

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-87-478

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, Б.К.Кульджанов*,
К.П.Маринова, Б.Н.Марков, Хоанг Тхи Ким Хуэ,
Чан Конг Там

РАЗЛИЧИЯ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
С ЧЕТНЫМ И НЕЧЕТНЫМ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ

Направлено в журнал "Известия АН СССР"

*Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

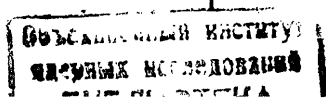
Среднеквадратичный зарядовый радиус (СКЗР) является одной из важнейших характеристик атомного ядра. Его величина определяется эффективными силами, действующими между нуклонами, формой ядра, амплитудой колебаний ядерной поверхности, толщиной поверхностного слоя. В настоящее время существует целый ряд способов определения СКЗР: рассеяние электронов, спектры мезоатомов, рентгеновские и оптические спектры атомов. Последний из способов приобрел за последние годы широкое распространение благодаря использованию лазеров с перестраиваемой длиной волны. Высокие монохроматичность и интенсивность лазерного излучения позволяют проводить измерения с высокой точностью и с ультрамалыми количествами вещества, вплоть до считанных атомов. С помощью этого метода был исследован широкий круг ядер, включая радиоактивные.

Полученная информация позволила судить об основных закономерностях поведения СКЗР с изменением числа нейтронов в ядре. Было показано, что во многих случаях изменения СКЗР значительно отклоняются от простой эмпирической закономерности: $R = r_0 A^{1/3}$. Большинство этих отклонений объясняются изменением деформации ядра. Однако, в ряде случаев необходимо учитывать и другие факторы^{1,2,3/}.

Менее исследованным является поведение СКЗР при добавлении одного нейтрона к остову. В то же время такие данные представляли бы большой интерес, т.к. позволили бы судить о том, как связаны размеры ядра с различными квантовыми состояниями нечетного нуклона. Более скудная информация об этом отчасти связана и с экспериментальными трудностями, т.к. сверхтонкое расщепление оптических линий в случае нечетных ядер вызывает необходимость дополнительных измерений.

В настоящей работе представлены результаты измерений разностей СКЗР с нечетным и четным (на единицу меньшим) числом нейтронов. Для измерений были выбраны стабильные изотопы *Nd*, *Sm* и *Gd* с числом нейтронов 83 - 93. В этой области массовых чисел происходит сильное изменение формы ядра (от сферической к сфероидальной), поэтому квантовые состояния нечетных нейтронов существенно различны. Хотя в данной области ядер проведено немало измерений разностей СКЗР, в том числе и оптическими методами, большинство их выполнено с использованием классической интерференционной техники, и точность их во многих случаях недостаточна. Например, для нечетных изотопов *Gd* ошибка измерений достигает 30%^{4/}.

Метод измерений, используемый в нашей работе, был основан на резонансной флуоресценции исследуемых атомов, возбуждаемых лазерным



излучением. Используемая в экспериментах установка подробно описана в работах^{5,6/}. Атомный пучок, получаемый путем нагревания вещества в тигле и формируемый системой коллиматоров, пересекает под прямым углом лазерный луч. Источником его является кольцевой лазер на красителе "Спектра-физикс" непрерывного действия со сканируемой длиной волны. Регистрация спонтанного светового излучения, испускаемого возбужденными атомами, производилась фотомножителем, работающим в режиме счета одиночных фотонов и связанным с многоканальным временным анализатором, который был синхронизован со сканируемой частотой лазера. Аппаратурная ширина линии резонансной флуоресценции составляла 50 МГц. Эффективность установки (отношение числа зарегистрированных импульсов в пике данной линии к числу вылетевших из тигля атомов) достигала для исследованных ядер $5 \cdot 10^{-7}$, что позволяло работать с широким кругом изотопов. В ряде случаев, когда использовались окислы исследуемых элементов, обогащенные каким-либо изотопом, испарение производилось с помощью импульсного лазера. В типичных экспериментах измерялась зависимость числа резонансно рассеянных фотонов от длины волны лазерного излучения, и таким путем определялись разности резонансных частот для отдельных изотопов и компонент сверхтонкой структуры. В таблице I приведены характеристики используемых для измерений оптических переходов^{7/}: длина волны (λ), энергия (E), момент электронной оболочки (J) и полный (F) момент^{8/} начального и конечного состояний.

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}, \quad (I)$$

где I - спин ядра. Для изотопов Nd и Sm $I = 7/2$, а изотопов Gd $I = 5/2$.

