

ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Dynamic Deformation Effects in the Compound Nucleus Reactions

Б. Н. Калинин, В. П. Пермяков, В. М. Шитов

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 7 января 1972 г.)

Обсуждается вопрос о величине эффективного радиуса сильного взаимодействия двух ядер, извлекаемой из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния и о его связи с такой важной характеристикой ядра, как коэффициент деформируемости C_2 .

The problem of the effective radius value for strong interaction of two nuclei, which is obtained in analysing the differential cross-section of an elastic scattering, is studied.

1. Введение

В отличие от обычных реакций (например, нуклон или дейтрон + ядро) при столкновении сложных ядер помимо ядерных сил возникают и мощные кулоновские, что не может не отразиться на ходе процесса столкновения, а в конечном счете, на результатах конкретных реакций. На это обстоятельство было указано в работах [1,2] одного из авторов.

Поэтому исследование процессов, протекающих при столкновении сложных ядер, может дать ценную информацию об их характеристиках.

Здесь для этой цели рассмотрен вопрос о величине эффективного радиуса сильного взаимодействия двух ядер, извлекаемой из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния, а также зависимости сечения образования компаунд-ядра от энергии вблизи барьера, и о его связи с такой важной характеристикой ядра, как коэффициент деформируемости C_2 .

* Адрес: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow, USSR.

2. Упругое рассеяние сложных ядер и радиус их сильного взаимодействия

Анализ экспериментов по угловому распределению упруго рассеянных ядер в надбарьерной области энергий и при условии не очень хорошего углового разрешения ($\Delta\theta \approx 1,5^\circ$), привел к выводу [3—5], что радиус их сильного взаимодействия:

$$R^{\text{эфф}} \approx r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (1)$$

практически не изменяется при вариациях энергии и рода сталкивающихся ядер. Этот факт установлен для пучков ускоренных ядер, обладающих не слишком большим зарядом, таких как ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O и ^{20}Ne . При этом оказалось, что и остальные параметры ядерного потенциала, в частности, его интенсивность, являются стабильными.

Учитывая эти факты, можно было бы ожидать, что динамические деформации проявятся при использовании пучков ядер, обладающих значительными зарядами (например, Ar, Zn и Xe), когда кулоновские силы резко возрастут. И такие эксперименты уже начинают проводиться (см. п. 3 данной статьи).

Однако, вариации значения параметра r_0 обнаружены в самое последнее время и в случае тяжелых ионов, обладающих умеренными зарядами. Результаты экспери-

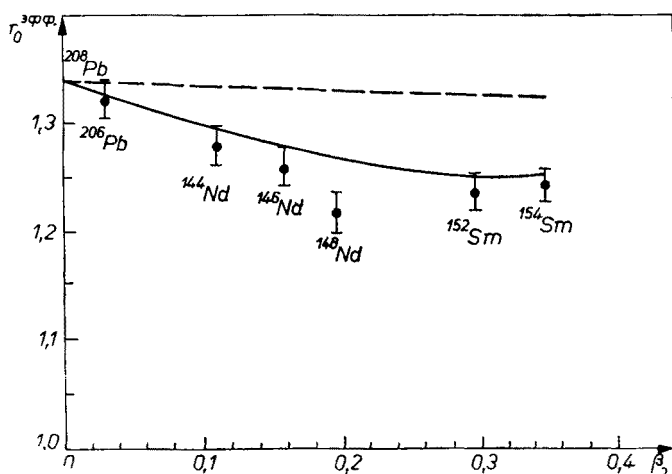


Рис. 1. Параметр радиуса сильного взаимодействия для различных ядер. Экспериментальные данные работы [6]. Сплошная линия — расчет, проведенный с учетом динамической деформации. Пунктирная линия — оценка возможной величины влияния статической деформации ядер на значение параметра $r_0^{\text{эфф}}$

ментов Фридмана и Канингэма [6], выполненных с высоким угловым разрешением ($\Delta\theta \approx 0,5^\circ$), свидетельствуют о значительной величине этих вариаций. На рис. 1 представлены значения параметра r_0 , полученные из анализа в [6] на основе дифракционной модели для рассеяния ионов ^{12}C ($E_{\text{лаб}} = 120$ МэВ) и ^{16}O ($E_{\text{лаб}} = 130$ МэВ)

на различных ядрах. По оси абсцисс отложены значения параметра равновесной деформации β_0 этих ядер.

