



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P4-86-756**

**Е.П.Григорьев\*, С.П.Иванова, Р.Кабесас, Г.Мико**

**МЕХАНИЗМ  
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ  
НА ИЗОТОПАХ  $^{164}, ^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Er}$**

Направлено в журнал "Известия АН СССР,  
серия физическая"

---

\* Научно-исследовательский институт физики  
Ленинградского государственного университета

**1986**

Исследования реакции  $(n, n'\gamma)$  дают информацию о структуре ядра - мишени и механизме ядерных реакций. Определение сечений на опыте и их вычисления в рамках теоретических моделей требуют знания энергий и квантовых характеристик уровней ядра-мишени. На основании измеренных сечений путем сопоставления их с результатами расчетов возможно определить спины ядерных уровней. Применимость статистической модели дает возможность выявить все уровни с моментами, которые отличаются на  $(0 - 5)\hbar$  от момента основного состояния, и с энергией возбуждения до  $1,5 - 2,0$  МэВ. В реакции  $(n, n'\gamma)$  были проверены, уточнены и дополнены схемы возбужденных уровней многих ядер. Использовались как источники монохроматических нейтронов, так и пучки быстрых нейтронов реактора.

Спектры  $\gamma$ -квантов в реакциях  $(n, n'\gamma)$  на пучке нейтронов реактора были изучены с использованием мишеней, обогащенных четно-четными изотопами эрбия  $^{164}, ^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Er}$  /1,2/. Были исследованы возбужденные уровни этих ядер. В /2,3/ даны сведения о спектрах уровней изученных ядер.

На основании имеющихся данных об энергиях, интенсивностях и мультипольностях  $\gamma$ -переходов и построенных систем уровней каждого из ядер были определены заселяемости уровней  $P_S = \frac{\sum_i I_{\gamma c}^i}{\sum_k I_{\text{прих}}^k} - \sum_k I_{\text{прих}}^k$  где  $\sum_i I_{\gamma c}^i$  - полная интенсивность всех разряжающих уровней  $i$   $\gamma$ -переходов, а  $\sum_k I_{\text{прих}}^k$  - полная интенсивность всех измеренных приходящих на данный уровень  $k$   $\gamma$ -переходов.

Измерения четырех четно-четных изотопов эрбия проведены в /1/ в одинаковых условиях. Были известны массы каждой из мишеней и содержание в ней изотопов эрбия, поэтому заселяемости, а значит и сечения, определены в одних и тех же относительных единицах. В приведенных ниже таблицах нормировка сечений проведена путем сравнения с рассчитанными значениями для получения лучшего согласия расчета и эксперимента для  $^{168}\text{Er}$ . Экспериментальные сечения для  $^{164}, ^{166}, ^{170}\text{Er}$  получены в тех же единицах и с той же нормировкой, что и для  $^{168}\text{Er}$ .

Для изотопов эрбия были ранее проведены расчеты по статистической модели Хаузера-Фешбаха-Молдауера, из результатов которых следовало превышение экспериментальных сечений над расчетными для уровней с

большими моментами /4/. Требовалось провести более детальные вычисления с учетом вклада в сечения механизма прямых реакций на деформированных ядрах. В ряде работ /5-7/ показано, что влияние этого механизма оказывалось существенным при энергии нейтронов  $E_n > 1 - 2$  МэВ.

Четно-четные изотопы  $^{164-170}\text{Er}$  считаются деформированными ядрами с аксиальной деформацией, но имеется ряд работ, которые указывают на проявление ангармонизма в  $\gamma$ -вибрациях /8-9/ и на возможность существования статистической неаксиальной деформации /10,11/ в некоторых изотопах эрбия.

В проведенных расчетах сечения прямых неупругих процессов определялись на основе модели аксиального ротатора для всех четырех изотопов эрбия и модели неаксиального ротатора Давыдова и Филиппова /12/ для  $^{168,170}\text{Er}$ .

