

5343 e
7-787
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2103



Я. Грабовский , С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

К ВОПРОСУ О НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
СЛОЖНЫХ ЯДЕР С БОЛЬШИМИ ЗАРЯДАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2103

3283/3 ч.
Я. Грабовский^{х)}, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

К ВОПРОСУ О НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
СЛОЖНЫХ ЯДЕР С БОЛЬШИМИ ЗАРЯДАМИ

Направлено в Acta Physica Polonica

^{х)} Институт ядерной физики, Краков, Польша.

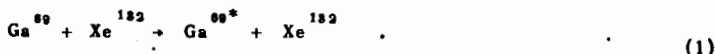
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Быстрое развитие техники ускорения заряженных частиц, достигнутое в последнее время, позволяет надеяться, что в течение ближайших лет станет возможным ускорение тяжелых ионов с $Z \geq 20-30$.

В ядерных процессах, вызываемых рассеянием столь тяжелых частиц, могут проявиться качественно новые эффекты. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на один из них.

Рассмотрим процесс столкновения тяжелого ядра 1 с ядром 2 в области энергий ниже кулоновского барьера. Для простоты предположим, что ядро 2 представляет собой сферически симметричный остов плюс один нуклон. Под влиянием кулоновского поля ядра 1 ядро 2 будет приобретать отрицательную динамическую деформацию (в случае рассеяния ионов с $Z \leq 10$ эта деформация обычно очень мала). Уровни энергии внешнего нуклона ядра 2 будут меняться при этом, грубо говоря, по схеме Нильссона. При достаточно большой деформации это может привести к их пересечению. Вблизи точки пересечения нуклон может перейти на вышележащий уровень, и, таким образом, после столкновения ядро 2 останется в возбужденном состоянии. Такого рода механизм уже применялся при исследовании процесса деления^{1/}.

Для иллюстрации рассмотрим пример:



Поведение уровней энергии для нечетного протона в ядре Ga^{69} при отрицательной деформации представлено на рис. 1^{2/}. Пересечение уровней происходит при $\delta = \delta_0 = -0,06$.

Вычислим сначала величину динамической деформации остовов сталкивающихся ядер. Эта задача была решена в работах^{3,4,5/} на основе капельной модели и в квазистатическом приближении, то есть когда время столкновения t много больше периода колебаний поверхности ядра $\frac{1}{\omega}$.

В^{3/} показано, что это условие имеет вид:

$$\omega t = 2\sqrt{\frac{8Z_2 M_1 d^2 \Delta d q_2}{5Z_1 M_2 R^3}} \gg 1, \quad (2)$$

где M_1, Z_1, M_2, Z_2 - масса и заряд налетающего иона и ядра-мишени.
 $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$; $r_0 = 1,22f$.

d - минимальное расстояние между ядрами при данной энергии

$$q_2 = \frac{\epsilon_2 A_2}{Z_2^2} - 1; \quad \epsilon_2 = \frac{40 \pi r_0^3 \sigma_2}{3e^2}$$

σ_2 - поверхностное натяжение в Га^{сс},

$$\Delta d = \frac{1}{2} d \div d.$$

Для рассматриваемого нами случая (1) $\omega t = 10-15$. Используя теперь условие квазистатичности и представляя поверхности сталкивающихся ядер в виде

$$R_i = R_{0i} [1 + \sum_k a_k^i P_k(\cos \theta)] \quad i = 1, 2, \quad (3)$$

минимизируем полную энергию системы, состоящей из двух ядер. Принимая $k = 2, 3$ и ограничиваясь квадратичными по a_k^i членами в выражении для энергии, получим следующую систему уравнений для определения $a_k^i / 5$;

$$\gamma_{\ell 1} a_2^{(1)} + \gamma_{\ell 2} a_2^{(2)} + \gamma_{\ell 3} a_3^{(1)} + \gamma_{\ell 4} a_3^{(2)} = -\delta_\ell \quad (4)$$

$$\ell = 1, 2, 3, 4.$$

Матрица, составленная из коэффициентов $\gamma_{\ell i}$, симметрична $\gamma_{14} = \gamma_{41} = \gamma_{23} = \gamma_{32} = 0$, а остальные коэффициенты принимают следующие значения:

$$\gamma_{11} = 2,4 \left\{ 0,57 + 0,286 \left(1 + 1,5 \frac{R_1^2}{d^2} \right) \frac{R_1^2}{d^2} + 0,2 \frac{d}{r_0 Z_1 Z_2} \left(\epsilon_1 A_1^{2/3} - \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} \right) \right\}$$

$$\gamma_{22} = 2,4 \left\{ 0,57 + 0,286 \left(1 + 1,5 \frac{R_2^2}{d^2} \right) \frac{R_2^2}{d^2} + 0,2 \frac{d}{r_0 Z_1 Z_2} \left(\epsilon_2 A_2^{2/3} - \frac{Z_2^2}{A_2^{1/3}} \right) \right\}$$