Из причин, которые могут вызвать наблюдаемые вариации параметра r_0 , по нашему мнению, наиболее серьезными являются две. Во-первых, возможно, что в этих более точных экспериментах проявляется динамическая деформация, возникающая при сближении ядер и приводящая к уменьшению $R^{\text{эфф}}$. Во-вторых, необходимо учесть, что ядра-мишени, при рассеянии на которых обнаружены вариации r_0 , обладают собственным квадрупольным моментом, т.е. статической деформацией. В принципе, и это может послужить причиной некоторого систематического изменения r_0 с ростом степени деформации мишени.

Рассмотрим сначала вторую причину. Поскольку рассеяние происходит при энергиях, значительно превышающих кулоновский барьер, то в первом приближении пренебрегаем искажением траекторий ионов, вызываемым кулоновским полем. Будем считать их прямыми. Очевидно, $R^{\text{эфф}}$ должно быть функцией от угла θ между осью симметрии ядра-мишени и направлением пучка. Кроме того $R^{\text{эфф}}$ является и функцией угла φ между плоскостью, проходящей через траекторию и центр массы ядра-мишени. В согласии с логикой дифракционной модели рассеяние будет определяться средним значением радиуса „тени“ — проекции области сильного взаимодействия на плоскость, перпендикулярную оси столкновения. Усреднение следует произвести по всем ориентациям оси симметрии ядра-мишени. Можно принять, что область взаимодействия с хорошей точностью описывается эллипсоидом вращения. Параметры этого эллипсоида можно связать с параметрами эллипсоидальной деформации ядра-мишени. Пусть a , b , — большая и малая полуоси, а $R^{\text{эфф}}$ — средний радиус области взаимодействия, a_0 , b_0 , R_0 — соответствующие величины для ядра-мишени. Тогда вполне естественно положить

$$\begin{aligned} a - R^{\text{эфф}} &= a_0 - R_0 = \beta_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 P_2(\cos \theta) \Big|_{\theta=0} = \delta \\ R^{\text{эфф}} - b &= R_0 - b_0 = -\beta_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 P_2(\cos \theta) \Big|_{\theta=\pi/2} = +\delta/2. \end{aligned} \quad (2)$$

Поскольку „тень“ области взаимодействия имеет форму эллипсоида, параметры которого равны

$$a' = a[1 - \varepsilon^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}; \quad b' = b; \quad \varepsilon = \left[1 - \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

то интеграл, возникающий в процедуре усреднения, можно представить в параметрической форме

$$\bar{R}^{\text{эфф}} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{\pi/2} [(a')^2 \sin^2 \varphi + (b')^2 \cos^2 \varphi]^{\frac{1}{2}} d\varphi. \quad (4)$$

Пределы интегрирования в (4) выбраны из соображений симметрии задачи. Разлагая подинтегральное выражение по малому параметру $\frac{(a')^2 - (b')^2}{(b')^2} \sin^2 \varphi$ вплоть до членов третьего порядка и интегрируя, получаем:

$$\bar{R}^{\text{эфф}} = b \left\{ 0,8129 + 0,2167 \frac{a^2}{b^2} - 0,0250 \frac{a^4}{b^4} \right\}. \quad (5)$$

Вычисляя по этой формуле $\bar{R}^{\text{эфф}}$ для взаимодействия ^{16}O с наиболее деформированным ядром ^{154}Sm ($\beta_0 \approx 0,35$), $R_0 = 1,23 \cdot A^{1/3}$), находим, что $R^{\text{эфф}} \approx \bar{R}^{\text{эфф}}$ с точностью до третьего знака включительно. Таким образом, в этом приближении наличие статической деформации ядра-мишени не приводит к изменению эффективного значения параметра r_0 .

