

СЗ43е

К-172

24/VI-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2142



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СЛОЖНЫХ ЯДЕР,
СОПРОВОЖДАЕМОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕМ
КОЛЛЕКТИВНЫХ УРОВНЕЙ

1965

P-2142

3312/2 пр.

Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский^{х)}

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СЛОЖНЫХ ЯДЕР,
СОПРОВОЖДАЕМОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕМ
КОЛЛЕКТИВНЫХ УРОВНЕЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

х) Институт Ядерной физики, Краков, Польша.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В работе^{/1/} было рассмотрено неупругое рассеяние сложных ядер с энергией $E > V_B$ (V_B - кулоновский барьер), сопровождаемое возбуждением уровней одночастичного типа. Удалось показать, что если заряд налетающего ядра превышает $Z = 8$, подавляющий вклад в сечение дает кулоновский механизм возбуждения. Кроме того, было показано, что искажение орбиты весьма сильно сказывается на величине матричного элемента перехода, обусловленного ядерным механизмом. Напротив, это искажение слабо влияет на величину матричного элемента, обусловленного кулоновским механизмом.

Полезно провести анализ относительной роли обоих механизмов в неупругом рассеянии сложных ядер, когда в результате столкновения возбуждаются уровни коллективного типа (ротационные и вибрационные). Выяснение этого вопроса может существенно упростить интерпретацию экспериментальных данных.

2. Предварительно сделаем замечание о форме углового распределения неупруго рассеянных ядер. В случае, когда подавляющий вклад в сечение дает ядерный механизм возбуждения, вид углового распределения легко получить, если использовать результаты анализа реакций передач^{/2,3/}. Матричный элемент перехода будет зависеть от взаимного расстояния между сталкивающимися ядрами экспоненциально. Поэтому в согласии с работами^{/2,3/} в угловом распределении возникнет максимум при $\theta = \theta_k$ ($\theta_k = 2 \arctg(\eta/\ell_k)$ - угол рассеяния при касательном столкновении ядер, $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / hv$, ℓ_k - номер парциальной волны, на распространение которой начинают оказывать влияние ядерные силы).

В случае, когда основным механизмом возбуждения является кулоновский, угловое распределение также должно иметь максимум при $\theta = \theta_k$. Действительно, при уменьшении прицельного параметра (увеличении угла) сечение растет, поскольку расстояние между ядрами уменьшается. Однако при $\theta > \theta_k$ сечение начинает падать, так как включается сильное поглощение и отрицательный ядерный потенциал.

Таким образом, форма углового распределения одинакова в том и другом случае с той лишь разницей, что при кулоновском возбуждении падение сечения при переходе

от $\theta = \theta_k$ к меньшим углам происходит более медленно (проявляется дальнедействующий характер взаимодействия).

Учитывая такое сходство формы угловых распределений, для выяснения относительной роли обоих механизмов можно воспользоваться оценками полных сечений. Это существенно упрощает вычисления.

3. Рассмотрим неупругое рассеяние сложных ядер при энергиях порядка 10 Мэв/нуклон, т.е. значительно выше кулоновского барьера.

Для сечения неупругого рассеяния, сопровождаемого переходами электрического типа, имеем^{/4/}:

$$\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{h v_1} \right)^2 \cdot B(E\lambda) \cdot f_{E\lambda}(\eta_1, \xi), \quad (1)$$

где

$$f_{E\lambda}(\eta_1, \xi) = \frac{64\pi^2}{(2\lambda + 1)^2} k_i k_f \sum_{\ell_1 \ell_f} (2\ell_1 + 1)(2\ell_f + 1) \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_f & \lambda \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \times \\ \times |\eta_{\ell_1}^* \eta_{\ell_f}|^2 \cdot |M_{\ell_1 \ell_f}|^{-2\lambda-1}, \quad (2)$$

$B(E\lambda)$ - приведенная вероятность перехода, Z_1 - заряд налетающего ядра, $k_i, k_f, \eta_{\ell_1}, \eta_{\ell_f}$ - волновые числа и коэффициенты отражения в начальном и конечном каналах, соответственно, а $M_{\ell_1 \ell_f}^{-\lambda-1}$ - радиальная часть матричного элемента.

