

2/11-72

К-172

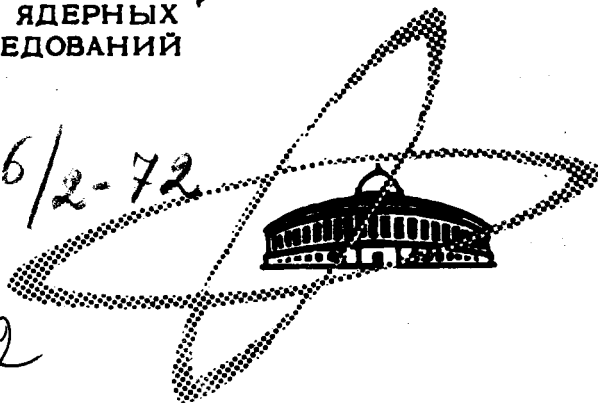
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

286/2-72

P4 - 6152

6152



ЛАБОРАТОРИЯ ГЕОРЕГИОНАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Б.Н.Калинкин, В.П. Пермяков, В.М. Шилов

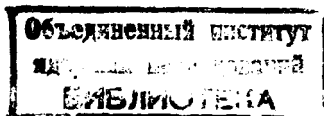
ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

1971

Б.Н.Калинкин, В.П. Пермяков, В.М. Шилов

ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ
В РЕАКЦИЯХ МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Направлено в Acta Physica Polonica



Калинкин Б.Н., Пермяков В.П., Шилов В.М.

P4-6152

Эффекты динамической деформации в реакциях между сложными ядрами

Исследуется вопрос о величине эффективного радиуса сильного взаимодействия двух ядер, получаемой из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1971**

Kalinkin B.N., Permyakov V.P., Shilov V.M. P4-6152

Dynamic Deformation Effects in the Compound Nucleus Reactions

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

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1971**

1. Введение

В отличие от обычных реакций (например, нуклон или дейтон + ядро) при столкновении сложных ядер помимо ядерных сил возникают и мощные кулоновские, что не может 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 рассмотрен вопрос о величине эффективного радиуса сильного взаимодействия двух ядер, получаемой 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 .

2. Упругое рассеяния 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 ($\Delta\nu \approx 1.5^\circ$) 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. 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 экспериментов Фридмана и Канингэма ^{/6/}, выполненных с высоким угловым разрешением ($\Delta\nu \approx 0.5^\circ$), 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-ми-

шени 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 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 , $R^{\text{эфф}}$ - 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:

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

Поскольку "тень" области взаимодействия имеет форму эллипса, параметры которого равны:

$$a' = a [1 - \xi^2 \cos^2 \theta]^{1/2}; \quad b' = b; \quad \xi = [1 - (b/a)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

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

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

Пределы интегрирования в (4) выбраны из соображений симметрии задачи. Разлагая подинтегральное выражение по малому параметру

$$\frac{(a')^2 - (b')^2}{(b')^2} \sin^2 \phi \quad \text{вплоть до членов третьего порядка и интегрируя,}$$

получаем:

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

Вычисляя по этой формуле $R_{\text{эфф}}$ для взаимодействия ^{16}O с наиболее деформированным ядром ^{154}Sm ($\beta_0 \approx 0,35$, $R_0 = 1,23 \text{ A}^{1/3}$), находим, что $R_{\text{эфф}} \approx R_{\text{эфф}}$ с точностью до третьего знака включительно. Таким образом, в этом приближении наличие статистической 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 произ-

вольно ориентированную в пространстве, весьма сложна. Поэтому вопрос о значении $\overline{R}^{\text{эфф.}}$ требует дополнительного анализа.

И тем не менее уже на первом этапе можно получить верхнюю оценку величины уклонения $R_{\text{сф.}}^{\text{эфф.}} - \overline{R}^{\text{эфф.}}$, 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 $\vec{\rho}$ из центра эллипсоида в точку касания и радиус-вектор $R_{\text{min}}^{\text{эфф.}}$ перигелия траектории слегка отличаются по направлению и величине. При этом $|\rho| > |R_{\text{min}}^{\text{эфф.}}|$. Исключение составляют точки касания в полюсах и на экваторе эллипсоида. Поэтому оценка $\bar{\rho}$ даст $\min(R_{\text{сф.}}^{\text{эфф.}} - \overline{R}^{\text{эфф.}})$. Она легко получается из соотношения, основанного на сравнении объемов сферически-симметричной и эллипсоидальной области взаимодействия:

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

Из (6) следует, что в конкретном случае рассеяния ^{16}O на сильно деформированном ядре ^{154}Sm $(R_{\text{сф.}}^{\text{эфф.}} - \bar{\rho})/R_{\text{сф.}}^{\text{эфф.}} = 0,5\%$. С другой стороны, прямой расчет величины $\max\{\frac{|\rho| - |R_{\text{min}}^{\text{эфф.}}|}{R_{\text{сф.}}^{\text{эфф.}}}\}$ 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:

$$\frac{R_{\text{сф}} - R}{R_{\text{сф}}} \approx 1\% . \quad (7)$$

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 $\theta \approx \frac{\pi}{2}$. Используя соотношения, приведенные в ^{/7/}, получаем:

$$V_d(\beta, \gamma) = \frac{C_2}{2} [(\beta - \beta_0)^2 + \gamma^2] \quad (8)$$

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

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

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

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

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

$$C_2 \cdot \gamma - \frac{\sqrt{3}}{2} \kappa \sin^2 \theta \cdot \beta = 0,$$

имеющую в качестве решения:

$$\beta = [\beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta)] [1 - \frac{3}{4} (\frac{\kappa}{C_2})^2 \sin^4 \theta]^{-1}, \quad (11)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\kappa}{C_2} \sin^2 \theta [1 - \frac{3}{4} (\frac{\kappa}{C_2})^2 \sin^4 \theta]^{-1} [\beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta)].$$

В (10) и (11) принято обозначение $\kappa = \frac{3Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2}{2\sqrt{5}\pi(R^{\text{эфф}})^3}$, причем

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

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

$$\delta R^{\text{эфф}}(\theta) = R^{\text{эфф}}(\theta, \beta_0, \gamma = 0) - R^{\text{эфф}}(\theta, \beta, \gamma) =$$

$$= R_{01} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left\{ \beta_0 P_2(\cos \theta) - \beta P_2(\cos \theta) + \beta \cdot \gamma \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \right\}. \quad (12)$$

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:

$$\int \frac{\delta R_{\text{эфф}}(\theta)}{R_{\text{эфф}}(\theta)} \sin \theta d\theta = 63,1 \frac{R_{01}}{R_{\text{эфф}}} \frac{\kappa(\beta_0=0)}{C_2} \{ \Delta_1(R_{01}, R_{\text{эфф}}, \beta_0) + \frac{\kappa(\beta_0=0)}{C_2} \Delta_2(R_{01}, R_{\text{эфф}}, \beta_0) + \frac{\kappa^2}{C_2^2} \Delta_3(R_{01}, R_{\text{эфф}}, \beta_0) \} \% , \quad (13)$$

где:

$$\Delta_1 = 0,200 - 0,229 \cdot A + 0,857 \cdot A^2 + 0,171 \beta_0^2 + 0,457 \beta_0^2 A + 0,571 \beta_0^2 A^2$$

$$\Delta_2 = \beta_0 (0,343 + 1,200 \cdot A + 1,745 \cdot A^2) \quad (14)$$

$$\Delta_3 = 0,114 + 0,416 \cdot A + 0,457 \beta_0^2 - 1,663 \beta_0^2 \cdot A ,$$

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

Итак, среднее значение уклонения 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 ($C_2 \approx 35$ Мэв).

Ядро ^{208}Pb является дважды магическим и поэтому очень жестким ($C_2 \approx 1200$ Мэв^{/8/}). Очевидно, что его динамическая деформация ничтожна.

Эти результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными о величине 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.