Однако, нельзя не признать, что это заключение не является доказанным для рассеяния ионов произвольных энергий. В самом деле, при энергии порядка той, при которой проводился эксперимент Фридмана и Канингэма [6], траектории ионов, дающие определяющий вклад в дифференциальное сечение рассеяния, описываются гиперболическими кривыми, обладающими в зоне активного взаимодействия значительной кривизной. Взаимная конфигурация таких траекторий и деформированной зоны сильного взаимодействия, имеющей эллипсоидальную форму, и притом произвольно ориентированную в пространстве, весьма сложна. Поэтому вопрос о значении $\bar{R}^{\text{эфф}}$ требует дополнительного анализа.

И тем не менее уже на первом этапе можно получить верхнюю оценку величины отклонения $R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} - \bar{R}^{\text{эфф}}$, исходя из довольно простых соображений. Во-первых, ясно, что всегда найдется такая ориентация зоны взаимодействия, когда заданной точки ее поверхности коснется траектория. Во-вторых, все множество таких точек равномерно покрывает поверхность зоны взаимодействия (при усреднении необходимо учесть все ориентации). В третьих, внимательное рассмотрение конкретной конфигурации показывает, что практически всегда радиус-вектор $\vec{\varrho}$ из центра эллипсоида в точку касания и радиус-вектор $\vec{R}_{\text{мин}}^{\text{эфф}}$ перигелия траектории слегка отличаются по направлению и величине. При этом $|\varrho| > |R_{\text{мин}}^{\text{эфф}}|$. Исключение составляют точки касания в полосах и на экваторе эллипсоида. Поэтому оценка $\bar{\varrho}$ даст $\min(R_{\text{мин}}^{\text{эфф}} - \bar{R}^{\text{эфф}})$. Она легко получается из соотношения, основанного на сравнении объемов сферически-симметричной и эллипсоидальной области взаимодействия

$$\bar{\varrho} = (a \cdot b^2)^{1/3} \approx \left[(R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} + \delta) \left(R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} - \frac{\delta}{2} \right)^2 \right]^{1/3} \approx R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} \left[1 - \frac{\delta^2}{4(R_{\text{сф}}^{\text{эфф}})^2} \right] \quad (6)$$

Из (6) следует, что в конкретном случае рассеяния ^{16}O на сильно деформированном ядре ^{154}Sm $(R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} - \bar{\varrho})/R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} \approx 0,5\%$. С другой стороны, прямой расчет величины $\max \left\{ \frac{|\varrho| - |R_{\text{мин}}^{\text{эфф}}|}{R_{\text{сф}}^{\text{эфф}}} \right\}$ показывает, что она не превышает 1% . Среднее

уклонение этой величины от нуля не может превышать $\approx 0,5\%$, что совместно с предыдущей оценкой в сумме дает уклонение порядка

$$\frac{R_{\text{сф}}^{\text{эфф}} - \bar{R}^{\text{эфф}}}{R_{\text{сф}}^{\text{эфф}}} \leq 1\%. \quad (7)$$

Таким образом, отклонение формы ядра-мишени от сферической не является основной причиной вариации параметра радиуса r_0 , так как составляет не более 1/6 величины наблюдаемого эффекта.

Рассмотрим теперь другую возможную причину — деформируемость ядер-мишеней (очевидно, деформируемостью тяжелого иона в первом приближении можно пренебречь, так как экспериментально изучена вариация r_0 при рассеянии одного и того же иона на близких по заряду ядрах-мишенях). Для этого используем метод, описанный в [1,2], и учтем помимо β -деформаций возможность возникновения γ -деформации. Появление последней следует ожидать при ориентации оси симметрии мишени в области углов θ около $\pi/2$. Используя соотношения, приведенные в [7], получаем:

$$V_s(\beta, \gamma) \equiv \frac{c_2}{2} [(\beta - \beta_0)^2 + \gamma^2] \quad (8)$$

— для энергии малых деформаций ядра (ради простоты мы положили, что коэффициенты деформируемости $C_2^{(\beta)}$ и $C_2^{(\gamma)}$ приближенно равны);

$$V_Q(\theta, \beta, \gamma) \equiv \frac{3Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2}{2\sqrt{5\pi} (R^{\text{эфф}})^3} \beta \left\{ P_2(\cos \theta) - \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \cdot \gamma \right\} \quad (9)$$

— для энергии квадрупольного взаимодействия ядер в линейном по параметрам β и γ приближении.

