

ВОЗБУЖДЕНИЕ ОКТУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЯДРАХ САМАРИЯ
ПРИ НЕУПРУТОМ РАССЕЙАНИИ ПРОТОНОВ

А. Б. Курепин

Наличие в ряде ядер электромагнитных переходов типа $E3$, идущих с большой вероятностью, указывает на существование в этих ядрах коллективных состояний, характеризующихся октупольной деформацией поверхности. Энергии возбуждения октупольных состояний были найдены из изучения радиоактивных распадов ядер, а вероятности электромагнитных переходов наиболее точно определялись в работах по кулоновскому возбуждению при рассеянии на ядрах различных заряженных частиц с энергией меньше кулоновского барьера /1, 2/. Приведенные вероятности электромагнитных переходов $B(E3)$ могут быть выражены через параметры октупольной деформации β_3

$$B(E3) = \left(\frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \right)^2 R_0^2 \beta_3^2, \quad (1)$$

где Z - заряд ядра, $R_0 = r_0 A^{1/3}$ и r_0 - радиальный параметр. В сферических четно-четных ядрах октупольные возбуждения имеют чисто вибраторный характер и приводят к появлению состояний $J^\pi = 3^-$. В четно-четных ядрах с отклонением от сферической симметрии в основном состоянии связь колебаний с вращением приводит при сохранении аксиальной симметрии к существованию вращательной полосы Γ , 3^- , 5^- и т.д. /3/.

При увеличении энергии падающих заряженных частиц помимо процесса кулоновского возбуждения значительную роль приобретает ядерное взаимодействие, также приводящее к возбуждению октупольных колебаний в ядрах. Ядерное взаимодействие может быть

выбрано в виде оптического потенциала Вудса-Саксона с отклонением от сферичности. В этом случае вероятности ядерных переходов, которые выражаются через параметры деформации, не могут быть найдены без одновременного отыскания параметров оптического потенциала. Для такого анализа надо располагать данными об угловых распределениях упругого и неупругого рассеяния.

Методом расчета при малых значениях деформации может быть первый порядок борновского приближения с искаженными волнами /5/. Однако, как показано ниже, учет связи каналов для квадрупольных и октупольных возбуждений может существенно изменить результаты расчета.

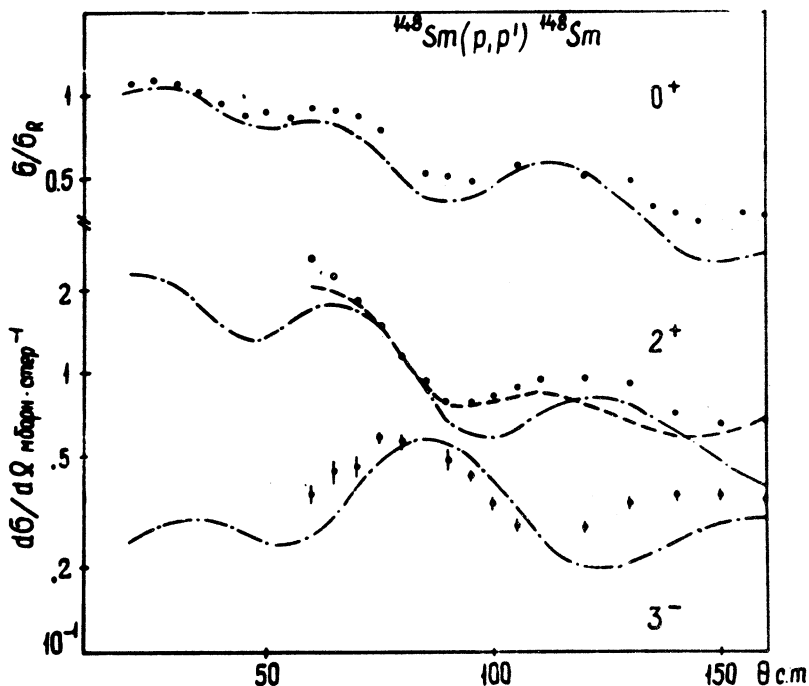
Для значительного числа изотопов ядер редкоземельной области Элбеком и сотрудниками были проведены измерения неупругого рассеяния 12 Мэв дейтронов с возбуждением октупольных состояний /2,4/. Однако измерения проводились при двух - трех углах рассеяния, что затрудняло анализ.