В случае, когда механизм возбуждения - кулоновский, матричный элемент имеет вид:

$$M_{\ell_1 \ell_f}^{-\lambda-1} = \frac{1}{k_i k_f} \int_0^{\infty} F_{\ell_f}(k_f r) r^{-\lambda-1} F_{\ell_1}(k_i r) dr, \quad (3)$$

$F_{\ell_1}(k_i r)$ и $F_{\ell_f}(k_f r)$ - кулоновские радиальные волновые функции (при этом $\eta_{\ell_1} = \eta_{\ell_f} = 1$).

Так как мы рассматриваем неупругое рассеяние при $E > V_B$, то необходимо учитывать и ядерный механизм возбуждения. При этом, вообще говоря, волновые функции относительного движения $F_{\ell}(kr)$ уже не будут чисто кулоновскими. Действительно, функции должны учитывать искажения, вносимые ядерным взаимодействием между сталкивающимися ядрами.

Тогда, используя результаты работ^{/5,6/}, для матричного элемента следует написать:

$$M_{\ell_1 \ell_f}^{-\lambda-1} = \frac{1}{k_i k_f} \int_0^{\infty} f_{\ell_f}(k_f r) \{r\}^{-\lambda-1} + \frac{(2\lambda + 1)R}{3Z_1 Z_2 e^2 R^2} \cdot \frac{\partial U}{\partial R} \{f_{\ell_1}(k_i r)\} dr, \quad (4)$$

где Z_2, R_2 - заряд и радиус ядра-мишени, U - ядерное взаимодействие между сталкивающимися ядрами, а R_0 - его эффективный радиус. В формуле (4) произведена замена $F_\ell(kr) \rightarrow f_\ell(kr)$, чтобы подчеркнуть отличие кулоновских функций от функций f_ℓ , учитывающих ядерные искажения.

Рассмотрим детально выражение (4):

$$\begin{aligned} M_{\ell_1 \ell_f}^{-\lambda-1} &= \frac{1}{k_1 k_f} \int f_{\ell_f}(k_f r) r^{-\lambda-1} f_{\ell_1}(k_1 r) dr + \\ &+ \frac{(2\lambda+1) \cdot R_0}{k_1 k_f \cdot 3Z_1 Z_2 e^2 R_2^\lambda} \cdot \int_0^\infty f_{\ell_1}(k_1 r) \cdot \frac{\partial U}{\partial R_0} f_{\ell_f}(k_f r) dr = \\ &= \frac{1}{k_1 k_f} M_{\ell_1 \ell_f}^{(k)}(\lambda) + \frac{(2\lambda+1) \cdot R}{k_1 k_f \cdot 3Z_1 Z_2 e^2 R_2^\lambda} M_{\ell_1 \ell_f}(\lambda). \end{aligned} \quad (5)$$

Для упрощения дальнейших вычислений ограничимся квазиупругим приближением, т.е. $k_1 = k_f = k$, $\eta \cdot \frac{\Delta E}{2E} = 0$, $\ell_1 = \ell_f$. Это можно сделать, поскольку энергии рассматриваемых возбужденных состояний $E_{\text{возб}} \lesssim 1$ Мэв и, кроме того, $\ell_1, \ell_f \gg \lambda$. Поэтому использование квазиупругого приближения не приведет к значительной ошибке. Как уже упоминалось выше, матричные элементы кулоновского возбуждения слабо зависят от ядерных искажений. Поэтому для их оценки можно использовать обычные выражения. Например, для $\lambda = 2$ -переходов имеем^{/4/}:

$$M_{\ell\ell}^{(k)}(\lambda = 2) = \frac{1}{2\ell(\ell+1)(2\ell+1)} [2\ell+1 - \pi\eta + 2\eta \cdot \text{Im}\Psi(\ell+1+i\eta)], \quad (6)$$

где $\text{Im}\Psi(\ell+1+i\eta) = \pi \text{cth}(\pi\eta)\eta + \eta^{-1} - 2\eta \sum_{n=0}^{\ell} \frac{1}{\eta^2 + n^2}$.