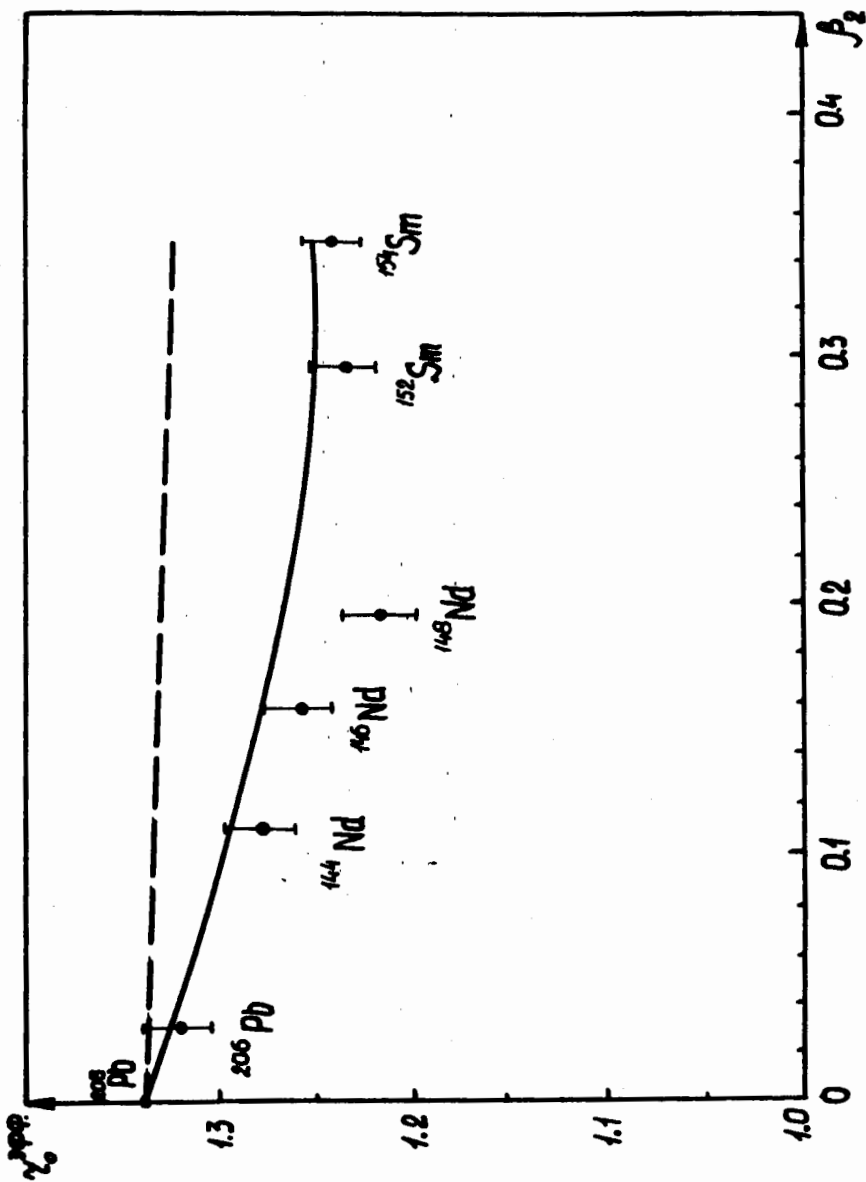


Рис. 1. Параметр радиуса сильного взаимодействия для различных ядер. Экспериментальные данные работы /6/. Сплошная линия - расчет, проведенный с учетом динамической деформации. Пунктирная линия - оценка возможной величины влияния статической деформации ядер на значение параметра r_0 .