Минимизируя сумму $V_s + V_Q$ по β и γ , получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} C_2(\beta - \beta_0) + \kappa \left[P_2(\cos \theta) - \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \cdot \gamma \right] &= 0 \\ C_2 \cdot \gamma - \frac{\sqrt{3}}{2} \kappa \sin^2 \theta \cdot \beta &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

имеющую в качестве решения:

$$\begin{aligned} \beta &= \left[\beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta) \right] \cdot \left[1 - 3/4 \left(\frac{\kappa}{C_2} \right)^2 \sin^4 \theta \right]^{-1} \\ \gamma &= \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\kappa}{C_2} \sin^2 \theta \left[1 - 3/4 \left(\frac{\kappa}{C_2} \right)^2 \sin^4 \theta \right]^{-1} \left[\beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

В (10) и (11) принято обозначение $\kappa = \frac{3Z_1Z_2e^2R_{01}^2}{2\sqrt{5\pi}(R^{\text{эфф}})^3}$, причем

$$R^{\text{эфф}} = \bar{R}^{\text{эфф}} \left\{ 1 + \frac{R_{01}}{R^{\text{эфф}}} \beta_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} P_2(\cos \theta) \right\}. \quad (11')$$

Очевидно, что изменение эффективного радиуса взаимодействия, обусловленное возникновением динамической деформации, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \delta R^{\text{эфф}}(\theta) &= R^{\text{эфф}}(\theta, \beta_0, \gamma = 0) - R^{\text{эфф}}(\theta, \beta, \gamma) = \\ &= R_{01} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left\{ \beta_0 P_2(\cos \theta) - \beta P_2(\cos \theta) + \beta \cdot \gamma \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

В формуле (12) параметры β и γ определяются соотношениями (11). Необходимо заметить, что, вообще говоря, решение в форме (11) и (11') соответствует лишь первому приближению, когда полагается, что $R^{\text{эфф}}$ определяется (11'). Отыскав $\delta R^{\text{эфф}}(\theta)$, необходимо принять новое значение для $R^{\text{эфф}}$ и использовать его для вычисления β и γ во втором приближении и т.д.

В итоге, получив сходящееся к определенному $\delta R^{\text{эфф}}(\theta)$ решение, удовлетворяющее условию соприкосновения поверхностей ядер, необходимо усреднить его по углу θ .

Такое усреднение нетрудно провести, если разложить величину $\delta R^{\text{эфф}}(\theta)$ в ряд по малому параметру κ/C_2 . Необходимую точность можно обеспечить, если ограничиться членами третьего порядка (включительно). Тогда усреднение сводится к элементарному интегрированию. Окончательный результат имеет вид:

$$\begin{aligned} \int \frac{\delta R^{\text{эфф}}(\theta)}{R^{\text{эфф}}(\theta)} \sin \theta d\theta &\cong 63,1 \frac{R_{01}}{\bar{R}^{\text{эфф}}} \cdot \frac{\kappa(\beta_0 = 0)}{C_2} \cdot \left\{ A_1(R_{01}, \bar{R}^{\text{эфф}}, \beta_0) + \right. \\ &+ \frac{\kappa(\beta_0 = 0)}{C_2} \cdot A_2(R_{01}, \bar{R}^{\text{эфф}}, \beta_0) + \left. \frac{\kappa^2(\beta_0 = 0)}{C_2^2} \cdot A_3(R_{01}, \bar{R}^{\text{эфф}}, \beta_0) \right\} \%, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= 0,200 - 0,229A + 0,857 \cdot A^2 + 0,171\beta_0^2 + 0,457\beta_0^2 A + 0,571\beta_0^2 A^2 \\ A_2 &= \beta_0(0,343 + 1,200 \cdot A + 1,745 \cdot A^2) \\ A_3 &= 0,114 + 0,416\beta_0^2 - 1,663\beta_0^2 \cdot A, \end{aligned} \quad (14)$$

причем $A = \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{R_{01}}{\bar{R}^{\text{эфф}}} \beta_0$.

