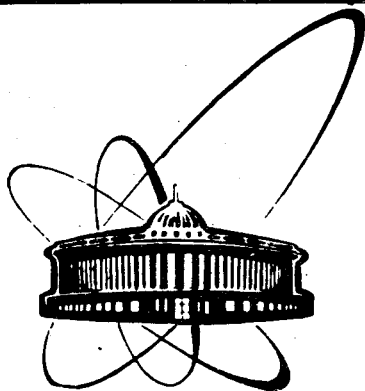


89-483



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 19

P6-89-483

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ
Gd ИЗ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОТОПИЧЕСКИХ СДВИГОВ

Направлено в Болгарский физический журнал

*Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1989

Определение зарядовых радиусов Gd
из оптических изотопических сдвигов

Методом лазерной спектроскопии высокого разрешения в атомном пучке исследованы изотопические сдвиги на 15 оптических переходах в GdI с основного $4f^7 5d 6s^2 a^9 D_J^0$ мультиплета. С целью исключения влияния перекрестных эффектов второго порядка и смешивания конфигураций экспериментальные результаты проанализированы разными способами. Получены прецизионные значения изменений среднеквадратичного зарядового радиуса ядер Gd.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Determination of Nuclear-Charge Radii
Charges of Gd from Optical Isotope Shift

High resolution laser-atomic beam spectroscopy has been applied to investigate the isotope shifts for 15 optical transitions starting from the ground $4f^7 5d 6s^2 a^9 D_J^0$ multiplet of GdI. The isotope shift measurements have been analysed using various methods to exclude configuration interaction and crossed-second order effects. Precise values of nuclear-charge radii changes of Gd have been obtained and discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

1. Введение

В нашей предыдущей работе^{/1/} детально исследованы сверхтонкое расщепление и изотопический сдвиг ИС/ на 15 спектральных линиях Gd , соответствующих переходам с основного a^9D^0 мультиплетта к возбужденным z^9D и z^9F мультиплеттам. Эти переходы преимущественно типа $ns^2 \rightarrow nsp$ имеют отрицательный ИС из-за большой плотности электронной волновой функции нижней $4f^7 5d6s^2$ -конфигурации в центре ядра.

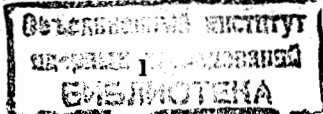
Результаты работы^{/1/}, полученные прецизионным методом лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке, четко демонстрируют значительный вклад перекрестных эффектов второго порядка^{/2/}, а также, по всей вероятности, смешивания электронных состояний в определяемых ИС. С этими обстоятельствами связана основная проблема в интерпретации результатов по ИС.

В работах^{/3-5/} методом лазерной резонансной флуоресценции на атомном пучке нами впервые сделаны детальные измерения ИС и сверхтонкой структуры на 4 спектральных линиях Gd , на основании которых определены изменения среднеквадратичного зарядового радиуса (СКЗР) всех стабильных изотопов Gd . Расчеты (см.^{/3/}) проводились стандартной процедурой для чистых $ns^2 \rightarrow nsp$ переходов; показано, что она применима для переходов, в которых, несмотря на сильное смешивание конфигураций, число f -электронов не меняется. Допускаемая при этом ошибка оценивается в несколько процентов и не отражена в погрешностях $\Delta\langle r^2 \rangle$, приведенных в^{/3/}. Поскольку точные спектроскопические данные о конфигурационном составе исследуемых в работе^{/3/} переходов отсутствуют, изучение большого числа уровней является крайне желательным, так как дает возможность: а) сделать качественные и/или количественные выводы о степени смешивания конфигураций (см.^{/1/}) и б) выбрать самые подходящие уровни, из ИС которых можно с наибольшей надежностью рассчитать изменения СКЗР- $\Delta\langle r^2 \rangle$.

Поэтому в настоящей работе на основании данных о ИС всех изученных в^{/1/} переходах корректируются и уточняются наши предыдущие результаты^{/3-5/} по изменению СКЗР ядер Gd .

2. Определение изменения зарядового радиуса

Экспериментальная методика для измерения ИС и компонент сверхтонкой структуры в резонансно-возбужденных атомных спектрах описана нами неоднократно (см., например,^{/3/}); здесь больше не будем останавливаться на этом. Отметим только, что точность измерения в работе^{/1/}



повышена приблизительно в два – три раза по сравнению с измерениями в ^{3/}. Это было достигнуто за счет уменьшения доплеровского уширения и более точного (в 10 раз) учета нелинейности сканирования. В итоге статистическая ошибка в экспериментальных значениях ИС снизилась до 1 – 8 МГц (меньше 0,5%).