Учитывая тот факт, что при рассеянии сложных ядер $\eta \approx 20-40$, а $\ell \approx 60-120$, $M_{\ell\ell}^{(k)}(\lambda=2)$ можно с хорошей точностью представить в виде:

$$M_{\ell\ell}^{(k)}(\lambda = 2) \approx (2\ell - \pi\eta) / 4\ell^3. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь матричный элемент $M_{\ell\ell}$ для ядерного механизма возбуждения. При его оценке мы не можем пренебрегать ядерными искажениями. Поэтому для вычислений необходимо иметь искаженные волновые функции оптической модели. Однако, как показал Остерн^{/5/}, в случае возбуждения коллективных уровней можно использовать соотношение:

$$\int_0^\infty f_\ell^2 \frac{\partial U}{\partial R_0} dr = E \cdot \frac{\partial \delta_\ell}{\partial \ell}. \quad (8)$$

Соотношение (8) связывает радиальную часть матричного элемента производной от оптического потенциала с производной по $d\ell$ от ядерной фазы. Таким образом, имея в своем распоряжении только фазы упругого рассеяния, нетрудно получить требуемый

результат. Исследование неупругого рассеяния легких ядер, проведенное Сачлером, Басселем и Дриско^{7/}, показали, что такая оценка неплохо согласуется с расчетами, основанными на использовании искаженных волновых функций.

Для вычисления матричного элемента (8) предположим, что основной вклад обусловлен производной от мнимой части ядерной фазы, т.е. примем приближение сильно поглощающего потенциала. Это приближение в основном правильно передает особенности рассеяния сложных ядер и весьма удобно для наших целей.

Основываясь на результатах анализа экспериментов по упругому рассеянию ядер^{8/} (в обозначениях этой работы), получаем

$$M_{\ell\ell} = E \cdot \frac{\partial}{\partial \ell} \left[\frac{1}{2} b \ln \frac{\ell - \ell_1}{\ell_k - \ell_1} \right] = E \cdot \frac{b}{2(\ell - \ell_1)}, \quad (8)$$

где $b = 1,5$, а выбор ℓ_1 связан с условием $\eta_\ell = 0$ при $\ell < \ell_1$.

Используя определение η_ℓ ^{8/}

$$\eta_\ell = \left[(\ell - \ell_1) / (\ell_k - \ell_1) \right]^{1,5} \quad (10)$$

выражения (7) и (8) для $M_{\ell\ell}^{(k)} (\lambda=2)$ и $M_{\ell\ell}^{(n)}$, для f_{E_2} получим:

$$f_{E_2}(\eta, 0) = \frac{\pi^2 k^2}{25 \ell_k^2} \left[\left(1 - \frac{\ell_1}{\ell_k}\right) \left(2 - \frac{\pi \eta}{\ell_k}\right)^2 + 4 \left(2 - \frac{4\pi \eta}{3\ell_k} + \frac{\pi^2 \eta^2}{4\ell_k^2}\right) + \frac{25 \ell_x^2 R_0^2}{2 \left(1 - \frac{\ell_1}{\ell_{k1}}\right) \cdot \eta^2 \cdot R_2^4 \cdot k^2} \right], \quad (11)$$

где

$$\ell_k = (\rho^2 - 2\eta\rho^2)^{1/2}, \quad \rho^2 = k(R_0 + \Delta), \quad \ell_1 = \rho^{-1/4} \left[(\rho - 1) \ell_k^2 - \eta^2 \right]^{1/2}.$$

$$\rho = 1 + \frac{V_0 R_0^2}{2 E \Delta^2}; \quad \Delta = 2,2 \cdot f; \quad V_0 = 40 \text{ Мэв}; \quad R_0 = 1,27 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot f.$$

При выводе формулы (11) было проведено приближенное суммирование по проекциям передаваемого момента и по ℓ .

Первые два члена, стоящие в квадратных скобках формулы (11), соответствуют вкладу, обусловленному кулоновским механизмом возбуждения, а третий — ядерным механизмом.

4. Рассмотрим теперь вопрос о соответствии кулоновского и ядерного механизмов возбуждения. Оно фактически определяется взаимной величиной первых двух и третьего члена в формуле (11).

На рис. 1 представлены результаты расчетов согласно этой формуле. По оси абсцисс отложены A_1 - массы ускоряемых ядер, по оси ординат - вклад, обусловленный кулоновским механизмом возбуждения (в %). Различные кривые относятся к разным по массе ядрам-мишеням Ni^{58} , Sr^{118} , Pb^{208} . Расчеты выполнены для энергии 10 Мэв/нуклон (лабораторная система).