Итак, среднее значение отклонения эффективного радиуса взаимодействия является функцией от коэффициента деформируемости C_2 . На рис. 1 сплошная кривая проведена через точки, полученные по указанному методу, для ядер ^{152}Sm ($C_2 =$

$= 25$ МэВ), ^{154}Sm ($C_2 = 25$ МэВ), ^{146}Nd ($C_2 \simeq 35$ МэВ). Ядро ^{208}Pb является дважды магическим и поэтому очень жестким ($C_2 \simeq 1200$ МэВ [8]). Очевидно, что его динамическая деформация ничтожна. Эти результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными о величии коэффициента C_2 , полученными из анализа первых вибрационных уровней ядер этой зоны на основе вибрационной модели. На рис. 2 приведен фрагмент диаграммы из работы Вонга [8], описывающий поведение C_2 ядер с $142 \leq A \leq 230$. На этом же рисунке крестики соответствуют нашим результатам.

Таким образом, учет эффекта динамической деформации ядер позволяет понять поведение r_0 , изученное в работе [6]. Если дальнейшая проверка и уточнение эксперимента подтвердят основные результаты работы [6], то они явятся веским свидетельством возникновения динамической деформации при столкновении ядер.

3. Перспектива изучения эффекта динамической деформации

Прежде всего заметим, что соответствие между нашим расчетом и данными, приведенными на рис. 1 и 2, можно было бы значительно улучшить. Однако, мы не стремились к этому. По нашему мнению, это соответствие уже достигнуто. Причиной такой оценки ситуации является следующее соображение.

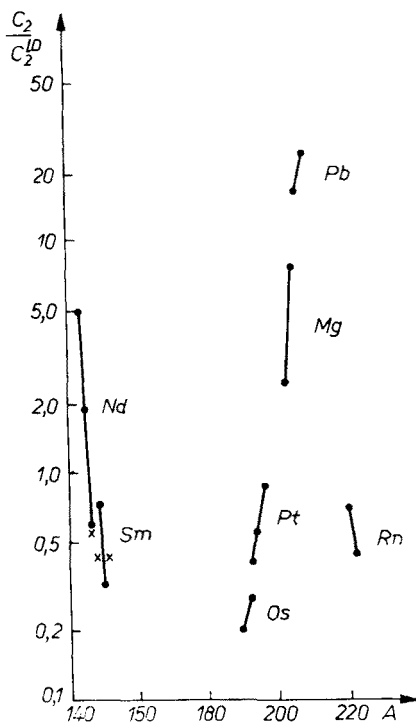


Рис. 2. Отношение $\frac{C_2}{C_2^{L.D.}}$ в зависимости от массового числа (см. [8]). Крестики — результаты наших расчетов

Данные о величине C_2 , полученные с помощью вибрационной модели, извлекаются из таких характеристик, как вероятность E2-перехода в основное состояние и значение энергии первого возбужденного уровня. Совершенно ясно, что они определяются интегральными свойствами деформационного потенциала ядра, который из соображений простоты обычно выбирают в виде параболы $\frac{1}{2} C_2(\beta - \beta_0)^2$.

Напротив, величина эффективного радиуса взаимодействия с учетом динамической деформации, извлекается из дифференциального условия, которое в простейшем случае отсутствия γ -деформаций имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial \beta} V_s(\beta) + \frac{\partial}{\partial \beta} V_Q(\theta, R_{\min}, \beta) = 0. \quad (15)$$

Решение этого уравнения с учетом требования соприкосновения ядер дает значение β и величину производной от деформационного потенциала в этой же точке.

Таким образом, сведения о деформационном потенциале ядра, извлекаемые на основе вибрационной модели и на основе анализа динамической деформации в процессе взаимодействия ядер, качественно различаются. Поэтому анализ экспериментов по определению радиуса взаимодействия может привести к более детальной информации о характере зависимости $V_s(\beta)$, в принципе отличающейся от простой параболической.