Вычисления сечений неупругого рассеяния нейтронов проводились методом связанных каналов со схемами связи 0-2-4-6-8 для модели симметричного ротатора и 0-2-2-4-6 для модели неаксиального ротатора. Параметры квадрупольной  $\beta_2$  и гексадекапольной деформации  $\beta_4$  взяты из имеющихся данных /13/. В случае аксиальной деформации использовано разложение

$$R(\theta, \varphi) = R_0 (1 + \beta_2 Y_{20} + \beta_4 Y_{40}),$$

в случае неаксиальной деформации принято разложение по сферическим гармоникам в форме:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 [1 + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{22} (Y_{22} + Y_{2-2}) + \alpha_{40} Y_{40} + \alpha_{42} (Y_{42} + Y_{4-2}) + \alpha_{44} (Y_{44} + Y_{4-4})].$$

Параметры  $\alpha_{20}$  и  $\alpha_{22}$  связаны с  $\beta_2$  и  $\gamma$  ( $\gamma$  - параметр неаксиальности)

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma.$$

Гексадекапольные параметры взяты в виде /8/:

$$\alpha_{40} = \frac{\beta_4}{6} (5 \cos^2 \gamma + 1),$$

$$\alpha_{42} = \frac{\beta_4}{6} \frac{\sqrt{15}}{2} \sin 2\gamma,$$

$$\alpha_{44} = \frac{\beta_4}{6} \frac{\sqrt{35}}{2} \sin^2 \gamma.$$

Для вычисления использовалась программа ECIS - 79 /14/, апробированная уже в /7,15/.

Оптический потенциал выбирался обычным образом:

$$V(r, \theta, \varphi) = -\frac{V}{1 + \exp\left[\frac{r-R_V}{a_V}\right]} + 4iW_d a_w \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r-R_W}{a_W}\right]} + V_{s.0} \frac{\hbar^2}{M_{\text{r.c.}}} (\vec{\sigma} \vec{L}) \frac{i}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r-R_{s.0}}{a_{s.0}}\right]}.$$

Параметры оптического потенциала были взяты на основе систематики Бечетти-Гринлиса /16/:

$$V = 56.3 - 0.32E - 24 \frac{N-Z}{A} \quad M \rightarrow B, \quad A^{1/3} R_V = 1.17 \text{ фм}, \quad a_V = 0.75 \text{ фм}, \\ W_d = 13 - 0.25E - 12 \frac{N-Z}{A} \quad M \rightarrow B, \quad A^{1/3} R_W = 1.26 \text{ фм}, \quad a_W = 0.58 \text{ фм}, \\ V_{s.0} = 6.2 M \rightarrow B, \quad A^{1/3} R_{s.0} = 1.1 \text{ фм}, \quad a_{s.0} = 0.75 \text{ фм}.$$

В расчетах глубина мнимого потенциала была уменьшена до  $0,75W_d$ .

Расчеты неупругих сечений составного ядра проведены по программе ABAREX /17/, в которой в формулы Хаузера-Фешбаха включены современные поправки теории ядерных реакций /18/. После нахождения интегральных сечений неупругого рассеяния на различных возбужденных состояниях четырех изотопов эрбия было выполнено интегрирование по энергетическому спектру нейтронов реактора. В таблицах I - 4 приведены результаты расчетов сечений возбуждения уровней полосы основного состояния с  $K^\pi = 0^+$  и  $\gamma$ -вибрационной полосы с  $K^\pi = 2^+$  со спинами  $J \leq 8$  для всех изотопов эрбия. Величины  $\sigma_{\text{к.я}}$  дают сечения рассеяния через компаунд-ядро,  $\sigma_{\text{пр}}$  - сечения прямых реакций,  $\sigma_3$  - экспериментальные сечения. Для изотопов  $^{168,170}\text{Er}$  сечения прямых реакций вычислены по модели симметричного ротатора (MCP) и по модели асимметричного ротатора (MAP). Из таблиц видно, что  $\sigma_{\text{пр}}$  мало по сравнению с  $\sigma_{\text{к.я}}$ . Для состояний  $2^+$  доля  $\sigma_{\text{пр}}$  составляет не более 20% от  $\sigma_{\text{к.я}}$ , для состояний с большими спинами эта доля еще меньше.

Если сравнить прямые сечения, вычисленные по MCP и MAP, можно заметить, что существенной разницы между этими значениями нет. Полные сечения оказываются не очень чувствительными к  $\gamma$ -деформации.