В настоящей работе проводится анализ результатов по измерению неупругого рассеяния протонов с энергией 12 Мэв на ядрах ^{148}Sm и ^{154}Sm /6/. В этой работе получены необходимые для анализа октупольных возбуждений угловые распределения упруго рассеянных протонов, а также неупруго рассеянных с возбуждением первых уровней 2^+ ($E_{\text{возб}} = 0,551$ Мэв) и 3^- (1,162 Мэв) ядра ^{148}Sm и 2^+ (0,082 Мэв) и 3^- (1,011 Мэв) ядра ^{154}Sm . Наблюдался также первый уровень вращательной полосы отрицательной четности 1^- (0,92 Мэв) деформированного ядра ^{154}Sm . В расчетах пренебрегалось малым вкладом возбуждения двухфонного состояния $4^+(1,181$ Мэв) ядра ^{148}Sm , не разрешенного с уровнем 3^- /7/.

Расчеты были проведены по методу связанных каналов с использованием программы последовательных приближений /8/. Оптический потенциал обладал только поверхностным поглощением (W_s). Деформация действительной спин-орбитальной части учитывалась согласно работе /9/. В расчетах была использована вибрационная модель, т.е. отклонение формы ядра от сферической симметрии имело вид:

$$R - R_0 = R_0 \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi), \quad (2)$$

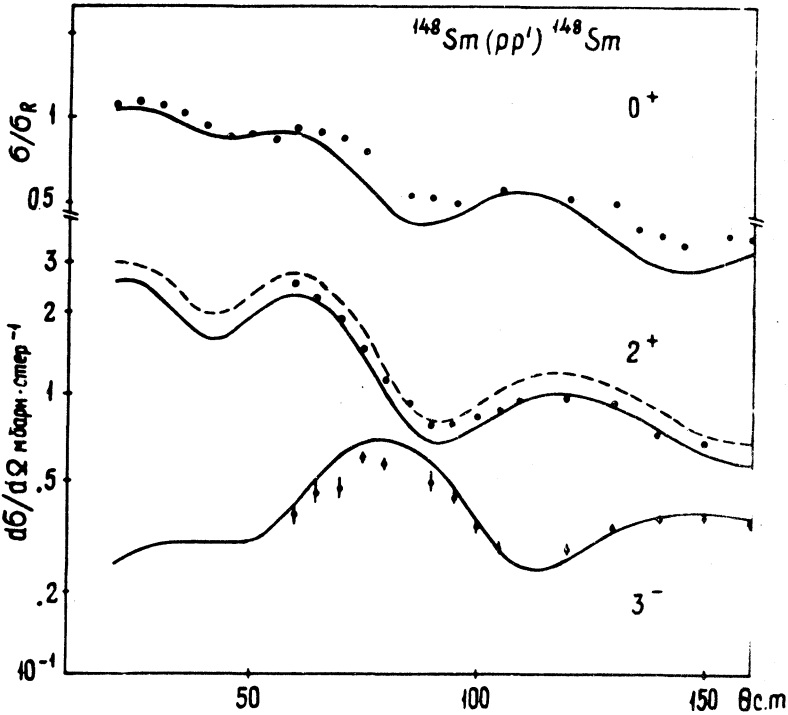
где R - радиус ядра. Среднеквадратичные значения деформаций β_λ определяются как средние величины выражений $(\sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2)^{1/2}$.



Р и с. 1. Угловые распределения упруго и неупруго рассеянных протонов с энергией 12 Мэв ядрами ^{148}Sm . Точки - экспериментальные данные, штрих-пунктирная кривая - расчет по методу связанных каналов с набором параметров I табл. I (работа /10/). Пунктирная кривая взята из работы /10/, где расчет произведен с учетом размытия кулоновского потенциала.

