуации функции B^{micr} (оболочечные эффекты). Они меньше вдоль динамической траектории по сравнению со статической (учет динамики приводит к сглаживанию флуктуаций эффективной инерционной функции B). Видно также, что эффективное B , построенное из «более полного» тензора B^{micr} (т. е. из большего числа его компонент), близко к B^{phen} (после усреднения флуктуаций). Феноменологическая функция B^{phen} ($B^{\text{semi-empir}}$) здесь та же, что и на рис. 1 ($k = 8,9$).

На рис. 9 представлены времена жизни относительно спонтанного деления $T_{\text{ст}}$, полученные с использованием феноменологических инерционных функций с двумя свободными параметрами, которые подгоняли к этим временам. Времена $T_{\text{ст}}^2$ вычисляли

вдоль статических траекторий, а их экспериментальные значения взяты из работ [46, 47]. В отличие от рис. 9 на рис. 10 показаны значения времен T_{sf} , полученные в динамических расчетах с исполь-

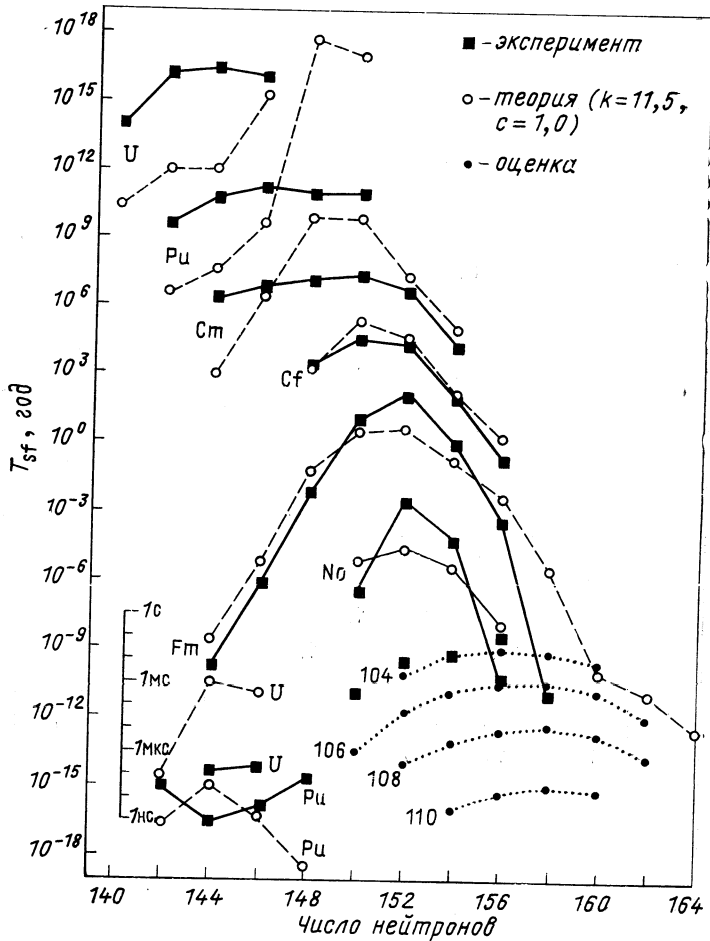


Рис. 9. Времена жизни относительно спонтанного деления, полученные с феноменологическими инерционными функциями [33]

зованием микроскопических инерционных функций без свободных параметров. Видно, что с помощью динамических расчетов можно получить T_{sf} , согласующиеся с экспериментальными значениями времен жизни с относительно хорошей точностью, не вводя (ни в B ,

ни в потенциальную энергию V) каких-либо свободных параметров. По крайней мере, это верно для не слишком легких актиноидов.

Зависимость от величины константы парного взаимодействия. Изучение зависимости параметра B от константы парного взаимодействия важно в связи с тем, что эта константа известна не слиш-