В таблицах I - 4 дано отношение экспериментальных значений к расчетным  $R = \sigma_3 / \sigma_T$ . Для всех обсуждаемых состояний  $R$  находится в пределах  $0,6 < R < 2$ . Причины отклонений  $R$  от 1 могут заключаться в погрешностях  $\sigma_3$  и  $\sigma_T$ . Экспериментальные значения  $\sigma_3$  зависят как от выбранного нормировочного множителя, так и от возможного неполного (из-за существующих экспериментальных условий) учета входящих на уровень переходов.

Таблица 1

Расчеты для I64<sub>Бг</sub>

I <sub>к</sub> <sup>п</sup>	Q (МэВ)	σ <sub>пр.</sub> (мб)		σ <sub>кя</sub> (мб)	σ <sub>жсн.</sub> (мб)	R
		МСП	МАР			
2 <sup>+</sup>	0,091	112,4		726,7	560,0	
4 <sup>+</sup>	0,299	19,5		170,6	190,0	1,0
6 <sup>+</sup>	0,614	1,2		20,2	46,0	2,1
2 <sup>+</sup>	0,860	-		156,6	272,0	1,7
3 <sup>+</sup>	0,946	-		107,8	154,0	1,4
8 <sup>+</sup>	1,024	0,05		3,1	8,8	2,8
4 <sup>+</sup>	1,058	-		51,2	98,0	1,9
5 <sup>+</sup>	1,197	-		27,1	60,0	2,2
6 <sup>+</sup>	1,358	-		11,7	12,6	1,1
7 <sup>+</sup>	1,555	-		5,5	7,0	1,3

Таблица 2

Расчеты для I66<sub>Бг</sub>

I <sub>к</sub> <sup>п</sup>	Q (МэВ)	σ <sub>пр.</sub> (мб)		σ <sub>кя</sub> (мб)	σ <sub>жсн.</sub> (мб)	R
		МСП	МАР			
2 <sup>+</sup>	0,081	109,5		721,4	950,0	
4 <sup>+</sup>	0,265	19,6		175,4	230,0	1,2
6 <sup>+</sup>	0,545	1,4		19,5	46,0	2,2
2 <sup>+</sup>	0,785	-		192,8	250,0	1,3
3 <sup>+</sup>	0,859	-		117,8	200,0	1,7
8 <sup>+</sup>	0,911	0,14		2,7	7,4	2,6
4 <sup>+</sup>	0,956	-		57,8	100,0	1,7
5 <sup>+</sup>	1,075	-		27,6	80,0	2,9
6 <sup>+</sup>	1,215	-		10,8	12,0	1,1
7 <sup>+</sup>	1,376	-		5,2	8,0	1,5

Таблица 3

Расчеты для I68<sub>Бг</sub>

I <sub>к</sub> <sup>п</sup>	Q (МэВ)	σ <sub>пр.</sub> (мб)		σ <sub>кя</sub> (мб)	σ <sub>жсн.</sub> (мб)	R
		МСП	МАР			
2 <sup>+</sup>	0,079	119,6	102,7	714,2	1900,0	
4 <sup>+</sup>	0,264	20,5	22,1	167,0	380,0	2,0
6 <sup>+</sup>	0,549	8,2	2,3	16,5	32,0	1,3
2 <sup>+</sup>	0,821	-	10,8	175,0	156,0	0,9
3 <sup>+</sup>	0,895	-	-	104,0	124,0	1,2
8 <sup>+</sup>	0,928	0,2	-	2,2	4,0	1,7
4 <sup>+</sup>	0,994	-	-	46,5	74,0	1,6
5 <sup>+</sup>	1,117	-	-	23,0	40,0	1,7
6 <sup>+</sup>	1,263	-	-	7,1	11,0	1,6
7 <sup>+</sup>	1,433	-	-	4,2	5,4	1,3
8 <sup>+</sup>	1,624	-	-	1,5	1,0	0,6

Таблица 4

Расчеты для I70<sub>Бг</sub>

I <sub>к</sub> <sup>п</sup>	Q (МэВ)	σ <sub>пр.</sub> (мб)		σ <sub>кя</sub> (мб)	σ <sub>жсн.</sub> (мб)	R
		МСП	МАР			
2 <sup>+</sup>	0,078	122,8	119,2	680,6	2000,0	
4 <sup>+</sup>	0,260	25,8	30,3	157,1	260,0	1,4
6 <sup>+</sup>	0,540	1,0	0,9	16,2	54,0	3,1
8 <sup>+</sup>	0,912	0,06	-	2,6	2,0	0,75
2 <sup>+</sup>	0,934	-	7,9	123,6	170,0	1,3
3 <sup>+</sup>	1,010	-	-	62,8	86,0	1,4
4 <sup>+</sup>	1,103	-	-	34,5	66,0	1,9
5 <sup>+</sup>	1,236	-	-	18,8	26,0	1,4
6 <sup>+</sup>	1,412	-	-	16,0	12,4	0,8
7 <sup>+</sup>	1,557	-	-	4,2	5,4	1,3