На рис. I представлены примеры измеренных спектров для изотопов Gd и Nd . Как видно из табл. I и рис. I, в случае Gd разрешены все компоненты сверхтонкой структуры /СТС/, а в случае Nd число разрешенных компонент достаточно велико. Это обстоятельство позволило идентифицировать компоненты СТС, учитывая известное сверхтонкое расщепление нижнего уровня всех исследуемых нами переходов в Gd и Nd и теоретически рассчитанное соотношение между интенсивностями компонент СТС. На рис. I указана эта идентификация: F обозначает полный момент нижнего, а F' - верхнего уровня. Далее определяется полный сдвиг компонент одного из уровней, участвующих в рассматриваемом переходе, по отношению к любому соседнему четно-четному изотопу - $\Delta \nu_{F, A, A+I}$. Для определения изотопического сдвига центра тяжести

СТС используется выражение

$$\Delta \nu_{A, A+I} = \sum_F (2F+1) \Delta \nu_{F, A, A+I} / \sum_F (2F+1). \quad (2)$$

В случае Sm используемый оптический переход характеризовался малым сверхтонким расщеплением. Поэтому его компоненты не разрешались, но в то же время отчетливо разделялись линии от четных и нечетных изотопов, что позволяло определить изотопический сдвиг как разность положений пиков этих линий.

В таблице 2 представлены изотопические сдвиги между нечетными изотопами, отличающимися на два нейтрона, между четными и нечетными и для сравнения - между четно-четными. Типичная ошибка измерений составляла от 3 до 15 МГц, или 5-10%.

Совместимость измеренных значений изотопических сдвигов проверялась с помощью графика Кинга^{4,9/}. На этом графике по осям откладываются значения модифицированных изотопических сдвигов для сравниваемой пары оптических переходов:

$$\Delta \nu_{Мод}^{A, A'} = \Delta \nu_{Эксп}^{A, A'} \frac{A A'}{A' - A} \cdot \frac{A_0' - A_0}{A_0 A_0'}, \quad (3)$$

где A , A' и A_0 , A_0' - соответственно массовые числа измеряемых и реперных изотопов. Если измеренные значения изотопических сдвигов совместимы, то они должны лежать на прямой линии. Это имело место для всех измеренных нами случаев.

Связь между измеренными значениями изотопических сдвигов $\Delta \nu_{Экп}^{A, A'}$ и разностью среднеквадратичных зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}$ достаточно хорошо известна^{4/}. Эти величины связаны выражениями:

$$\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'} = \frac{\Delta \nu_{Экп}^{A, A'} - \Delta \nu_{МС}^{A, A'}}{E_L \phi(Z)}, \quad (4)$$

$$\Delta \nu_{МС}^{A, A'} = \frac{A' - A}{A A'} (M_{НМС} + M_{СМС}), \quad (5)$$

$$M_{НМС} = 5,487 \cdot 10^{-4} \nu, \text{ МГц}, \quad (6)$$

где $\Delta \nu_{МС}^{A, A'}$ - массовый сдвиг, включающий нормальный и специфический сдвиги с константами, соответственно, $M_{НМС}$ и $M_{СМС}$, а E_L и $\phi(Z)$ - соответственно электронный и ядерный факторы. Таким образом, процедура определения разностей зарядовых радиусов из измеренных значений сводится к нахождению константы $M_{СМС}$ и расчету факторов E_L и $\phi(Z)$. Для исследованных нами элементов эта процедура подробно изложена в работе^{3/}, а соответствующие значения констант и факторов приведены в таблице 3. При этом в случае Sm и перехода с $\lambda = 5746 \text{ \AA}$ в Gd использовались расчетные значения факторов E_L (неопределенность расчета составляет 5%), а в случае Nd и перехода с $\lambda = 5791 \text{ \AA}$ в Gd из-за большого и неизвестного смешивания конфигураций - экспериментальные значения E_L , полученные из сравнения с рентгеновскими спектрами^{10/}.

