

6886

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



867/2-73  
СЗ43е1  
П-275

5/11-73

Р4 - 6886

В.П.Пермяков

ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

1973

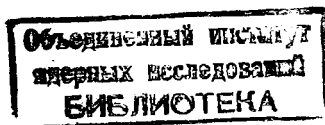
ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6886

В.П.Пермяков

**ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР**

*Направлено в ЯФ*



## 1. Введение

В реакциях с участием тяжелых ионов, помимо ядерных сил, действуют и мощные кулоновские. Поскольку ядра обладают конечной жесткостью /в коллективной модели она представлена параметром  $C_2$  /, то в результате кулоновского взаимодействия, сблизившись на минимальное расстояние, они приобретут дополнительную динамическую деформацию. Возникающие искажения формы сталкивающихся ядер /явление дисторсии/ непосредственно проявляются в вариации величины эффективного радиуса сильного взаимодействия.

Явление дисторсии анализировалось во многих работах /1-14, 20, 22/. Большинство авторов считает, что этот эффект должен иметь место. В работах /6, 10, 14/ высказывается предположение, что если учесть ядерные силы, то эффект дисторсии из-за кулоновского взаимодействия в некоторых случаях может быть частично компенсирован или полностью подавлен ядерным механизмом возбуждения коллективных состояний ядра.

В настоящее время появляются возможности исследовать проблему экспериментально.

В этом отношении важное значение имеют эксперименты Фридмана и Каннингэма /17/ по упругому рассеянию ионов  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  на ядрах элементов редкоземельной области  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{146}\text{Nd}$ ,  $^{148}\text{Nd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$  и на изотопах свинца  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , а также первые эксперименты /18/ с ионами  $Zn$ , проведенные в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

## II. Эффективный радиус сильного взаимодействия между сложными ядрами

Первая проблема, которую следует рассмотреть, - это определение эффективного радиуса сильного взаимодействия. От ее решения

во многом зависит понимание роли различных взаимодействий в процессе рассеяния.

1. В выражении для кулоновского барьера определяющей величиной является параметр радиуса  $r_0$ :

$$R_{min} \approx r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad /1/$$

На рис. 1 схематически показано, как формируется кулоновский барьер. Видно, что термин "кулоновский барьер", строго говоря, оправдан лишь в случае, когда ядерное взаимодействие описывается в виде прямоугольной ямы. Однако для описания реального взаимодействия принимается более сложная зависимость от  $r$ , чаще всего потенциал Саксона-Вудса. Поэтому кулоновский барьер в случае столкновения ядер произвольной формы есть максимум эффективного взаимодействия ( $R \geq R_0$ ), являющегося суммой ядерного и кулоновского:

$$V_B = \max [V_{кул.}(\vec{r}, \beta_\lambda^{(i)}) + V_{яд.}(\vec{r}, \beta_\lambda^{(i)})], \quad /2/$$

где  $\beta_\lambda^{(i)}$  - параметры  $\lambda$  -польной деформации  $i$  -го ядра. Выражение для кулоновского взаимодействия дано в работах /2, 13/. То обстоятельство, что кулоновский барьер есть экстремум эффективного взаимодействия, ярко проявляется в необходимости выбирать разные значения  $r_0$  в этих случаях:  $r_0 \approx 1,40 \div 1,45 \phi$  для прямоугольного,  $r_0' \approx 1,26 \div 1,28 \phi'$ , если учитывается "размытое" ядерное взаимодействие. Рис. 1 поясняет это.

2. В последнее время интенсивно обсуждается вопрос о влиянии возбуждения на форму сталкивающихся ядер. В работах /1-14, 20, 22/ оценивается роль кулоновского механизма при столкновении тяжелых ядер с ионами, имеющими достаточно большой заряд. В работах /6, 10, 14/ рассматривается учет влияния ядерных сил.

Во-первых, заметим, что  $r_0$  и  $r_0'$  получены из анализа экспериментальных данных, в подавляющем большинстве относящихся к рассеянию ионов с относительно малыми или умеренными зарядами ( $^{12}C_6$ ,  $^{14}N_7$ ,  $^{16}O_8$ ,  $^{20}Ne_{10}$ ,  $^{40}Ar_{18}$ ).