С чисто методической точки зрения полезно рассмотреть модельный пример, поясняющий эту мысль. Представим себе, что вместо потенциала $V_Q = \frac{1}{2} C_2(\beta - \beta_0)^2$ реализуется более сложная зависимость энергии: $V_Q = \frac{1}{2} C'_2(\beta - \beta_0)^2 + C_4(\beta - \beta_0)^4$. Последний член соответствует отклонению „реального“ потенциала от гармонического. Допустим также, что квадрупольное взаимодействие при $\theta = 0$ столь велико, что возникающая вследствие этого динамическая деформация равна β_0 , т.е. форма ядра приближается к сферической. Тогда, в случае потенциала V'_Q между коэффициентами C'_2 и C_4 должно выполняться соотношение, вытекающее из условия (15):

$$C_2^1 + 4C_4\beta_0^2 = \frac{\kappa}{\beta_0}. \quad (16)$$

Для определения этих коэффициентов необходимо получить еще одно связывающее их уравнение. Это нетрудно сделать, если потребовать, чтобы положение первого возбужденного уровня в потенциалах $V_Q(\beta)$ и $V'_Q(\beta)$ было одним и тем же. Тогда приходим к уравнению:

$$\frac{\pi}{2} \frac{E}{\sqrt{2C_2}} = \frac{\sqrt{2C_4}}{3} \left(\frac{1}{16} \frac{C_2'^2}{C_4^2} + \frac{E}{C_4} \right)^{\frac{1}{2}} \left[-\frac{1}{2} \frac{C'_2}{C_4} E \left(\frac{\pi}{2}, p \right) + \left(\frac{1}{4} \frac{C'_2}{C_4} + \sqrt{\frac{1}{16} \frac{C_2'^2}{C_4^2} + \frac{E}{C_4}} \right) F \left(\frac{\pi}{2}, p \right) \right],$$

$$p = \left(\frac{Z}{Z-a} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad Z = -\frac{1}{4} \frac{C'_2}{C_4} + \sqrt{\frac{C_2'^2}{16C_4^2} + \frac{E}{C_4}}; \quad a = -\frac{1}{4} \frac{C'_2}{C_4} - \sqrt{\frac{C_2'^2}{C_4^2} + \frac{E}{C_4}}; \quad (17)$$

$E\left(\frac{\pi}{2}, p\right)$ и $F\left(\frac{\pi}{2}, p\right)$ — эллиптические интегралы первого и второго рода, а E — энергия уровня. Совместное решение (16) и (17) дает значение коэффициентов C'_2 и C_4 в потенциале V'_Q , первый возбужденный уровень в котором находится на той же высоте, что и в потенциале V_Q . На рис. 3 дан пример такого решения для случая $Zn + U$. Видно, что потенциалы V_Q и V'_Q заметно отличаются при изменении β в разумных пределах. Таким образом, интегральные свойства деформационного потенциала в рамках вибрационной модели обуславливают слабую зависимость таких характеристик, как $B(E2)$ и первого возбужденного вибрационного уровня

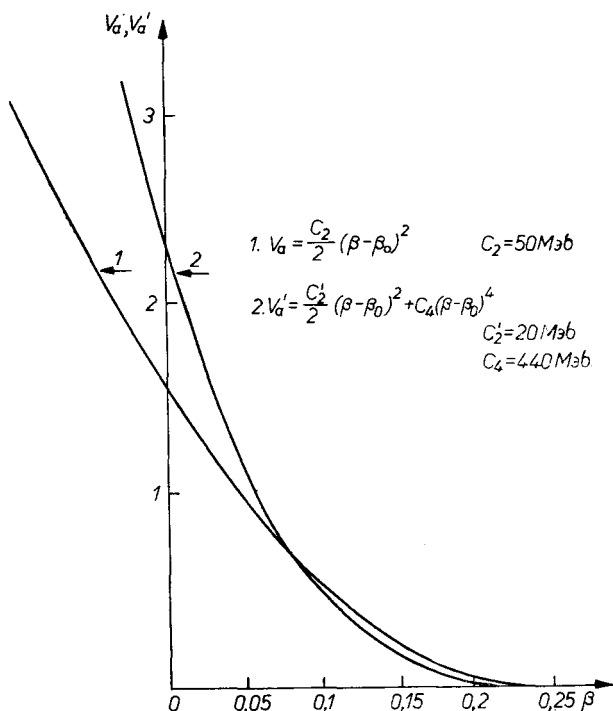


Рис. 3. Два различных деформационных потенциала, не изменяющих положение первого возбужденного уровня в рамках вибрационной модели (подробности см. в тексте)