Полученные таким образом разности СКЗР ядер с четным и на единицу большим нечетным числом нейтронов представлены в таблице 4. Для сравнения приведены также значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ ядер, отличающихся на два

Таблица I

Характеристики оптических переходов

Элемент	$\lambda, \text{Å}$	Начальное состояние			Конечное состояние		
		$E, \text{см}^{-1}$	J	F	$E, \text{см}^{-1}$	J	F
60 Nd	5729,29	2367	6	$5/2 - 13/2$	1916	5	$3/2 - 17/2$
62 Sm	5746,50	812	2	$3/2 - 11/2$	18209	3	$1/2 - 13/2$
64 Gd	5746,36	533	4	$5/2 - 11/2$	17931	4	$5/2 - 11/2$
	5791,38	533	4	$5/2 - 11/2$	17995	3	$3/2 - 9/2$

Таблица 2

Измеренные разности резонансных частот изотопов Nd, Sm и Gd

Nd 5729,29 Å		Sm 5746,50 Å		Gd 5746,36 Å		5791,38 Å	
A	A'	$\Delta\nu, \text{МГц}$	A	A'	$\Delta\nu, \text{МГц}$	A	A'
I42	I43	232(4)	I47	I49	-1348(7)	I54	I55
I42	I44	574(3)	I48	I49	-512(5)	I54	I56
I43	I45	475(I2)	I48	I50	-1656(7)	I55	I57
I44	I45	I33(I0)				I56	I57
I44	I46	504(5)				I56	I58

Таблица 3

Параметры, необходимые для расчета $\Delta\langle z^2 \rangle$

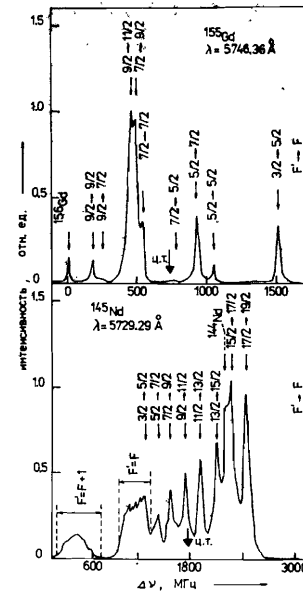
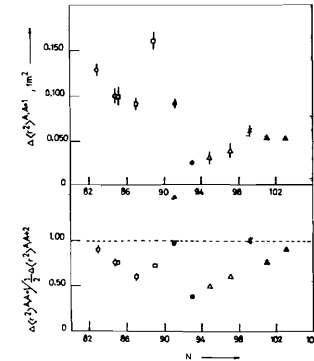
Изотопы	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\nu, \text{см}^{-1}$	$f(Z)$	E_i
		МГц	$\text{гг}/\text{см}^2$	
I43, I45 Nd	5729,29	-530(60)	17,70	0,215(I7)
I47, I49 Sm	5746,50	-40(30)	19,41	-0,279
I55, I57 Gd	5746,36	-70(40)	23,24	-0,326
	5791,38	-70(40)	23,24	-0,297(23)

Таблица 4

Разности зарядовых радиусов ядер Nd, Sm и Gd

Nd		Sm		Gd	
A	A'	A	A'	A	A'
I42	I43	I46	I47	I54	I55
I42	I44	I46	I48	I54	I56
I43	I45	I47	I49	I55	I57
I44	I45	I48	I49	I56	I57
I44	I46	I48	I50	I56	I58
		I50	I51		
		I50	I52		

* - данные работы /14/

Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеянного лазерного излучения от его частоты для изотопов ^{155}Gd и ^{145}Nd .Рис. 2. Зависимость разности среднеквадратичных зарядовых радиусов соседних ядер $\Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+1}$ и параметра $\gamma = \frac{\Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+1}}{\frac{1}{2} \Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+2}}$ от числа нейтронов в ядре.

нейтрона. Хорошая точность измерений $\Delta\langle z^2 \rangle$ (как правило, не хуже 5-7%) позволяет детально судить об изменении СКЗР с ростом числа нейтронов в ядре. На рис. 2 представлена зависимость разности СКЗР ядер, отличающихся на один нейтрон, от числа нейтронов в ядре. Для полноты картины приведены также аналогичные данные для изотопов ^{24}Dy , ^{111}Er , ^{82}Dy и ^{137}Er . Полученная зависимость близка к той, которая известна для четно-четных ядер (скачок $\Delta\langle z^2 \rangle$ в районе $N=90$), однако разброс экспериментальных точек несколько больше.

Представляет также интерес сравнить, как изменяется СКЗР ядра при добавлении одного и двух нейтронов. Для этого обычно используется параметр, определяющий четно-нечетные различия зарядовых радиусов:

$$\gamma = \frac{\Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+1}}{\frac{1}{2} \Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+2}} \quad (7)$$

Необходимо отметить, что ошибка значений этого параметра ниже, чем в случае значений $\Delta\langle z^2 \rangle$, т.к. отсутствуют неопределенности величин электронного фактора E_i и специфического массового сдвига.