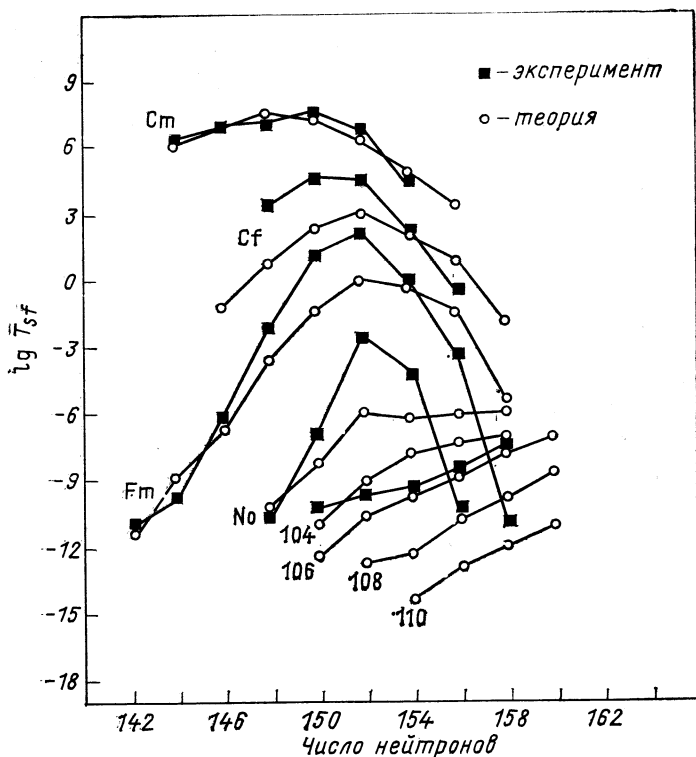


Рис. 10. Времена жизни относительно спонтанного деления (единица измерения — год), полученные с микроскопическими инерционными функциями [42]

ком хорошо, особенно в области больших деформаций (в окрестности седловой точки), которая наиболее важна для проблемы деления.

Эта зависимость представлена на рис. 11, где изображен параметр B_{eg} , вычисленный для нескольких сверхтяжелых ядер [48] при деформации, близкой к деформации седловой точки. Она обсуждена также в [49]. Видно, что зависимость эта очень сильна. Она сильно зависит также и от ядра (т. е. от расположения одно-

частичных уровней вблизи уровня Ферми λ). Увеличение константы парного взаимодействия G на 5% вызывает уменьшение массового параметра B на 10—30% в зависимости от ядра. Так как увеличение G уменьшает также и барьер, хотя только в небольшой степени, то значения времен жизни T_{sf} при этом быстро уменьшаются.

Сильная зависимость массовых параметров B от константы парного взаимодействия подчеркивается в нескольких работах, например, [25, 38, 49, 40, 48]. Она рассмотрена также для возбужденных ядер [50].

Влияние нечетной частицы. Влияние нечетной частицы трудно обсуждать в кренкинг-модели, так как в этом случае в точках пересечения одночастичных уровней могут появиться сингулярности в инерционных функциях. Однако на уровне динамического анализа деления драматический характер этой ситуации значительно смягчается, так как динамическая траектория, ведущая к делению, далеко обходит сингулярные точки и вообще области больших значений B .

Простая предварительная оценка влияния нечетной частицы на параметр B , а через него — на времена жизни T_{sf} , проведена уже в ранней работе [51]. Если учесть эффект блокировки [52, 53], то нечетная частица значительно увеличивает B уже через само ослабление парного взаимодействия, вызванное блокировкой состояний, занятого нечетной частицей. Микроскопические расчеты показали, что соответствующее увеличение B в среднем около 30% [54]. Если, однако, не учитывать эффект блокировки, то нечетная частица относительно мало влияет на B и основное ее влияние на увеличение времени жизни T_{sf} осуществляется путем повышения потенциального барьера (энергия спецификации). Полученные при этом результаты работы [55] представлены на рис. 12.

Видно, что нечетный протон, находящийся в состоянии с $\Omega\pi = 7/2^-$, значительно повышает потенциальный барьер $V_{дин}$ (на 1—2 МэВ). Но он относительно слабо и несистематическим образом влияет на эффективный массовый параметр $B_s^{дин}$ вдоль динамической траектории.

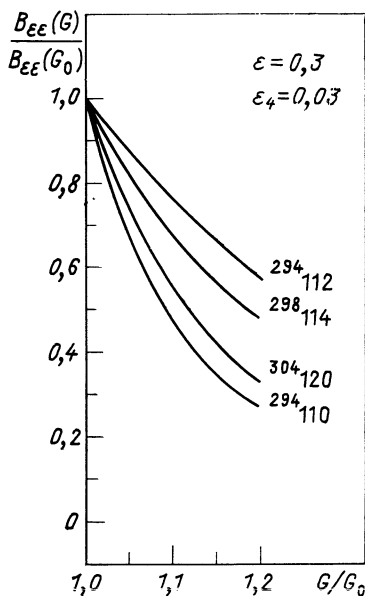


Рис. 11. Зависимость массового параметра B от константы парного взаимодействия G [48]