Из рис. 1 видно, что при бомбардировке ядер с массой, превышающей массу Ni^{58} ионами Ag^{40} вклад кулоновского механизма возбуждения является подавляющим. Он уменьшается при переходе к более легким ионам. Так, при рассеянии $C^{12} + Ni^{58}$ он равен $\approx 50\%$. Однако в случае рассеяния $C^{12} + Pb^{208}$ он остается все еще очень большим $\approx 90\%$. Кривые продолжены до $A_1 = 4$, т.е. включен случай рассеяния α -частиц. Поскольку мы ограничиваемся сравнительно высокими энергиями, то использование квазиклассического приближения и для α -частиц является оправданным. Из рис. 1 следует, что при рассеянии легких ионов подавляющим является ядерный механизм возбуждения.

Как было указано выше, вычисление кривых, представленных на рис. 1, было проведено в приближении сильно поглощающего потенциала, т.е. при оценке ядерного матричного элемента принималась во внимание только мнимая часть ядерных фаз. Непосредственные вычисления показывают, что учет действительной части ядерных фаз не вносит существенных изменений в результаты (изменение вклада от ядерного механизма не превышает 10-20%).

Аналогичные расчеты были проведены и для E3-переходов. Результаты даны на рис. 2. В этом случае кривые с меньшей точностью отражают реальную ситуацию, поскольку при вычислении пришлось воспользоваться более грубым усреднением матричных элементов, соответствующих различным проекциям передаваемого момента. Поэтому полученное соотношение между механизмами возбуждения для E3-переходов, является приближенным. Мы видим, что даже при рассеянии Ag^{40} на тяжелом ядре Pb^{208} кулоновский механизм дает только половину эффекта. В случае же $C^{12} + Pb^{208}$ он составляет 20%. При рассеянии ионов на более легких ядрах вклад от ядерного механизма составляет $\approx 90\%$.

5. Перейдем теперь к сравнению полученных результатов с экспериментальными данными. Таких данных имеется пока немного.

В работе^{/8/} изучено неупругое рассеяние ионов O^{16} ($E_{\text{лаб}} = 166$ Мэв) на Ta^{181} с возбуждением ротационного уровня 136 кэв. Проведенные в этой же работе оценки эффекта по теории кулоновского возбуждения привели к хорошему согласию с опытными данными. С точки зрения настоящей работы этот факт представляется естественным (см. рис. 1) - кулоновский механизм должен давать $\approx 90\%$ эффекта. Сравнительно

недавно Вонгом и Мак-Интайром^{/10/} было исследовано неупругое рассеяние ионов C^{12} ($E_{\text{лаб}} = 126$ Мэв) на Pb^{208} с возбуждением 2^+ - состояния в C^{12} (-4,43 Мэв) и 3^- - состояния (-2,7 Мэв) в Pb^{208} .

Поскольку при возбуждении 2^+ - состояния согласно обсуждаемой картине подавляющий вклад должен давать кулоновский механизм возбуждения, то сравнение экспериментальных данных с теорией провести нетрудно. $V(E2)$ для указанного перехода было измерено независимо и оказалось равным $V(E2) = 0,009 \text{ e}^2 (\text{барн})^{2/4/}$. Воспользовавшись обычным вариантом теории кулоновского возбуждения и выбирая угол рассеяния $\theta = 30^\circ$ ($\theta_k = 35^\circ > \theta$), для дифференциального сечения получим 56 мб/стерад. Экспериментальное значение $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta=30^\circ} \approx 50-80$ мб/стерад. Таким образом, вывод о роли кулоновского механизма в этом случае подтверждается.

Аналогичные оценки для 3^- уровня в Pb^{208} с использованием $V(E3) = 0,54 \text{ e}^2 (\text{барн})^3$ ^{/11/} дают $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta=30^\circ} \approx 8$ мб/стерад, в то время как экспериментальное значение $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\theta=30^\circ} \approx 30$ мб/стерад. Следовательно, основным механизмом возбуждения является ядерный. Этот вывод полностью согласуется с данными рис. 2, из которого следует, что вклад от ядерного механизма должен быть в несколько раз больше кулоновского.

Полученные здесь и в работе^{/11/} результаты позволяют судить достаточно определенно о соотношении вкладов от кулоновского и ядерного механизмов возбуждения. Так как анализ проведен для двух крайних случаев: одночастичной и коллективной модели ядра, то можно считать, что он справедлив вообще.