Известно, что эффективное взаимодействие зависит от энергии сталкивающихся систем. Этот вопрос исследован, например, для случая нуклон + ядро в широком интервале энергий /15/. В /15/ было показано, что зависимость эффективного потенциала от энергии является необходимым следствием наличия коррелятивных взаимодействий.

С физической точки зрения эта зависимость обусловлена возможностью возбуждения взаимодействующих ядер.

Таким образом, эффективное взаимодействие уже включает в себя возбуждения сталкивающихся систем посредством как ядерного, так и кулоновского механизмов.

Следовательно, определенное из экспериментов значение  $r_0$  с помощью феноменологических оптических моделей учитывает эти явления.

С другой стороны, оказывается, что эффективный потенциал взаимодействия между сложными ядрами в обычно рассматриваемой области энергий очень слабо зависит от энергии /т.е.  $r_0$  - приближенно константа/. По-видимому, это объясняется малостью интервала, в котором варьировалась энергия столкновения /16/ /5-10 Мэв/нуклон/.

Итак, в случае реакций между сложными ядрами, в которых принимают участие ионы с малыми и умеренными зарядами,  $r_0$  приближенно является константой /заметим при этом, что данные о величине  $r_0$  извлекались в условиях не очень хорошего углового разрешения  $\Delta \nu \approx 1,5^\circ$ /. Далее,  $r_0$  включает в себя все эффекты возбуждения сталкивающихся систем, их поляризации.

В этом отношении интересны выводы, полученные в работе Гленденнига /21/. По методу связанных каналов анализировалось соотношение между параметрами оптического потенциала упругого рассеяния  $\alpha$  -частиц на сферическом ( $^{148}Sm$ ) и сильно деформированном ( $^{154}Sm$ ) ядрах. Было показано, что хотя ядра отличаются спектром низколежащих коллективных состояний, можно с одними и теми же параметрами оптического потенциала описать упругое рассеяние  $\alpha$  -частиц. При этом очевидно, что в рассмотренных реакциях ядерный механизм возбуждения играет основную роль.

Однако возникает другой важный вопрос: каково соотношение вкладов ядерного и кулоновского механизмов в возбуждение?

В упоминавшихся случаях /а они составляют подавляющую массу экспериментальных исследований/ кулоновский механизм играет второстепенную или сравнимую с ядерным роль. Основной вклад дает ядерный механизм возбуждения. И этот вклад уже учтен при феноменологическом анализе рассеяния и проявился в выборе значения параметра  $r_0$ , определяющего эффективное взаимодействие. Если использовать ионы с большими зарядами, то следует ожидать усиления роли кулоновского механизма, так как относительная скорость роста вклада кулоновского механизма  $\approx (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2$  больше, чем ядерного  $\approx (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ . Исследования, проведенные в работе /16/, прямо указывают, что с ростом массовых чисел взаимодействующих ядер относительная роль кулоновского механизма возбуждения возрастает.

Таким образом, следует ожидать, что при столкновении тяжелых ядер должно проявиться явление динамической деформации, обусловленное резко возросшими кулоновскими силами, что и проявится

в изменении значения  $r_0$ . Подчеркнем еще раз, что влияние ядерных сил при этом практически учтено.

3. Следующий важный вопрос касается влияния статической деформации ядра-мишени на результаты анализа упругого рассеяния при  $E > V_B$ . Для этой цели рассмотрим результаты эксперимента Фридмана и Каннингэма по упругому рассеянию ионов  $^{12}C$  и  $^{16}O$  на ядрах  $^{208}Pb$ ,  $^{206}Pb$ ,  $^{154}Sm$ ,  $^{152}Sm$ ,  $^{148}Nd$ ,  $^{146}Nd$ ,  $^{144}Nd$ . В этих экспериментах, выполненных в условиях хорошего углового разрешения ( $\Delta\nu = 0,5^\circ$ ), из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния было установлено уменьшение величины эффективного радиуса сильного взаимодействия с ростом параметра квадрупольной деформации  $\beta_0$ . Данные эксперимента <sup>/17/</sup> показаны на рис. 2.