При вычислениях  $\sigma_T$  играют роль ограничения коллективной модели. В расчетах сечений рассеяния через компаунд ядро  $\sigma_{кя}$  оптический потенциал считался сферическим, как и коэффициенты проницаемости. При необходимости точных оценок следует более корректно учитывать как форму ядра, так и ангармоничность  $\gamma$ -колебаний, однако имеющиеся экспериментальные данные, по-видимому, не обладают достаточной точностью для оценки этих эффектов.

Авторы признательны П.Т.Прокофьеву и В.А.Бондаренко за плодотворные обсуждения.

#### Литература

1. Бондаренко В.А., Григорьев Е.П., Прокофьев П.Т. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №II, с.2141-2149.
2. Григорьев Е.П., Бондаренко В.А. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983, т.43, с. 2261-2267.
3. Бондаренко В.А., Григорьев Е.П., Прокофьев П.Т. Изв.АН СССР. Сер. физ., 1982. т.46, №II, с.2080-2083.
4. Григорьев Е.П., Бондаренко В.А. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985, т.49, №I, с. 98-100.
5. Ситыко С.П., Андреев Е.А., Васенко В.К. Я.Ф. 1977, т.77, с.III9.
6. Coore D.F. et al. Phys.Rev. 1977, v.C16, p.2223.
7. Fernandez J.H., Cabesaz R. J. Phys.G. Nucl.Phys.1983,v.9, p. 1115.
- Гареев Ф.А. и др. Изв.АН СССР, Сер физ. 1985, 49, с. 2218.
8. Bohr A., Mottelson B.R. Phys. Scr., 1982, v.25, p.28.
9. Dumitrescu T.S., Hamamoto I. Nucl.Phys., 1981, v.A383, p.205.
10. Hamamoto I., Mottelson B.R. Phys.Lett., 1983, v.127B, p.281.
11. Gomil I.M., Fullbright H.M. BARS, 1984, v.29, p.719.
12. Davydov A.S., Filippov G.F. Nucl.Phys., 1958, v.8, p.1237.
13. Godman L. Phys.Rev., 1976, v.C13, p.1674.
14. Raynal J. NEA, 1979, 0850/01.
15. Фернандес Х.Р., Кабесас Р., Лопес Р. Я.Ф., 1985, т.41, с.1508.
16. Bechetti F.D., Greenlees G.W. Phys. Rev., 1969, v.182, p.1190.
17. Moldauer P.A. Int. School on Nucl.Model Computer Codes, Trieste, 16 Jan - 4 Feb., 1984.
18. Hofman H.M. et al. Ann.Phys., 1975, v.90, p.403.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 ноября 1986 года.

Григорьев Е.П. и др.  
Механизм неупругого рассеяния нейтронов  
на изотопах  $^{164,166,168,170}\text{Er}$

P4-86-756

Проведен расчет неупругого рассеяния нейтронов на изотопах  $^{164,166,168,170}\text{Er}$  с учетом как прямых процессов, так и процессов через составное ядро. Расчеты проводятся на основе моделей аксиального и неаксиального ротатора. Получено согласие с экспериментальными сечениями, однако для полного понимания влияния эффектов ангармоничности необходимы более точные экспериментальные измерения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Grigoriev E.P. et al.  
On Mechanism of Inelastic Neutron  
Scattering on  $^{164,166,168,170}\text{Er}$  Isotopes

P4-86-756

Cross sections of inelastic neutron scattering on nucleus  $^{168}\text{Er}$  are calculated by taking into account both direct and compound nucleus processes. The calculations are given by axial and nonaxial rotator. It is shown that the theoretical cross sections are in accordance with the experimental data, but for correct understanding of anharmonicity it is necessary to have more precise measurement.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986