$$\gamma_{33} = 0,57 \left\{ 0,8 + 2,42 \frac{R_1^2}{d^2} + 1,4 \frac{R_1^4}{d^4} + 1,5 \frac{d}{r_0 Z_1 Z_2} \left(\epsilon_1 A_1^{2/3} - \frac{0,57 Z_1^2}{A_1^{1/3}} \right) \right\}$$

$$\gamma_{44} = 0,57 \left\{ 0,8 + 2,42 \frac{R_2^2}{d^2} + 1,4 \frac{R_2^4}{d^4} + 1,5 \frac{d}{r_0 Z_1 Z_2} \left(\epsilon_2 A_2^{2/3} - \frac{0,57 Z_2^2}{A_2^{1/3}} \right) \right\}$$

$$\gamma_{12} = 3,6 \left[1,2 + 0,72 \left(\frac{R_1}{d} + \frac{R_2}{d} \right) \right] \frac{R_1^2}{d^2} \cdot \frac{R_2^2}{d^2} \quad (5)$$

$$\gamma_{13} = 0,57 \frac{R_2^3}{d^3} + \left(0,57 + 0,91 \frac{R_1^2}{d^2} \right) \frac{R_1^3}{d^3}$$

$$\gamma_{24} = 0,57 \frac{R_1^3}{d^3} + \left(0,57 + 0,91 \frac{R_2^2}{d^2} \right) \frac{R_2^3}{d^3}$$

$$\gamma_{34} = 2,57 \left[\left(1 + 1,43 \frac{R_1}{d} \right) \frac{R_1^5}{d^5} + \left(1 + 1,43 \frac{R_2}{d} \right) \frac{R_2^5}{d^5} \right]$$

$$\delta_1 = 1,2 \frac{R_1^2}{d^2}$$

$$\delta_2 = 1,2 \frac{R_2^2}{d}$$

$$\delta_3 = \delta_4 = 0,43 \left(\frac{R_1^3}{d^3} + \frac{R_2^3}{d^3} \right).$$

Решая систему (4), находим параметры $a_2^{(1,2)}(d)$ и $a_3^{(1,2)}(d)$. С их помощью можно вычислить энергию деформации U как функцию от d . Так как $a_3^{(1,2)}(d)$ на порядок меньше $a_2^{(1,2)}(d) / 4,5$, то вкладом деформации третьего порядка в энергию можно пренебречь. Тогда для U имеем:

$$U = \frac{3}{25} \left\{ \frac{Z_1^2 e^2}{R_1} q_1 [a_2^{(1)}]^2 + \frac{Z_2^2 e^2}{R_2} q_2 [a_2^{(2)}]^2 \right\}. \quad (6)$$

В случае (1) энергия деформации, относящаяся к ядру Ga^{69} , имеет величину $\sim 0,5$ Мэв. Поскольку эта энергия сравнима с изменением энергии внешнего нуклона при изменении деформации остова от нулевой до максимальной ($\sim 0,3$ Мэв), то для получения действительной зависимости $a_2^{(1,2)}(d)$ необходимо провести минимизацию суммы полной энергии остовов и энергии U' внешнего нуклона. Из рис. 1 видно, что вблизи $\delta = \delta_0$ зависимость энергии нуклона от δ можно с хорошей точностью аппроксимировать прямыми линиями. Уравнения прямых имеют вид: $U'_1 = a\delta + b$ для $f_{5/2}$ и $U'_2 = A\delta + B$ для $p_{3/2}$. Поэтому к параметру δ_2 из (5) надо прибавить величину $\frac{ad}{Z_1 Z_2 e^2}$ при движении нуклона по уровню $f_{5/2}$ и $\frac{Ad}{Z_1 Z_2 e^2}$, если нуклон движется по уровню $p_{3/2}$. Для нашего случая $a = 8,14$ Мэв, $b = 44,85$ Мэв, $A = -4,95$ Мэв, $B = -44$ Мэв.

Решая систему (4) с исправленными параметрами (5), получаем новую функцию $a_2^{(2)}(d)$. На рис. 2 представлена зависимость квадрупольной деформации δ от d ($\delta = 0,95 a_2^{(2)}$) ядра Ga^{69} в поле He^{182} при движении последнего протона по уровню $p_{3/2}$. Эта кривая с хорошей точностью аппроксимируется функцией

$$\delta = C \exp(-Dd), \quad (7)$$

где $C = 0,555$; $D = 0,174 f^{-1}$.

Процесс возбуждения такой системы с пересекающимися энергетическими уровнями впервые был рассмотрен Ландау^{/8/} и Зинером^{/7/}, которые показали, что в адиабатическом приближении переход с уровня на уровень возможен только при отсутствии строгих их пересечений. В нашем случае к раздвижению уровней могут привести все члены, не включенные в гамильтониан Нильссона (обозначим их V).

Поскольку мы не можем последовательно учесть эти члены и наша задача является частью качественной, будем считать V параметром.