В принципе, наличие у ядер статической деформации  $\beta_0$  может быть причиной систематического изменения  $r_0^{эфф}$  с ростом параметра деформации  $\beta_0$  ядер-мишеней. Для случая  $E \gg V_B$  было показано <sup>/20/</sup>, что решение задачи без учета искажения траекторий кулоновским полем не приводит к изменению величины  $r_0^{эфф}$  с точностью до третьего знака включительно, т.е.  $r_0^{эфф} \approx r_0^{-эфф}$ . Однако при энергиях, при которых проводился эксперимент Фридмана и Каннингэма ( $E > V_B$ ), траектории ионов, дающие определяющий вклад в дифференциальное сечение упругого рассеяния, описываются гиперболическими кривыми, обладающими в зоне активного взаимодействия значительной кривизной. Этот факт, очевидно, нужно принять во внимание.

Рассмотрим этот вопрос более детально.

Семейство гипербол при фиксированной энергии налетающего иона однозначно описывается параметром  $\rho$  - перигелием кулоновской орбиты.

Можно принять, что область взаимодействия с хорошей точностью описывается эллипсоидом вращения, параметры которого можно связать с параметрами деформации ядра-мишени:

$$R^{эфф} \approx R_{сф}^{-эфф} \left( 1 + \frac{R_{01} \beta_0}{R_{сф}^{эфф}} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} P_2(\cos \theta) \right) \quad /4/$$

В соответствии с логикой дифракционной модели рассеяния необходимо найти то значение  $\rho(\theta, \phi)$ , при котором происходит касание эллипса и гиперболы, и усреднить это значение по всем ориентациям ядра-мишени.

Выберем декартову систему координат с началом в центре произвольно ориентированного эллипсоида. Пусть пучок частиц движется слева направо вдоль оси  $X$  в плоскости  $XY$ .

Уравнение кулоновской орбиты в полярных координатах имеет следующий вид:

$$\phi = -\arcsin \left[ \frac{\rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho + \frac{a}{2E_c} r}{(\rho - a/2E_c)r} \right] + \arcsin \left[ \frac{a/2E_c}{\rho - a/2E_c} \right], \quad /5/$$

где  $a = Z_1 Z_2 e^2$ ,  $E_c$  - энергия иона в с.с.м.

Возвращаясь к декартовой системе координат, преобразуем выражение /5/ к виду

$$Ay^2 + Bxy + Cx + Dy + E = 0, \quad /6/$$

где коэффициенты, выраженные через параметры задачи, имеют вид:

$$A = \rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho - \frac{a^2}{4E_c^2},$$

$$B = -\frac{a}{E_c} \left( \rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho \right)^{1/2},$$

$$C = \frac{a}{E_c} \left( \rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho \right), \quad /7/$$

$$D = -2 \left( \rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho \right)^{3/2},$$

$$E = \left( \rho^2 - \frac{a}{E_c} \rho \right)^2.$$

В уравнении эллипсоида вращения, описывающего "границу" области взаимодействия

$$\frac{y'^2}{a^2} + \frac{x'^2}{b^2} + \frac{z'^2}{b^2} = 1, \quad /8/$$

после поворота вокруг оси  $X$  на угол  $\phi$  и затем - поворота вокруг оси  $Z$  на угол  $\frac{\pi}{2} - \theta$  положим  $\epsilon = \theta$ . В результате получим уравнение сечения произвольным образом ориентированного эллипсоида плоскостью  $\lambda$ :

$$Fy^2 + Gx^2 + 2Hxy - 1 = 0. \quad /9/$$

Здесь

$$F = \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{a^2} + \frac{\sin^2 \phi + \cos^2 \theta \cos^2 \phi}{b^2},$$

$$G = \frac{\cos^2 \theta}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta}{b^2}, \quad /10/$$

$$H = \frac{a^2 - b^2}{a^2 b^2} \cos \theta \sin \theta \cos \phi.$$

Таким образом, мы имеем систему двух уравнений второй степени. Следует отметить, что в результате возведения в квадрат при переходе от уравнения /5/ к уравнению /6/ возникают "лишние" решения, соответствующие пересечению деформированной зоны взаимодействия с потоком ускоренных заряженных частиц, движущихся справа налево. В дальнейшем эти решения будут отбрасываться.