Извлечение изменений СКЗР ядер из экспериментальных ИС сводится к определению специфического массового сдвига (СМС) и электронного фактора E_i . Для чистых $ns^2 \rightarrow nsnp$ переходов СМС может быть оценен выражением ^{6/}

$$\Delta\nu_{\text{СМС}} = (0 \pm 0,5)\Delta\nu_{\text{НМС}} \quad (1)$$

Здесь $\Delta\nu_{\text{НМС}}$ – нормальный массовый сдвиг, который вычисляется из энергии перехода по известной формуле ^{6/}. В исследуемой области $\lambda \approx 5700 + 5800 \text{ \AA}$ для изотопической пары I58, I60: $\Delta\nu_{\text{НМС}} = 22,8 - 22,4 \text{ МГц}$. E_i определяется известным приближением Гаудсмита-Ферми-Сегре. В ^{3/} показано, что в случае Gd $E_i = E_{i,\text{расч}} = 0,326 (I6)$. Напомним, что изменения СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle$ связаны с экспериментальными значениями ИС и упомянутыми выше величинами известной формулой ^{3,6/}:

$$\Delta\langle r^2 \rangle = \Delta\nu_{\text{ПС}} / E_i f(Z). \quad (2)$$

Здесь $\Delta\nu_{\text{ПС}} = \Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{СМС}} - \Delta\nu_{\text{НМС}}$ – это т.н. полевой сдвиг, а $f(Z)$ – ядерный фактор.

К сожалению, в довольно сложном оптическом спектре Gd трудно ожидать наличия уровней с высокой чистотой. Даже в случае глубоко расположенной нечетной $4f^7 5d 6s^2$ конфигурации существует слабое перемешивание двух возможных ^{9D⁰} и ^{7D⁰} термов посредством $5d$ – спин-орбитального взаимодействия ^{7/}. Что касается исследованных нами возбужденных термов, то их состав известен только частично ^{8/}. Поэтому в данной работе сделана попытка оценить относительные ($\lambda_{\text{отн}}$ – отношение полевых сдвигов $\Delta\nu_{\text{ПС}}$ для двух пар изотопов) и абсолютные ($\Delta\langle r^2 \rangle$) изменения СКЗР ядер Gd разными способами. Применялись следующие методы:

А. Экспериментальная калибровка $\Delta\nu_{\text{СМС}}$ и электронного фактора $E_i = E_{i,\text{эксп}}$ из данных по ИС КХ-лучей и спектров мезоатомов ^{3/}; результаты приведены в таблице I. Калибровка сделана для всех 15 исследованных линий и для каждой линии вычислены значения изменений СКЗР. В таблице 2 приведены средние взвешенные значения $\Delta\langle r^2 \rangle$. Ошибки включают экспериментальные неопределенности в ИС, ошибки СМС и $E_{i,\text{эксп}}$. Небольшие погрешности в определении $\Delta\langle r^2 \rangle$ связаны с процессом усреднения по многим переходам. Они не превышают 3%, хотя, как указано в ^{3/} и видно из таблицы I, в этом случае СМС и E_i определяются с большими ошибками из-за больших погрешностей экспериментальных результатов по ИС КХ-лучей и спектров мезоатомов.

Таблица I

Электронные факторы и специфические массовые сдвиги, полученные методом калибровки по ИС спектров КХ-лучей и мезоатомов – А и по ИС чистого $ns^2 \rightarrow nsnp$ перехода – Б