Вероятность w возбуждения рассматриваемой системы при двойном адиабатическом прохождении точки d_0 имеет вид: /7/

$$w = 2e^{-\frac{2\pi V^2}{\hbar v |F_1 - F_2|}} (1 - e^{-\frac{2\pi V^2}{\hbar v |F_1 - F_2|}}), \quad (8)$$

где все величины берутся в точке $d = d_0$, v - скорость сталкивающихся частиц.

$$F_{1,2} = \frac{dU_{1,2}}{dd} \Big|_{d=d_0} \quad U_{1,2} = U + U'_{1,2}$$

Если

$$V^2 \ll \hbar v |F_1 - F_2|, \quad (9)$$

то /8/:

$$w = \frac{4\pi V^2}{\hbar v |F_1 - F_2|}. \quad (10)$$

В нашем случае $\hbar v |F_1 - F_2| = 0,127 \text{ Мэв}^2$ при $E = 186 \text{ Мэв}$, и условие (9) выполняется при $V < 100 \text{ кэв}$. Так как рассматриваемый процесс происходит при энергии столкновения ядер ниже кулоновского барьера, и ядра тяжелые, то можно принять, что они движутся по резерфордской траектории. Тогда, используя (9) и (10), легко вычислить полное сечение возбуждения /8/:

$$\sigma = \frac{4\sqrt{2}\mu \pi^2 d_0^2 V^2}{\hbar |F_1 - F_2|} \frac{\sqrt{E - U}}{E}. \quad (11)$$

Зависимость σ от E для двух значений V представлена на рис. 3. Видно, что даже для $V \sim 1 \text{ кэв}$ получаем $\sigma (\sim 10^{-20} \text{ см}^2)$ в пределах экспериментальных возможностей. Таким образом, учет этого эффекта может в принципе привести к заметным аномалиям в поведении сечения неупругого рассеяния сложных ядер.

Следует подчеркнуть еще раз, что задача решалась качественно, и проведенные оценки носят чисто иллюстративный характер.

В заключение отметим, что даже при наличии строгого пересечения ($V = 0$) переход ядра в возбужденное состояние может быть обусловлен неадиабатическими поправками. Этот эффект рассмотрен в работе /8/.

Л и т е р а т у р а

1. S.A.E.Johansson. Nucl. Phys. 12, 449 (1959). D.L.Hill, J.A.Wheeler. Phys.Rev. 89,1102(1953).
2. S.G.Nilsson, Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 29, No. 16, 1-68 (1955).
3. G.Breit, M.Hull, J.R.Gluckstern. Phys.Rev. 87, 74 (1959).
4. Б.Т.Гейликман. Атомная энергия 8, 290 (1959).
5. Б.Н.Калинкин, Ом Сан Ха. Препринт ОИЯИ, Р-761, Дубна (1961).
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз (1963).
7. С.Zener. Proc.Roy. Soc. A137, 696 (1932).
8. А.В.Чаплик. ЖЭТФ, 43, 462 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1965 г.

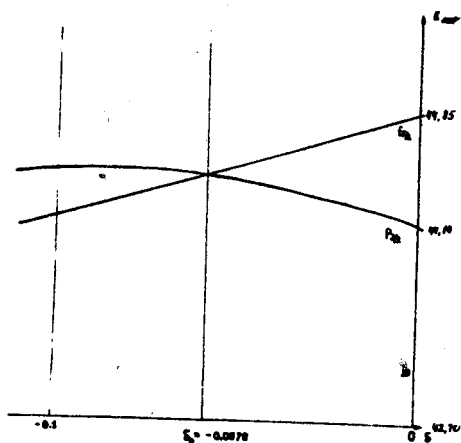


Рис. 1. Схема Нильссона для уровней $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$ в области отрицательных деформаций.

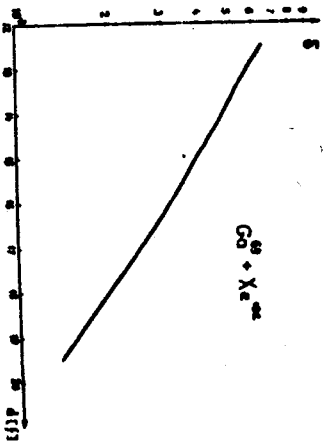


Рис. 2. Квадратичная деформация δ супра Ga⁶⁰ в поле тока Xe¹³³ в зависимости от их взаимного расположения d.

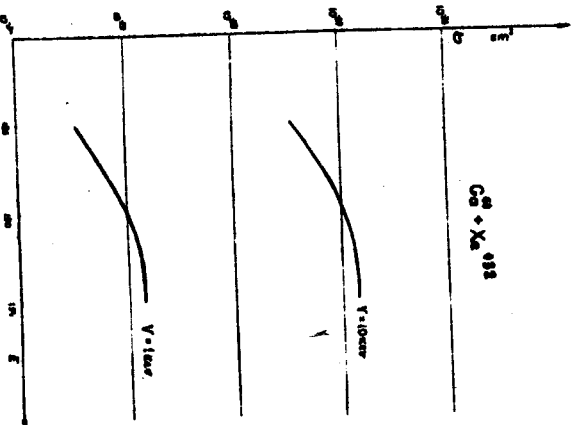


Рис. 3. Полное сечение водородной σ одночастичного урана U^{235} супра Ga⁶⁰ в поле тока Xe¹³³ в зависимости от энергии столкновения E и параметра V.