Подставляя  $x$  из уравнения /6/ в /9/, получим:

$$Ky^4 + Ly^3 + My^2 + Ny + P = 0, \quad /11/$$

где

$$K = FB^2 + GA^2 - 2HAB,$$

$$L = (2BCF + 2DAG - 2HAC - 2HDB)/K,$$

$$M = (FC^2 + GD^2 + 2EAG - 2HDC - 2HEB - B^2)/K,$$

$$N = (2EDG - 2HEC - 2BC)/K, \quad /12/$$

$$P = (GE^2 - C^2)/K.$$

Корни уравнения /19/ совпадают с корнями двух следующих уравнений /23/:

$$y^2 + (L \pm Q) \frac{y}{2} + (s \pm \frac{Ls - N}{Q}) = 0, \quad /13/$$

где

$$Q = \pm (8s + L^2 - 4M)^{1/2}, \quad /14/$$

а  $s$  - действительный корень кубического уравнения

$$8s^3 - 4Ms^2 + (2LN - 8P)s + P(4M - L^2) - N^2 = 0. \quad /15/$$

Анализ уравнений /13/ с положительным и отрицательным  $Q$  показывает, что решения с  $Q > 0$  являются "лишними" /в указанном выше смысле/.

Поэтому выбираем значение  $Q < 0$ .

Единственность решения уравнения /13/, а следовательно, и точку касания эллипса и гиперболы можно получить, приравняв дискриминант этого уравнения нулю. Исходя из этого требования, получаем уравнение

$$D(\rho, \theta, \phi) = \frac{(L+Q)^2}{4} - 4(s + \frac{Ls-N}{Q}) = 0. \quad /16/$$

Его решение  $\rho = \rho(\theta, \phi)$  необходимо усреднить по всем ориентациям ядра-мишени:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \rho(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi.$$

Рассмотрим поведение функции  $D(\rho, \theta, \phi)$  на интервале  $b \leq \rho \leq a$ . При  $\rho = a$  уравнение /13/ либо не имеет корней, либо имеет один корень, т.е.  $D(a, \theta, \phi) \leq 0$ . При  $\rho = b$  уравнение /13/ всегда имеет хотя бы один корень, т.е.  $D(b, \theta, \phi) \geq 0$ . Так как /16/ имеет единственный корень на интервале  $b \leq \rho \leq a$ , то его удобно искать методом последовательных приближений, деля отрезок, на котором функция /16/ принимает разные значения, пополам и т.д. <sup>154 Sm</sup> /:

Численное решение задачи приводит к результату /для <sup>154 Sm</sup> /:

$$\left( \frac{\Delta R}{R_{\text{эфф}}^{\text{эфф}}} \right) = (R_{\text{эфф}}^{\text{эфф}} - \bar{\rho}) / R_{\text{эфф}}^{\text{эфф}} < 0,5\%$$

что находится в хорошем согласии с приближенной оценкой, полученной в /20/. Таким образом, можно определенно утверждать, что наличие статической деформации у ядер-мишеней, используемых в экспериментах /17/, не объясняет уменьшение величины эффективного радиуса сильного взаимодействия с ростом параметра квадрупольной деформации  $\beta_0$ , так как составляет не более 0,1 от величины наблюдаемого эффекта.