$\lambda, \text{ \AA}$	Терм. нижн. J	верх. J	Метод А $E_i, \text{ экп}$	СМС, МГц	Метод Б $E_i, \text{ экп}$	СМС, МГц
5802.92	^{9D⁰} 2	^{9F} 1	0.323(25)	-47(48)	0.321(I6)	-31(I2)
7551.88	2	2	0.316(24)	-37(47)	0.315(I6)	-17(I2)
5823.97	3	2	0.323(26)	-14(52)	0.318(I6)	-12(I2)
5744.66	3	3	0.321(26)	-4(52)	0.317(I5)	2(I2)
5851.55	4	3	0.316(25)	-39(48)	0.314(I6)	-23(II)
5732.16	4	4	0.334(26)	2(48)	0.331(I7)	16(I2)
5889.57	5	4	0.328(26)	-23(50)	0.326(I6)	-5(II)
5709.42	5	5	0.328(26)	-4(47)	0.326(I6)	0(II)
5701.35	^{9D⁰} 3	^{9D} 2	0.237(I8)	-50(34)	0.235(I2)	-39(9)
5686.67	3	3	0.309(24)	-35(47)	0.308(I5)	-17(II)
5791.38	4	3	0.307(24)	-47(45)	0.304(I5)	-35(II)
5746.36	4	4	0.314(25)	-44(50)	0.309(I5)	-39(II)
5696.22	4	5	0.306(23)	-25(47)	0.304(I5)	-10(II)
5851.63	5	5	0.308(24)	-25(45)	0.306(I5)	-9(II)
5856.22	6	5	0.318(25)	-26(47)	0.317(I6)	-5(I2)

Б. Использование приведенных выше расчетных значений $E_i, \text{ расч}$ и СМС для чистого $ns^2 \rightarrow nsnp$ перехода.

Отметим, что определенных спектроскопических данных для такого перехода в исследуемых нами случаях нет. Однако результаты, полученные методом А (табл. I), показывают, что для переходов к возбужденному ^{9F} терму экспериментальные и расчетные значения E_i и СМС довольно близки. Наилучшее совпадение одновременно для обеих величин наблюдается на переходе $a^9D_5^0 \rightarrow x^9F_5$ с $\lambda = 5709.42 \text{ \AA}$: различия намного меньше сравнительно малых теоретических ошибок. Принимая этот переход за реперный, при помощи графика Кинга ^{6/} снова мы определили E_i и СМС для каждого другого перехода. Результаты, представленные в таблице I, показывают очень хорошее совпадение с результатами по методу А.

Далее использовалась описанная в ^{3/} процедура обработки экспериментальных данных и вычислялись значения $\lambda_{\text{отн}}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle$, которые приведены в табл. 2. Напомним, что в этом случае абсолютные значения разностей СКЗР вычисляются из значений усредненных по всем линиям $\lambda_{\text{отн}}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle_{I58, I60}$ для реперной линии. Полученные таким обра-

зом значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ чуть завышены по сравнению с результатами по методу А: меньше чем 2%. На основании этого можно сделать вывод, что $E_{i, \text{расч}}$ дает верхнюю границу оценки $\Delta\langle r^2 \rangle$.

Исходя из спектроскопических данных, однако, это не так легко обосновать. Дело в том, что в значительном энергетическом интервале около рассматриваемых термов находятся термы, относящиеся тоже к $4f^7 5d^6 6p$ -конфигурации. Только терм 7P около 16920 см^{-1} относится преимущественно к $4f^7 6s^2 6p$ -конфигурации. Смешивание состояний этого терма может привести к уменьшению изменения плотности электронного заряда $-\Delta|\psi(0)|^2$ в центре атома, а следовательно, и к уменьшению E_i . Как следует из результатов обработки методом А: 1) эффект такого типа действительно наблюдается для z^9D -мультиплета, в частности особенно сильно для z^9D_2 -уровня; 2) для переходов к z^9F -уровням значения $E_{i, \text{эксп}}$ разбросаны по обеим сторонам $E_{i, \text{расч}}$ и не слишком отличаются от него: наибольшая разница $\approx 3\%$ меньше, чем ошибки определения $E_{i, \text{расч}}$. В частности, для реперного уровня, 9F_5 влияние 7P терма должно быть уменьшено из-за большого различия в их энергиях и $E_{i, \text{эксп}} \approx E_{i, \text{расч}}$. По-видимому, здесь имеется другое влияние (смешивание состояний или эффект второго порядка), из-за которого реальное значение электронного фактора для реперного перехода все-таки больше расчетного.

В. Из-за больших отрицательных значений наблюдаемых ИС и сравнительно слабой J -зависимости $\text{СМС}/I$ можно пренебречь вкладом СМС в полном ИС. На самом деле, если на основании результатов, полученных методами А и Б, принять $\Delta\nu_{\text{СМС}} \approx 50 \text{ МГц}$ для соседних четно-четных изотопов, отклонение усредненных по всем переходам $\lambda_{\text{отн}}$ для этого случая по сравнению со случаями А и Б будут меньше 1% (см. табл. 2). Что касается абсолютных значений, нужна, конечно, калибровка для одной изотопической пары. Из табл. 1 видно, что при любом выборе реперной пары (из А или Б) различия будут тоже меньше 1%.