Для сферического ядра ^{148}Sm применимость вибративной модели не вызывает сомнений. Расчет был проведен сначала с параметрами оптического потенциала, определенными в работе /10/ (набор I табл. I), где учитывалась только связь каналов 0^+ и 2^+ . Как

видно из рис. 1, согласие с данными для уровня 3^- не может считаться окончательным. Пунктирная кривая для сечения с возбуждением уровня 2^+ рассчитана с учетом размытия кулоновского потенциала /10/, что дает существенное улучшение согласия с экспериментом.



Р и с. 2. То же, что на рис. 1. Сплошная кривая – расчет с набором параметров 2 табл. I, пунктир – тот же набор параметров, но $\beta_2 = 0,14$.

Оказалось, что небольшое увеличение глубины действительной части оптического потенциала (набор 2, табл. I) позволяет добиться лучшего описания данных (рис.2). Расхождение с данными по упругому рассеянию можно объяснить неточностью нормировки сечений.

Таблица I

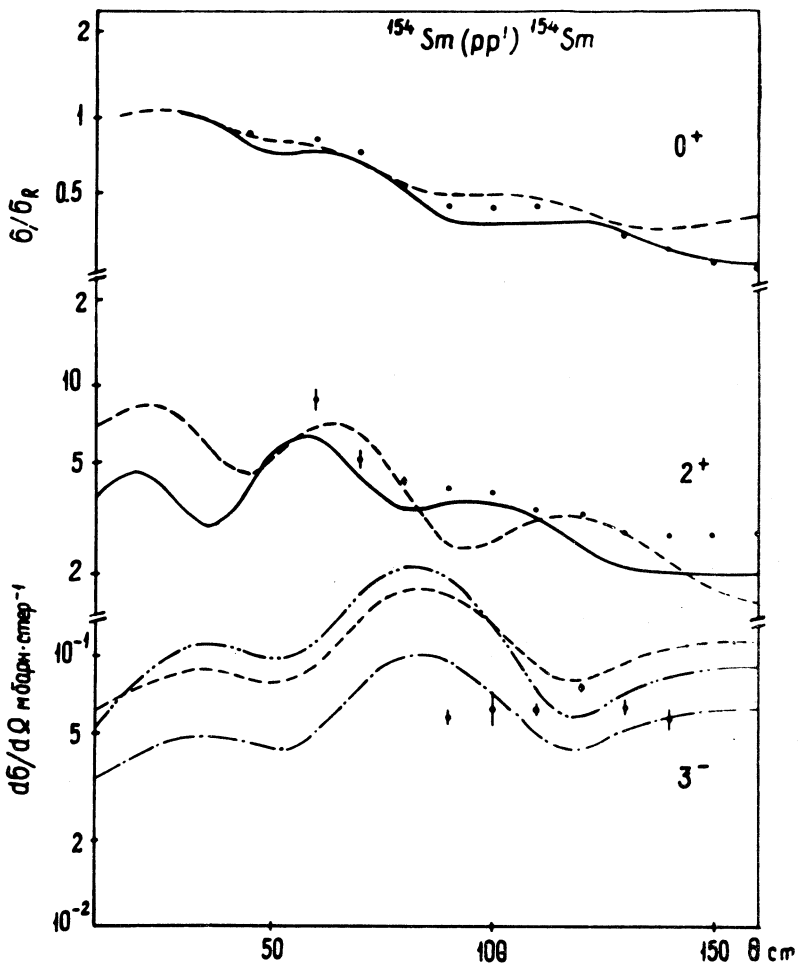
Параметры оптического потенциала ядер $^{148,154}\text{Sm}$.