Учтем деформируемость ядер-мишеней /очевидно, деформируемостью тяжелого иона в первом приближении можно пренебречь, так как экспериментально изучена вариация  $r_0^{\text{эфф}}$  при рассеянии одного и того же иона на близких по заряду ядрах-мишенях/. Тогда вызванное этим изменение величины радиуса сильного взаимодействия имеет вид /20/

$$\delta R^{\text{эфф}}(\theta) = R^{\text{эфф}}(\theta, \beta_0, \gamma=0) - R^{\text{эфф}}(\theta, \beta, \gamma) = \quad /17/$$

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

В формуле /17/ параметры  $\beta$  и  $\gamma$  определяются соотношениями

$$\beta = \left( \beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta) \right) \left( 1 - \frac{3}{4} \left( \frac{\kappa}{C_2} \right)^2 \sin^4 \theta \right)^{-1} \quad /18/$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\kappa}{C_2} \sin^2 \theta \left( \beta_0 - \frac{\kappa}{C_2} P_2(\cos \theta) \right) \left( 1 - \frac{3}{4} \left( \frac{\kappa}{C_2} \right)^2 \sin^4 \theta \right)^{-1},$$

где  $\kappa = \frac{3Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2}{2\sqrt{5}(R_{\text{эфф}})^3}$ ,  $C_2$  - коэффициенты деформируемости ядер-мишени.

Используя формулы /17/, /18/, получаем решение, сходящееся к определенному  $\delta R_{\text{эфф}}(\theta)$ , удовлетворяющее условию соприкосновения поверхностей ядер. Затем это решение следует усреднить по углу  $\theta$ .

Результаты расчета представлены на рис. 2 сплошной линией. Видно, что учет эффекта динамической деформации ядер позволяет понять наблюдаемое в экспериментах /17/ поведение  $r_0^{\text{эфф}}$ . Если дальнейшая проверка и уточнение эксперимента подтвердит основные результаты работы /17/, то они явятся веским свидетельством возникновения динамической деформации при столкновении ядер.

### III . Заключение

Как уже отмечалось /20/, исследование явления динамической деформации может дать ценную информацию о реальной зависимости энергии ядра  $V_D(\beta)$  от параметра квадрупольной деформации. Это заключение основано на том факте, что сведения о  $V_D(\beta)$  для случая отсутствия  $\gamma$ -деформаций/ извлекаются из дифференциального условия, которое в квазистатическом приближении имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \beta_i} V_D(\beta^i) + \frac{\partial}{\partial \beta_i} V_Q(\theta, R_{\text{min.}}, \beta^i) = 0, \quad (i = 1, 2), \quad /19/$$

где

$$V_Q(\theta, R_{\text{min.}}, \beta^i) = \left( \frac{9}{20\pi} \right)^{1/2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^3} \sum_{i=1}^2 \beta_i R_{i0}^2 + \frac{3}{7\pi} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^3} \sum_{i=1}^2 \beta_i^2 R_{i0}^2 + \frac{9}{28\pi} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^5} \sum_{i=1}^2 \beta_i^2 R_{i0}^4 + \frac{27}{10\pi} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R^5} \beta_1 \beta_2 R_{10}^2 R_{20}^2 + \dots \quad /20/$$

10

Анализ эксперимента /17/ был проведен в /20/ с учетом только первого члена в выражении /20/. Однако заметим, что в некоторых случаях /  $C_2$  - мало,  $Z_1, Z_2$  взаимодействующих ядер велики/ ограничение первым членом не обеспечивает сходимость итерационной процедуры нахождения  $R_{\text{min.}}$ /условие соприкосновения/. Тогда нужно использовать высшие члены разложения /20/. Эта ситуация проиллюстрирована на рис. 3 для двух реакций:  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  /кривые I -  $C_2 = 25$  Мэв/ и  $^{40}\text{Zn} + ^{238}\text{U}$  /кривые II -  $C_2 = 200$  Мэв; III -  $C_2 = 50$  Мэв/. Для простоты деформацией налетающих ионов пренебрегаем.

На рис. 3 прямые линии /а,б/ описывают эффективный радиус взаимодействия при лобовом столкновении в зависимости от  $\beta$  ядра-мишени:

$$R_{\text{эфф}} = R_{02} + R_{01} \left[ 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta P_2(\cos \theta) \right]_{\theta=0}.$$

Кривые 1,2,3 ( $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ ), 1', 2', 3' ( $^{40}\text{Zn} + ^{238}\text{U}$ ) описывают возникшую динамическую деформацию и относятся соответственно к случаям, когда в формуле для  $V(R_{\text{min.}}, \theta, \beta)$  учитываются первый, 1 + 2, 1 + 2 + 3 члены разложения. Итерационная процедура сводится к нахождению точки пересечения соответствующих прямой /а или б/ и кривых линий (I, II, III).