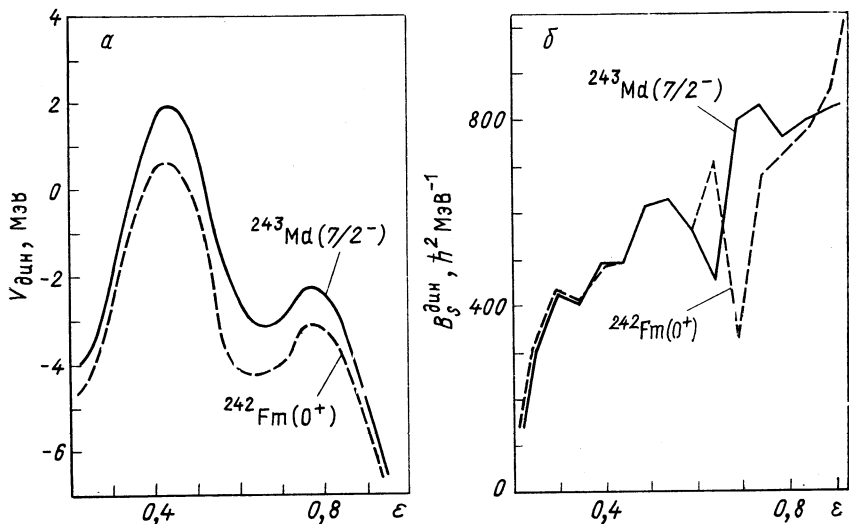


Рис. 12. Влияние нечетной частицы на потенциальный барьер (а) и на эффективный массовый параметр (б) [55]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный обзор работ по массовым параметрам позволяет, по-видимому, сделать следующие выводы.

1. Массовые параметры B — объект более сложный, чем потенциальная энергия, и относительно мало еще исследован.

2. Как в описании деления, так и в описании колебания около точки равновесия (коллективные возбуждения) существенно знание полного инерционного тензора (всех его компонент) и его зависимости от деформации. Из-за необходимости многопараметрического описания деформаций, появляющихся в этих движениях, число компонент тензора не мало, особенно для процесса деления.

3. В кренкинг-модели зависимость инерционных функций от деформации оказывается сильной. В связи с этим эффект динамического описания по сравнению со статическим значительный.

4. Из-за зависимости параметров B от деформации γ для многих ядер из области актиноидов динамическая траектория, ведущая к делению, получается ближе к линии, соответствующей аксиальной симметрии ядра, по сравнению со статической траекторией. Динамическая траектория, как правило, короче и более гладкая, чем статическая.

5. Если не учитывать блокировки, то влияние нечетной частицы на динамический эффективный массовый параметр мало.

6. Влияние остаточного взаимодействия на V большое. Например, увеличение константы парного взаимодействия на 5% уменьшает V на 10—30%.

Автор выражает признательность А. Барану, А. Лукасяку, П. Меллеру, В. В. Пашкевичу, К. Поморскому и И. Рандрупу за полезные обсуждения, также благодарен сотрудникам Лаборатории теоретической физики ОИЯИ в Дубне, где работа была завершена, за теплое гостеприимство.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wilets L.** Theories of nuclear fission.—Oxford: Clarendon Press, 1964. На рус. яз.: Уилетс Л. Теории ядерного деления. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1967.
2. **Pauli H. C.** — Nukleonika, 1975, v. 20, p. 601; Phys. Repts. C, 1973, v. 7, p. 35.
3. **Vandenbosch R., Huizenga J. R.** Nuclear fission. — N. Y.: Academic Press, 1973.
4. **Światecki W. J.** — In: Proc. Internat. Conf. on reactions induced by heavy ions. Heidelberg, 1969. Amsterdam, North-Holland, 1970, p. 729.
5. **Światecki W. J., Bjornholm S.** — Phys. Repts C, 1972, v. 4, p. 325.
6. **Wieczorek R., Hasse R. W., Süßmann G.** — In: Proc. 3rd IAEA Symp. on physics and chemistry of fission. Rochester, 1973. V. 1. Vienna, IAEA, 1974, p. 523.
7. **Davies K. T. R. e.a.** — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1890.
8. **Myers W. D., Światecki W. J.** — Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
9. **Strutinsky V. M.** — Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 420; 1968, v. 122, p. 1.
10. **Nilsson S. G. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1969, v. 131, p. 1.
11. **Pashkevich V. V.** — Nucl. Phys. A. 1969, v. 133, p. 400; 1971, v. 169, p. 275.
12. **Brack M. e.a.** — Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
13. **Bolsterli M. e.a.** — Phys. Rev. C, 1972, v. 6, p. 1050.
14. **Kaniowska T. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1976, v. 274, p. 151.
15. **Pomorski K. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1977, v. 283, p. 394.
16. **Hill D. L., Wheeler J. A.** — Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 1102.
17. **Griffin J. J., Wheeler J. A.** — Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 311.
18. **Brink D. M., Weiguny A.** — Nucl. Phys. A, 1968, v. 120, p. 59.
19. **Baranger M., Veneroni M.** — Ann. Phys. (in press).
20. **Hofmann H.** — Nucl. Phys. A, 1974, v. 224, p. 116.
21. **Ринг Р., Расмуссен Дж., Массман Г.**—ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 4, с. 916.
22. **Ring P., Massmann H., Rasmussen J. O.** — Nucl. Phys. A, 1978, v. 296, p. 50.
23. **Maruhn J., Greiner W.** — Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 9.
24. **Lamb H.**—In: Hydrodynamics. Ed. 6th. N. Y., Dover Publications, 1945, p. 719.
25. **Sobiczewski A. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1969, v. 131, p. 67.
26. **Hasse R. W., Ebert R., Süßmann G.** — Nucl. Phys. A, 1968, v. 106, p. 117.
27. **Nix J. R.** — Nucl. Phys. A, 1969, v. 130, p. 241.
28. **Bohr A., Mottelson B. R.** Nuclear structure. V. 2. Benjamin, 1975.
29. **Nilsson S. G. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1968, v. 115, p. 545.
30. **Fiset E. O., Nix J. R.** — Nucl. Phys. A, 1972, v. 193, p. 647.
31. **Lamb H.**—In: Hydrodynamics. Ed. 6th. N. Y., Dover Publications, 1945, p. 47.
32. **Randrup J. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1973, v. 217, p. 221.