от его конкретной формы. Следовательно, анализ динамической деформации, вызванной различными ускоренными ионами на выбранном ядре-мишени (например, ^{16}O , ^{40}Ca , ^{142}Nd , ^{208}Pb на Xe) может дать ценную информацию о реальной зависимости деформационного потенциала ядра-мишени от β ; при этом можно сделать определенные выводы о степени точности предсказаний вибрационной модели, например, о величине параметра C_2 .

В заключение сделаем замечание о первых экспериментах по рассеянию ионов Zn на уране в прибарьерной области энергий [9]. Изучался выход ядер At в зависимости от энергии. Он весьма хорошо описывается ходом сечения образования ком-

паунд-ядра, полученным по формулам [10]. К сожалению, экспериментальных данных по сечению образования компаунд-ядра в этой реакции пока нет. Поэтому обсуждение может иметь лишь предварительный характер.

Авторы работы [9] на основе полученных ими результатов склоняются к выводу, что динамическая деформация даже в этом случае не возникает. Однако, следует подчеркнуть, что формулы для сечения в [10] получены в предположении, что ядро-мишень является сферическим, а не сильно деформированным, как это имеет место в случае $U(\beta_0 \approx 0,25)$. Если учесть наличие статической деформации ядра-мишени, то кривая, описывающая поведение сечения сильно изменится. Непосредственные расчеты указывают [11], что она сдвигается в сторону меньших энергий и даже меняет наклон. Таким образом, если предположить, что эффект динамической деформации отсутствует, то кривая, описывающая поведение сечения образования компаунд-ядра, не может быть получена при $r_0 \approx 1,4f$. Значение r_0 должно быть больше. Учет динамической деформации может обеспечить описание хода экспериментального сечения образования компаунд-ядра при $r_0 \approx 1,4f$.

Нам представляется, что исследование явления динамической деформации взаимодействующих сложных ядер может явиться эффективным средством извлечения дополнительной информации о коллективных свойствах ядер.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Я. Грабовский, Б. Н. Калинин, В. И. Мартынов, *Препринт ОИЯИ*, Р4-5159 (1970).
- [2] Я. Грабовский, Б. Н. Калинин, *Препринт ОИЯИ*, Р4-5158 (1970).
- [3] Б. Н. Калинин, Б. И. Пустыльник, *Acta Phys. Polon.*, **24**, 121 (1963).
- [4] B. N. Kalinkin, T. P. Kochkina, B. I. Pustyl'nik, *Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, University of California Press, Berkeley and Los Angeles 1963.
- [5] E. H. Auerbach, C. E. Porter, *Proc. of Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, University of California Press, Berkeley and Los Angeles 1963.
- [6] A. M. Friedman, J. G. Cuninghame, *Proceedings of the International Conference on Heavy Ion Physics*, Dubna, D7-5769.
- [7] А. С. Давыдов, *Возбужденные состояния атомных ядер*, Атомиздат 1967.
- [8] C. Y. Wong, *Phys. Letters*, **26B**, 120 (1968).
- [9] А. Г. Демин, В. Куш, М. Б. Миллер, А. С. Пасюк, А. А. Плеве, Ю. П. Третьяков, *Международная конференция по физике тяжелых ионов*, Д7-5769, Дубна 1971.
- [10] В. В. Бабинов, *ЖЭТФ*, **38**, 274 (1960).
- [11] J. O. Rasmussen, K. Sugawara-Tanabe, *Nuclear Phys.*, **A171**, 497 (1971).