№	ядро	V, МэВ	r_0 , фм	α , фм	W_s , МэВ	r_{01} , фм	α_1 , фм	$V_{s.o.}$, МэВ	$r_{s.o.}$, фм	$\alpha_{s.o.}$, фм
1	^{154}Sm	56,7	1,204	0,741	8,6	1,243	0,63	6	1,06	0,74
2	^{148}Sm	60	1,204	0,741	8,6	1,243	0,63	6	1,06	0,74

Таблица 2

Параметры деформации ядер $^{148,154}\text{Sm}$.

ядро	ссылка	/2/	/10/	/11/	настоящая работа
^{154}Sm		$\beta_3 = 0,08 \pm 0,02$	$\beta_2 = 0,284 \pm 0,01$ $\beta_4 = 0,046 \pm 0,01$		$\beta_2 = 0,28 \pm 0,01$ $\beta_3 = 0,06 \pm 0,02$
^{148}Sm		$\beta_3 = 0,155 \pm 0,02$	$\beta_2 = 0,13 \pm 0,01$	$\beta_2 = 0,12 \pm 0,02$ $\beta_3 = 0,15 \pm 0,01$	$\beta_2 = 0,126 \pm 0,01$ $\beta_3 = 0,155 \pm 0,01$



Р и с. 3. Угловые распределения упруго и неупруго рассеянных протонов с энергией 12 Мэв ядрами ^{154}Sm . Точки - экспериментальные данные, сплошные кривые - расчет по ротационной модели с набором параметров I табл. I; пунктир - расчет по вибрационной модели с учетом связи каналов 0^+ 2^+ 3^- и $\beta_2 = 0,28$, $\beta_3 = 0,08$; штрих-штрих пунктир - связь каналов 0^+ 3^- и $\beta_2 = 0,28$, $\beta_3 = 0,08$; штрих-пунктир - связь каналов 0^+ 2^+ 3^- и $\beta_2 = 0,28$, $\beta_3 = 0,06$.

Для описания сечений упругого рассеяния и неупругого с возбуждением уровня 2^+ деформированного ядра ^{154}Sm применима ротационная модель (сплошные кривые на рис. 3) и не применима вибрационная (пунктирные кривые). Расчет сечения 3^- с набором параметров работы /10/ и $\beta_3 = 0,08$, взятым из работы по кулоновскому возбуждению /2/, дает плохое согласие с экспериментом. Учет связи с каналом 2^+ , имеющим большую квадрупольную деформацию $\beta_2 = 0,28$, и уменьшение β_3 до $0,06$ значительно улучшает ход сечения рассеяния с возбуждением уровня 3^- . По-видимому, лучшее согласие будет достигнуто при использовании волновых функций нефермического ядра с учетом октупольных колебаний /3/.

Величины параметров октупольной деформации, определенные в настоящей работе, хорошо согласуются, как видно из табл. 2, с данными полученными из кулоновского возбуждения /2/ и неупругого рассеяния протонов при энергии $24,5$ Мэв /II/.

Институт Ядерных Исследования АН СССР

Поступила в редакцию

6 декабря 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. O. Nathan. Диссертация, Munksgaard, Copenhagen, 1964.
2. E. Veje, B. Elbek, B. Herskind, M. C. Olesen. Nucl. Phys., A 109, 489 (1968).
3. А. С. Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, Москва 1967 г.
4. T. Grotdal, K. Nybo, T. Thorsteinsen, B. Elbek. Nucl. Phys., A 110, 385 (1968).
5. A. M. Bernstein. Advances in Nuclear physics, Plenum Press, New York, London, 1969.
6. А. Б. Курепин, Б. Мадсен, Б. Элбек. Изв. АН СССР, сер. физическая 31, 195 (1967).
7. R. A. Kenefick, R. K. Sheline. Phys. Rev., 133, 25 (1964).
8. J. Raynal, Nuclear Theory course. Trieste, 1971.
9. H. Sherif, J. S. Blair. Phys. Letts., 26B, 489 (1968).
10. А. В. Курепин, H. Schulz, H. J. Wiebicke. Nuc. Phys. (в печати).
11. А. В. Курепин, R. M. Lombard. Phys. Letts. (в печати).