Зависимость параметра γ от числа нейтронов в ядре представлена на рис. 2. Видно, что в большинстве случаев $\gamma < 1$, т.е. изменение зарядового радиуса при добавлении одного нейтрона, как правило, составляет менее половины от соответствующего изменения при добавлении пары

нейтронов. Такой эффект наблюдался и в других областях ядер (например, в изотопах Ba , Xe , Eu) и объяснялся эффектом блокировки, обусловленной нечетным нейтроном 157 .

Следует отметить большой разброс значений γ даже при одинаковых квантовых характеристиках добавляемого нейтрона. Так, для всех исследованных ядер Nd и Sm нечетный нейтрон находится в состоянии $g_{7/2}$, а значения γ меняются почти вдвое. Еще большие различия γ (в три раза) имеют место для изотопов ^{155}Gd и ^{157}Gd , хотя в обоих ядрах состояния нечетного нейтрона одинаковы $-[521]_{5/2}$. По-видимому, важную роль играют и нуклоны остова, к которым добавляется нечетный нейтрон.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

Литература

1. Gerhardt H., Matthias E., Rinneberg H., Schneider F., Timmermann A., Wenz R., West P.J. Z.Phys.A, 1979, v.292, p.7.
2. Martin A.G., Dutta S.B., Rogers W.F., Clark D.L. Phys.Rev.C, 1986, v.34, p.1120.
3. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г., Крынецкий Б.Б., Маринова К.П., Марков Б.Н., Мишин В.А., Оганесян Ю.Ц., Стельмах О.М., Хоанг Тхи Ким Хуэ, Чан Конг Там. Препринт ОИЯИ, П15-87-115, Дубна, 1987.
4. Heilig K., Steudel A. At.Data Nucl.Data Tables, 1974, v.14, p.613.
5. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджакв Э.Г., Оганесян Ю.Ц., Хан Ген И, Чан Конг Там. Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.2261.
6. Gangrsky Yu.P., Han Gyong I., Marinova K.P., Markov B.N., Nadjakov E.G., Tran Cong Tam. JINR, E6-86-233, Dubna, 1986.
7. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. Atomic energy levels. The rare-earth elements. NSRDS, NBS 60, U.S. GPO, Washington, D.C., 1978.
8. Копферман Г. Ядерные моменты. М., ИЛ, 1960.
9. King W.H. J.Opt.Soc.Am., 1963, v.53, p.638.
10. Boehm F., Lee P.L. At.Data Nucl.Data Tables, 1974, v.14, p.605.
11. Clark D.L., Greenless G.W. Phys.Rev.C, 1982, v.26, p.1636.
12. Bernard A., Brüggemeyer H., Pfeuter V. Z.Phys.A, 1985, v.322, p.1.
13. Clark D.L., Cage M.E., Lewis D.A., Greenless G.W. Phys.Rev.A, 1979, v.20, p.239.
14. Heilig K. Hyperfine Inter., 1985, v.24-26, p.349.
15. Rechal B.C., Sörensen R.A. Nucl.Phys., 1971, v.A161, p.385.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июня 1987 года.

Гангрский Ю.П. и др.

P6-87-478

Различия зарядовых радиусов ядер редкоземельных элементов с четным и нечетным числом нейтронов

Измерены изотопические сдвиги в оптических спектрах атомов Nd, Sm и Gd. Методика измерений была основана на резонансной флуоресценции исследованных атомов. Для их возбуждения использовался лазер на красителе с перестраиваемой длиной волны. Из измеренных значений изотопических сдвигов получены разности среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер редкоземельных элементов с четным и нечетным числом нейтронов. Обсуждается зависимость четно-нечетных различий зарядовых радиусов от числа нейтронов в ядре.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Gangrsky Yu.P. et al.

P6-87-478

Nuclear Charge Radii Odd-Even Staggering of Rare-Earth Elements

Isotope shifts in optical spectra of Nd, Sm and Gd atoms have been investigated. The experimental method was based on resonance fluorescence of the investigated atoms. The tunable dye-laser was used for atom excitation. Changes in mean-square nuclear charge radii for atom excitation. Changes in mean-square nuclear charge radii for odd and even nuclides were extracted from reported isotope shifts. The dependence of nuclear charge radii odd-even staggering on neutron number is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987