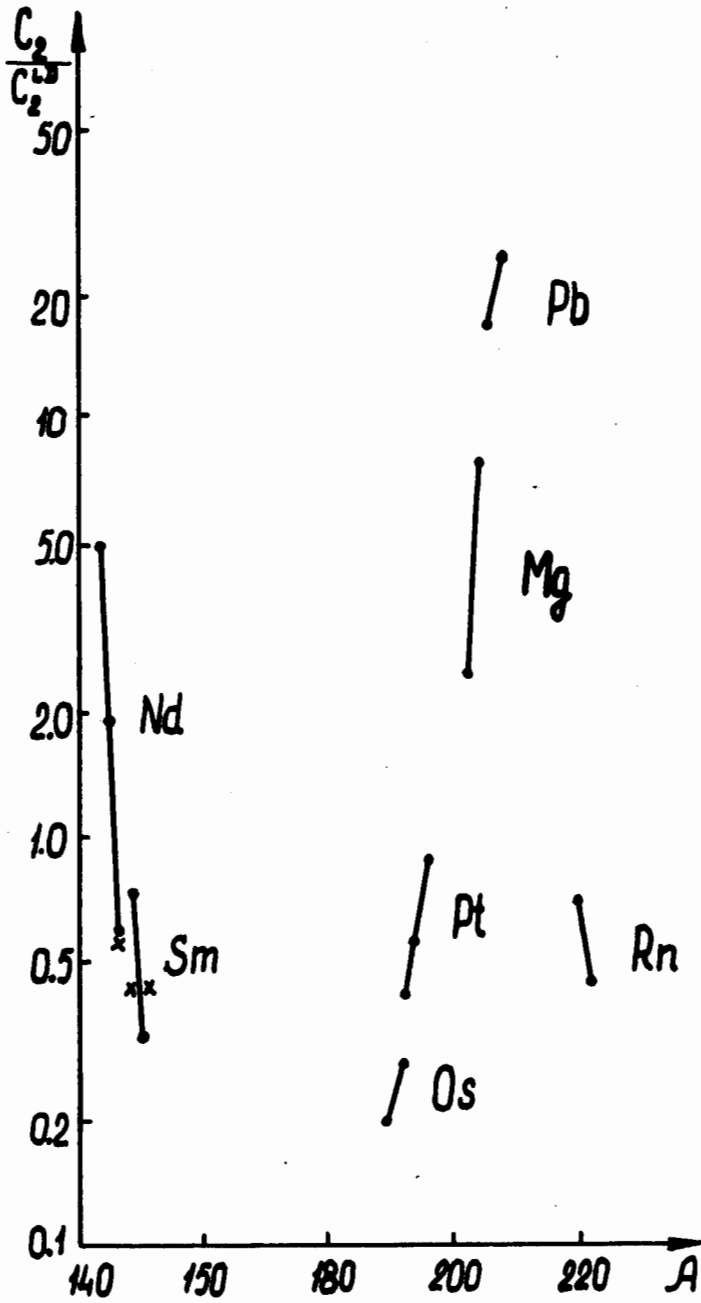


Рис. 2. Отношение $\frac{C_2}{C_{1.0}}$ в зависимости от массового числа (см. /8/). Крестики - результаты наших расчетов.

Таким образом, учет эффекта динамической деформации ядер позволяет понять поведение r_0 , изученное в /6/. Если дальнейшая проверка и уточнение эксперимента подтвердят основные результаты /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.

Данные о величине C_2 , полученные с помощью вибрационной модели, извлекаются из таких характеристик, как вероятность E_2 - 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:

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

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 $V_0(\beta)$, в принципе отличающейся от простой параболической.

С чисто методической точки зрения полезно рассмотреть модельный пример, поясняющий эту мысль. Представим себе, что вместо потенциала $V_0 = \frac{1}{2} C_2 (\beta - \beta_0)^2$ реализуется более сложная зависимость энергии: $V_0' = \frac{1}{2} C_2' (\beta - \beta_0)^2 + C_4 (\beta - \beta_0)^4$. 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_0' между коэффициентами C_2' и C_4 должно выполняться соотношение, вытекающее из условия (15):

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

Для определения этих коэффициентов необходимо получить еще одно связывающее их уравнение. Это нетрудно сделать, если потребовать, чтобы положение первого возбужденного уровня в потенциалах $V_0(\beta)$ и $V_0'(\beta)$ было одним и тем же. Тогда приходим к уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} \frac{E}{\sqrt{2C_2}} = & \frac{\sqrt{2C_4}}{3} \left(\frac{1}{16} \frac{C_2'^2}{C_4^2} + \frac{E}{C_4} \right)^{1/4} \left[-\frac{1}{2} \frac{C_2'}{C_4} \cdot E \left(\frac{\pi}{2}, p \right) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{4} \frac{C_2'}{C_4} + \sqrt{\frac{1}{16} \frac{C_2'^2}{C_4^2} + \frac{E}{C_4}} \right) F \left(\frac{\pi}{2}, p \right) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

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

$E\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)$ и $F\left(\frac{\pi}{2}, \rho\right)$ - 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 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 приборьерной области энергий /9/. Изучался выход ядер At в зависимости от энергии. Он весьма хорошо описывается ходом сечения образования компаунд-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 $r_0 = 1,4\phi$. Значение r_0 должно быть больше. Учет динамической деформации может обеспечить описание хода экспериментального сечения образования компаунд-ядра при $r_0 = 1,4\phi$.

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, Дубна, 1970.
2. Я. Грабовский, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ, Р4-5158, Дубна, Дубна, 1970.
3. Б.Н. Калинин, Б.И. Пустыльник. Acta Phys. Pol., XXIV, 121(1963).
4. B.N. Kalinkin, T.P. Kochkina, B.I. Pustynnik, 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 (1971).
7. А.С. Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967.
8. C.Y. Wong. Phys. Lett., 26B, 120 (1968).
9. А.Г. Демин, В. Куш, М.Б. Миллер, А.С. Пасюк, А.А. Плева, Ю.П. Третьяков. Международная конференция по физике тяжелых ионов, Дубна, Д7-5769 (1971).
10. В.В. Бабилов. ЖЭТФ, 38, вып. 1, 274 (1960).
11. O. John. Rasmussen and Kasuko Sugawara-Tanabe. N.P. A171, 497-521 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 декабря 1971 года.