Эти результаты могут быть полезными для интерпретации экспериментальных данных. В частности, выбирая достаточно тяжелый ион высокой энергии, можно с хорошей точностью определять величину $V(E2)$ (при этом сечение оказывается довольно большим).

В заключение сделаем еще одно замечание. Представленные результаты были получены в первом порядке по теории возмущений. Непосредственная оценка величины (вероятность)^{1/2} = χ показывает, что для всех рассмотренных случаев $\chi(\theta = \theta_k) \approx 0,2 \ll 1$. Это означает, что использование указанного приближения является вполне законным^{/12/}.

В случае неупругого рассеяния при $E \approx V_B$, когда эффективный вклад дают большие углы, справедливость подобных расчетов нарушается и процесс необходимо рассматривать по теории многократного возбуждения с учетом ядерного механизма. Этот вопрос имеет самостоятельный интерес и требует дополнительного исследования.

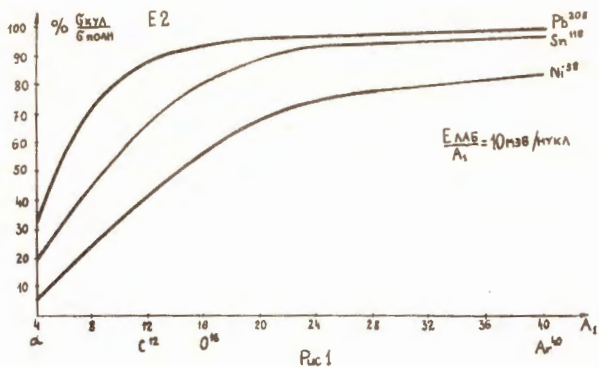


Рис. 1. Вклад (%) кулоновского механизма в возбуждение коллективных уровней ($\lambda=2$). A_1 — масса иона. $E_{лаб}/A_1 = 10$ МэВ.

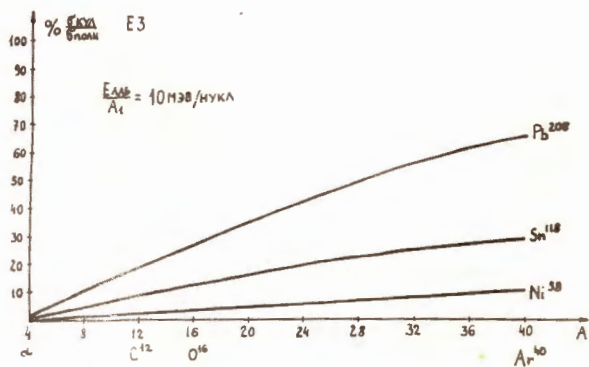


Рис. 2. Вклад (%) кулоновского механизма в возбуждение коллективных уровней ($\lambda=3$). A_1 — масса иона. $E_{лаб}/A_1 = 10$ МэВ.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р-2030, Дубна, 1965.
2. B.N.Kalinkin, J.Grabowski. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei (University of California Press, Berkeley 1963), p. 219.
3. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р-1743, Дубна, 1964;
ЯФ, 1, 215 (1965).
4. К.Альдер, О.Бор, Т.Хус, Б.Моттельсон, О.Винтер. Деформация атомных ядер. ИЛ, Москва, 1958.
5. N.Austern. Selected Topics in Nuclear Theory. International Atomic Energy Agency. Vienna, 1963.
6. R.H.Bassel, R.M.Drisko, G.R.Satchler. Preprint ORNL-3240, Oak Ridge, 1962.
7. R.H.Bassel, G.R.Satchler, R.M.Drisko. Proc. of the Third Conf. on Reaction between Complex Nuclei, op.cit., p.45.
8. B.N.Kalinkin, T.P.Kochkina, B.I.Pustynnik. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, op.cit., p.69.
9. A.Isoya, H.E.Conszett, E.Hadjimichael, E.Shield. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, op.cit., p.54.
10. K.H.Wang, J.A.McIntyre. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, op.cit., p.31, Preprint Yale University, 1965.
11. H.W.Kendall, J.Oezer. Phys.Rev., 130, 245 (1963).
12. K.Alder, A.Winther. Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk. 32, No.8 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1965 г.