Видно, что для случая  $Zn + U$  ( $C_2 = 50$  Мэв) ограничение первым членом разложения  $V_Q(\theta, R_{\text{min.}}, \beta)$  не обеспечивает сходимость итерационной процедуры.

С другой стороны, учет высших членов разложения /20/ для реакции  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  не привел практически к заметному изменению результатов, полученных в /20/.

В заключение отметим следующее обстоятельство. Экспериментальные вариации величины  $r_0^{\text{эфф}}$  составляют несколько процентов относительно значения  $r_0$  установленного для рассеяния  $^{16}\text{O}$  на дважды магическом ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Однако такие малые вариации величины  $r_0^{\text{эфф}}$  соответствуют значительному изменению размеров ядра-мишени. Например, для случая  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  условие соприкосновения /для  $\theta \approx 0$ / выполняется при  $\Delta\beta \approx 0$ , то есть форма ядра приближается к сферической. Таким образом, значительные изменения размеров ядра-мишени проявляются в сравнительно небольших вариациях величины  $r_0^{\text{эфф}}$ .

Отсюда следует, что эксперименты по обнаружению явления динамической деформации должны выполняться в условиях хорошего разрешения по углам и энергиям.

Автор благодарен Б.Н.Калнишину за полезные дискуссии и советы, а также В.М.Шилову за большую помощь в проведении численных расчетов.

11

Литература

1. G.Breit, M.H.Hull, Jr., And R.L.Gluckstern. *Phys.Rev.*, 87, 74 (1952).
2. Б.Т.Гейликман. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, АН СССР, Москва, 1955; АЭ, 6, вып. 3, 290 /1959/.
3. Б.Н.Калинкин, Ом Сан Ха. ОИЯИ, Р-761, Дубна, 1961.
4. R.Beringer. *Phys.Rev.Lett.*, 18, 1006 (1967).
5. С.У.Wong. *Phys.Lett.*, 26B, 120 (1968).
6. H.Holm, W.Scheid and W.Greiner. *Phys.Lett.*, 29B, 473 (1969).
7. Karin Beyer and Aa.Winther. *Phys.Lett.*, 30B, 296 (1969).
8. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин. ОИЯИ, Р4-5158, Дубна, 1970.
9. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин, В.И.Мартынов. ОИЯИ, Р4-5129, Дубна, 1970.
10. H.Holm and W.Greiner. *Phys.Rev.Lett.*, 24, 404 (1970).
11. A.S.Jensen and C.Y.Wong. *Phys.Lett.*, 32B, 567 (1970).
12. A.S.Jensen and C.Y.Wong. *Phys.Rev.*, 1C, 1321 (1970).
13. K.Alder and Aa.Winther. *Nucl.Phys.*, A132, 1 (1969).
14. A.S.Jensen and C.Y.Wong. *Nucl.Phys.*, A171, 1 (1971).
15. Г.М.Ваградов, Б.Н.Калинкин. ОИЯИ, Р4-5084, Дубна, 1970.
16. Б.Н.Калинкин. Автореферат докторской диссертации. ОИЯИ, 4-3795, Дубна, 1968.
17. A.M.Friedman, J.G.Cunningham. *Proceedings of the International Conference on Heavy Ion Physics*, D7-5769, Dubna, 1971.
18. 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.
19. John O.Rasmussen and Kazuko Sugawara-Tanabi., *N.P.* A171, 497 (1971).
20. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков, В.М.Шилов. ОИЯИ, Р4-6152, Дубна, 1971.
21. N.K.Glendenning et al. *Phys.Lett.*, 26B, 131 (1968).
22. T.D.Thomas, P.W.Riesenfeldt. *Phys.Rev.*, C2, 2448 (1970).
23. И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев. Справочник по математике. ГИТТЛ, Москва, 1953.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 января 1973 года.