В заключение этого пункта обратим внимание на следующие факты: а) обработка результатов по методам А и Б исключает влияние смешивания конфигураций и перекрестных эффектов второго порядка; б) на основании этих же методов сделаны качественные заключения относительно возможных смешиваний разных конфигураций; в) метод В показывает, что в случае рассматриваемых нами переходов в Gd влияние эффектов второго порядка пренебрежимо; г) все вычисления сделаны в приближении постоянного ядерного фактора $f(Z)_{158,160} = 771,77 \text{ МК}/\text{фм}^2/9$. Максимальная дополнительная ошибка, которая вносится таким образом 0,8%.

В табл. 3 для сравнения представлены значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ из резуль-

Таблица 2

Относительные $\lambda_{\text{отн}}$ и абсолютные $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$ значения изменений СКЗР, полученные разными методами из экспериментальных значений оптических изотопических сдвигов.

A	A'	Метод А $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{фм}^2}$	Метод Б $\lambda_{\text{отн}}$	$\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{фм}^2}$	Метод В $\lambda_{\text{отн}}$
I52	I54	0.444(I4)	2.886(I0)	0.447(23)	2.878(8)
I54	I56	0.196(8)	1.282(2)	0.198(I0)	1.279(2)
I56	I58	0.147(6)	0.964(I)	0.149(8)	0.965(I)
I58	I60	0.153(6)	1.000	0.155(8)	1.000
I55	I56	0.101(4)	0.658(I)	0.102(5)	0.656(8)
I56	I57	0.028(I)	0.185(I)	0.029(I)	0.189(4)
I54	I55	0.095(3)	0.625(I)	0.097(5)	0.623(I)

Таблица 3

Относительные $\lambda_{\text{отн}}$ и абсолютные $\Delta\langle r^2 \rangle$ значения изменений СКЗР, полученные оптическими методами (обзор /9/), из спектров КХ-лучей /10/ и мезоатомов /II/

A	A'	опт. ИС /9/ $\lambda_{\text{отн}}$	$\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{фм}^2}$	ИС КХ /10/ $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{фм}^2}$	ИС μ -ат /II/ $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{фм}^2}$
I52	I54	3.00(I0)	0.396(39)		
I54	I56	1.25(5)	0.165(I7)	0.203(23)	0.216(25)
I56	I58	0.95(3)	0.125(I2)	0.144(I0)	0.169(I9)
I58	I60	1.0	0.132(9)	0.154(I0)	0.161(I2)
I55	I56			0.092(I3)	
I56	I57	0.15(8)	0.020(II)	0.030(I3)	0.032(23)
I54	I55	0.64(8)	0.084(I6)	0.112(24)	0.096(23)

татов других авторов:

1) из ИС оптических переходов в /9/, где приведены значения для $\Delta\langle r^2 \rangle$, которые являются результатом обобщения экспериментальных данных и их оценок из множества работ, выполненных классической интерференционной техникой. Существенное различие по сравнению с нашими экспериментальными результатами сразу бросается в глаза - даже по отношению $\lambda_{\text{отн}}$, где абсолютная калибровка по E_i не играет роли, а СМС оказывает сравнительно маленькое влияние. Полученные в настоящей работе значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ в среднем на 15% выше, чем в /9/;

2) из результатов по ИС КХ-лучей /10/;

3) из результатов по ИС КХ-лучей спектров мезоатомов /II/.

Видно лучшее согласие результатов настоящей работы с результатами из неоптических методов. В случае использованного нами метода А это в большей степени связано со способом калибровки; в случае Б, однако, по-видимому, главную роль играет то обстоятельство, что среди выбранных нами оптических переходов есть переход, для которого теоретические расчеты для чистого $ns^2 \rightarrow nsnp$ перехода правомерны.

По отношению к нашим предыдущим результатам ^{13-5/} (а также к данным работы ^{12/}, в которой для определения E_i и СМС использовались результаты работы ^{13/}), тоже наблюдается небольшая разница: в среднем новые значения $\Delta\langle r^2 \rangle$ выше прежних (меньше, чем на 4%). На самом деле такая разница входит в пределы ошибок и указывает на общую правомерность сделанных раньше выводов. В то же самое время ясно, что выбор реперного перехода в настоящей работе лучше.