33. **Randrup J. e.a.** — *Phys. Rev. C*, 1976, v. 13, p. 229.
34. **Inglis D. R.** — *Phys. Rev.*, 1954, v. 96, p. 1059; 1955, v. 97, p. 701; 1956, v. 103, p. 1786.
35. **Belyaev S. T.** — *Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.*, 1959, v. 31, N 11.
36. **Bes D. R.** — *Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd.*, 1961, v. 33, N 2.
37. **Kumar K., Baranger M.** — *Nucl. Phys. A*, 1967, v. 92, p. 608.
38. **Damgaard J. e.a.** — In: *Proc. 2nd IAEA Symp. on physics and chemistry of fission*. Vienna, 1969. Vienna, IAEA, 1969, p. 213.
39. **Pomorski K.** — *Acta phys. polon. B*, 1976, v. 7, p. 595.
40. **Lederberger T., Pauli H. C.** — *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 207, p. 1.
41. **Dudek J., Dudek W.** — *Phys. Lett. B*, 1976, v. 64, p. 17.
42. **Baran A. e.a.** — In: *Proc. 3rd Internat. Conf. on nuclei far from stability*. Cargèse, 1976. CERN 76-43, Geneva, 1976, p. 537.
43. **Möller P., Nix J. R.** — *Nucl. Phys. A*, 1978, v. 296, p. 289.
44. **Griffin J. J., Kan K. K.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1976, v. 48, p. 467; *Nukleonika* (in press).
45. **Baran A.** — *Phys. Lett. B*, 1978, v. 76, p. 8.
46. **Hyde E. K., Perlman I., Seaborg G. T.** *The nuclear properties of the heavy elements*. V. 3. Prentice-Hall, 1964.
47. **Оганесян Ю. Ц.** — В кн: *Межд. школа-семинар по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов*. Дубна, Д7-9734, 1976, с. 9.
48. **Lukasiak A.** Ph. D. Thesis, Report INR 1675/VII/PL/B. Warszawa, 1976.
49. **Lukasiak A., Sobiczewski A., Stepien Rudzka W.** — *Acta phys. polon. B*, 1971, v. 2, p. 535.
50. **Блохин А. И., Игнатюк А. В.** — *Ядерная физика*, 1976, т. 23, с. 293; *Препринт ФЭИ-528*. Обнинск, 1974.
51. **Urin M. G., Zaretsky D. F.** — *Nucl. Phys.*, 1966, v. 75, p. 101.
52. **Soloviev V. G.** *Selected topics in nuclear theory*. Vienna, IAEA, 1963, p. 233.
53. **Соловьев В. Г.** *Теория сложных ядер*. М., Наука, 1971; Oxford, Pergamon Press, 1976.
54. **Sobiczewski A., Szymanski Z., Wycech S.** — In: *Proc. 2nd IAEA Symp. on physics and chemistry of fission*. Vienna, IAEA, 1969, p. 905.
55. **Pomorski K.** *Dynamics of nuclear processes*. Lublin, Lublin University (UMCS) publication, 1977.