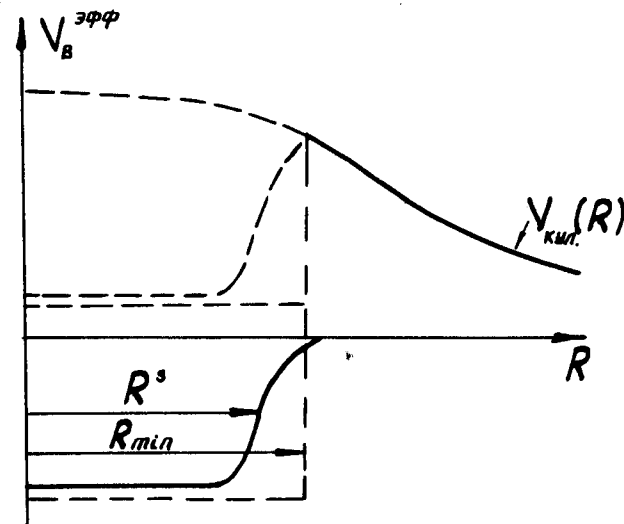


Рис. 1. "Кулоновский" барьер в случае двух потенциалов: прямоугольного /штриховая линия/ и с "размытым" краем /сплошная тонкая линия/.



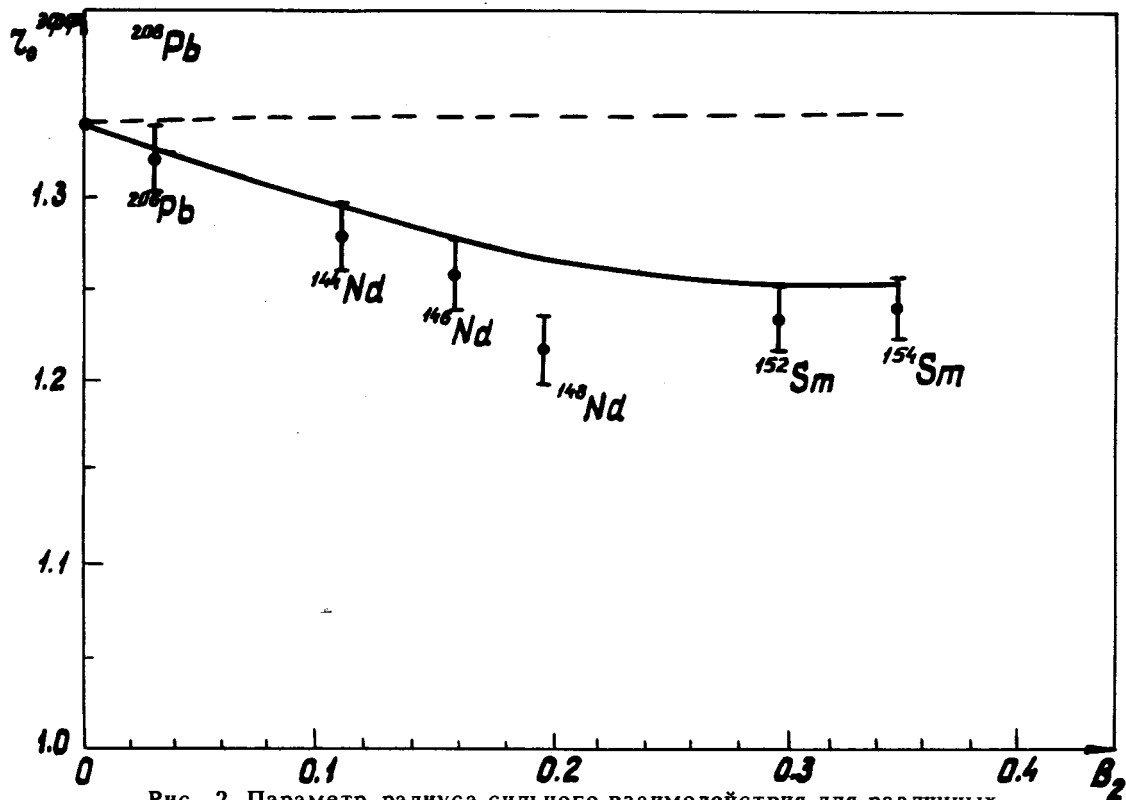


Рис. 2. Параметр радиуса сильного взаимодействия для различных ядер  $^{177}$ . Сплошная линия - расчет, проведенный с учетом динамической деформации. Пунктирная линия - учет влияния статической деформации ядер на величину параметра  $r_0^{\text{эфф}}$ .