3. Заключение

В заключение нужно подчеркнуть, что качественный характер зависимости $\Delta\langle r^2 \rangle$ от числа нейтронов в ядре практически один и тот же во всех случаях, представленных в таблицах 2 и 3.

Из всего сказанного выше, однако, следует, что в количественном отношении (абсолютные значения и точность) результаты данной работы представляются надежнее, чем приведенные в других оптических работах ^{13-5/}, ^{19,12/}. Поэтому на основании результатов этой работы можно делать определенные количественные заключения о некоторых ядерных параметрах.

Как указано в ^{13/}, стандартный способ объяснения экспериментальных значений изменений СКЗР основывается на двухпараметрической формуле капельной модели ^{14/}, учитывающей деформации ядра. С использованием хорошо известных параметров квадрупольной деформации для ядер $Gd^{156/}$ и при постоянном значении параметра толщины поверхностного слоя ($b=0,977$ фм для Gd^{156} /^{16/}) получены расчетные значения $\Delta\langle r^2 \rangle_{расч}$ (табл. 4). Видно, что расхождение между экспериментальными и расчетными значениями большое и значительно превышает ошибки. Если, однако, учесть возможные изменения толщины поверхностного слоя в распределении заряда в ядре, можно согласовать $\Delta\langle r^2 \rangle_{расч}$ с $\Delta\langle r^2 \rangle_{эксп}$ (табл. 2). Полученные таким способом значения параметра толщины поверхностного слоя b приведены в табл. 4. Видно, что даже самое большое расхождение между экспериментальными и расчетными значениями изменений СКЗР, составляющее $0,176$ фм² для пары $Gd^{152,154}$ (ср. табл. 2 и табл. 4), можно устранить, изменяя b для Gd^{152} всего на $\approx 5\%$.

Таблица 4

Параметры деформации ядра, соответствующие им разности СКЗР $\Delta\langle r^2 \rangle_{расч}$ согласно двухпараметрической формуле капельной модели и необходимые значения параметра b толщины поверхностного слоя для согласования $\Delta\langle r^2 \rangle_{расч}$ с $\Delta\langle r^2 \rangle_{эксп}$.

A	β_2	$\Delta\langle r^2 \rangle_{расч}^{A, A+2}$	b , фм
I52	0.212(9)	0.622(39)	1.021(7)
I54	0.3104(20)	0.297(17)	0.993(3)
I56	0.3378(18)	0.196(17)	0.977
I58	0.3484(17)	0.159(19)	0.969(3)

Литература

1. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. - Препринт ОИЯИ, Р6-88-580, Дубна, 1986.
2. Vauche J., Champagne R.-J. - Adv. At. Mol. Phys., 1976, 12, p.39.
3. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. - ЖЭТФ, 1987, 93, с. 1545.
4. Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г. и др. - Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов (Дубна), Д7-87-68, Дубна, 1987, с. 313.
5. Gangrsky Yu.P., Hoang Thi Kim Hue, Š.Hradečny et al. Proceed. VIII Int. School of the Nucl. Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy (Varna, Bulgaria), World Scientific, Singapore-New York - London - Hong Kong, 1987, p.293.
6. Heilig K., Steudel A. - At. Data Nucl. Data Tables, 1974, 14, p.613.
7. Unsworth P.S. - J. Phys., 1969, B2, p.122.
8. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. Atomic energy levels. The rare-earth elements. (NSRDS)-NBS 60. U.S. GPO, Washington, D.C., 1978.
9. Aufmuth P., Heilig K., Steudel A. - At. Data Nucl. Data Tables, 1987, 37, p.455.
10. Boehm F., Lee P.L. - At. Data Nucl. Data Tables, 1974, 14, p.605.
11. Landbacher D., Tanaka Y., Steffen R.M. et al. - Phys. Rev., 1983, C27, p.1772.
12. Алхазов Г.Д., Барзак А.Е., Денисов В.П. и др. - Препринт ЛИЯФ, № 1417, Ленинград, 1988.

13. Otten E.W. - In: Nuclear far from stability. Plenum Press, New York, 1987, 8, p.1.
14. Myers W.D., Schmidt K.A. - Nucl. Phys., 1983, A410, p.61.
15. Raman S., Malarkey C.H., Milnes W.T. - At. Data Nucl. Data Tables, 1987, 36, 1.
16. Friedrich J., Voegel N. - Nucl. Phys., 1982, A373, p.192.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июня 1989 года.