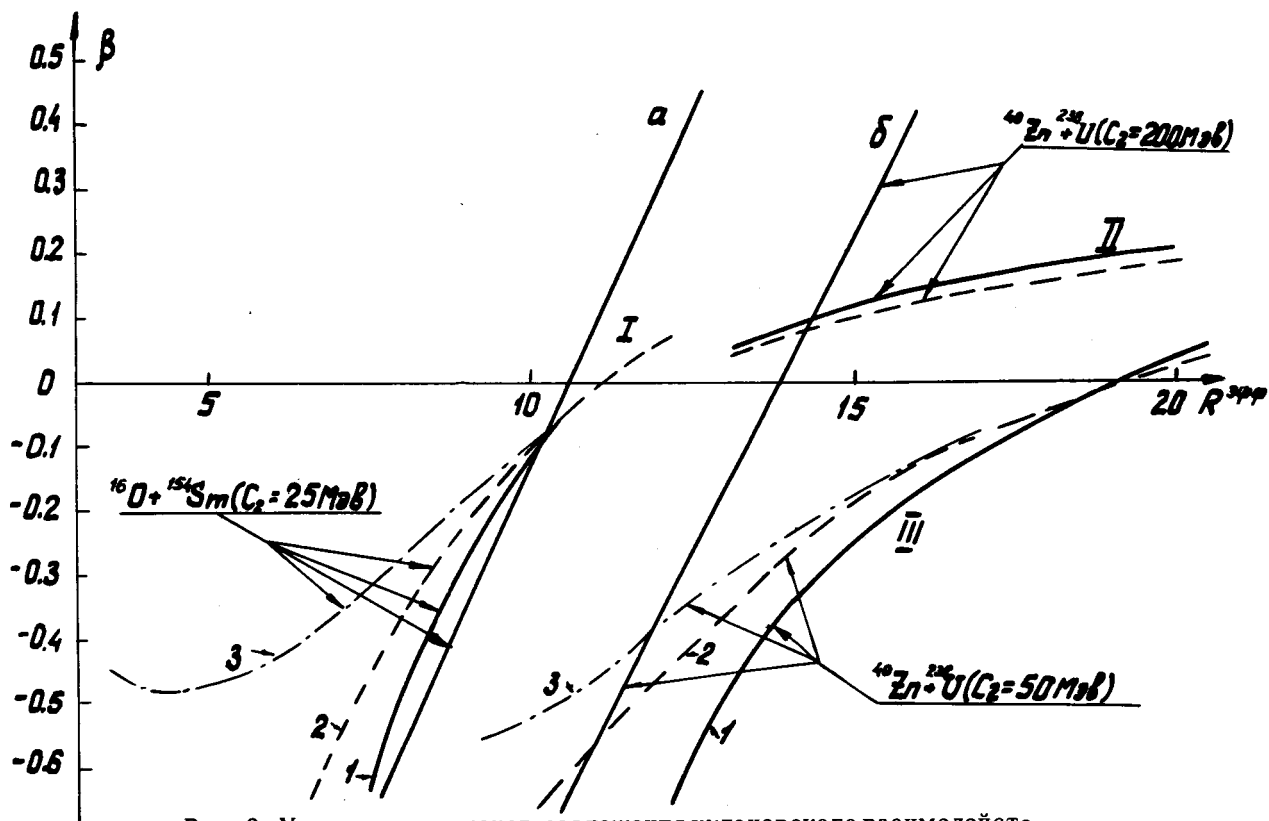


Рис. 3. Учет высших членов разложения кулоновского взаимодействия по  $\beta_i, R_{i0}/R$ . /подробности см. в тексте/.