

P6-2001-126

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, Д.В.Караиванов,
Н.Н.Колесников*, К.П.Маринова, Б.Н.Марков,
В.С.Ростовский*

**СВЕРХТОНКАЯ МАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ
В АТОМНЫХ СПЕКТРАХ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Направлено в журнал «Оптика и спектроскопия»

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Сверхтонкое расщепление (СТР) оптических линий в спектрах атомов или ионов вызывается взаимодействием атомных электронов с мультипольными моментами ядра [1]. Основную роль в этом взаимодействии играют ядерные моменты низших порядков – магнитный дипольный и электрический квадрупольный. Однако с повышением точности измерений начинают проявляться эффекты более высоких порядков [2].

Одним из таких эффектов, влияющих на СТР, является пространственное распределение по объему ядра его магнитного момента (эффект Бора – Вайскопфа [3]). Этот эффект ослабляет магнитное взаимодействие между электронами и ядром и, следовательно, вызывает уменьшение магнитной дипольной константы СТР

$$A = A_0(1 - \varepsilon), \quad (1)$$

где A и A_0 – магнитные дипольные константы для реального и точечного ядра, ε – поправка из-за эффекта Бора – Вайскопфа. Эти поправки наибольшие для $s_{1/2}$ – и $p_{1/2}$ – электронов. Поправки ε могут отличаться для различных изотопов одного элемента, что приводит к различию отношений их констант A и гиромагнитных факторов $g = \mu/I$ (μ и I – магнитный момент и спин ядра), вызывая сверхтонкую магнитную аномалию (СМА) в оптических спектрах атомов. При малых значениях ε СМА можно выразить в виде

$${}^1\Delta^2 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \approx \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{g_2}{g_1} - 1, \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 относятся к сравниваемым изотопам (обычно индекс 1 принадлежит изотопу с меньшим массовым числом).

Измеренные на опыте значения СМА позволяют судить о ряде важных ядерных параметров: о среднем радиусе распределения в ядре валентных нуклонов, которые определяют величину магнитного момента, об отношении составляющих его спиновой и орбитальной компонент. Эти ядерные параметры являются во многих случаях решающими критериями применимости различных моделей, описывающих структуру атомных ядер. Их роль особенно выросла в последние годы в связи с исследованиями ядер на границе нуклонной стабильности. Такие ядра с большим избытком протонов или нейтронов имеют очень низкую энергию связи последних нуклонов (нередко ниже 1 МэВ), что может приводить к их необычно широкому пространственному распределению (протонные и нейтронные гало) [4]. Различие отношений магнитных дипольных констант и гиромагнитных факторов может быть вызвано также и

целым рядом других причин, связанных с особенностями структуры как ядер, так и электронной оболочки [5] (они рассматриваются ниже). Эти особенности проявляются по-разному для атомных уровней различных конфигураций. Поэтому исследования в этой области являются источником новой информации о свойствах и ядре, и электронной оболочки атомов.

Целью данной работы является измерение СМА в атомных спектрах редкоземельных элементов (РЗЭ) – Nd, Eu, Gd и Lu для целого набора уровней методами резонансной лазерной спектроскопии высокого разрешения и выделение эффектов, вызываемых ядерной и атомной структурами.

ОСОБЕННОСТИ АТОМНЫХ СПЕКТРОВ РЗЭ

Выбор для исследований РЗЭ обусловлен целым рядом их особенностей. Атомы этих элементов имеют во многом схожую структуру уровней электронной оболочки. Терм основного состояния имеет конфигурацию $4f^n 6s^2$ (в случае элементов La, Gd и Lu – $4f^n 5d 6s^2$) [6]. Наличие спаренных s-электронов существенно снижает влияние пространственного распределения ядерного магнетизма на СТР. Поэтому можно ожидать значительно меньших значений СМА для основных состояний атомов РЗЭ. Это подтверждается сравнением представленных в табл.1 отношений констант A основного состояния, измеренных с высокой точностью методами радиочастотной спектроскопии [7-9], и отношений полученных независимо гиромагнитных факторов (они приведены в обзорах [10,11]). Видно, что полученные из отношений A и g с помощью выражения (2) значения СМА очень малы (как правило, менее 10^{-3}). Конечные значения СМА могут проявляться в этих случаях из-за примесей к основному состоянию конфигураций с неспаренным $s_{1/2}$ - или $p_{1/2}$ -электроном. Это означает, что при определении СМА можно с достаточной степенью точности пользоваться отношениями констант A для основного состояния атомов РЗЭ вместо отношения гиромагнитных факторов (при учете, естественно, всех других эффектов, влияющих на СТР и, следовательно, на константу A)

$${}^1\Delta^2 = \frac{A_1(\text{возб})}{A_2(\text{возб})} \cdot \frac{A_2(\text{осн})}{A_1(\text{осн})} - 1. \quad (3)$$

Такая замена g_2/g_1 на $A_2(\text{осн})/A_1(\text{осн})$ особенно важна для радиоактивных изотопов, для которых магнитные моменты (а следовательно, и g -факторы) либо неизвестны, либо измерены с недостаточной точностью.

В противоположность подобию атомной структуры ядерные свойства РЗЭ существенно различны. Ядра легких РЗЭ с числом нейтронов менее 90 (La – Sm) расположены вблизи замкнутой оболочки с $N = 82$ и имеют сферическую форму. В изотопах от Nd до Gd при $N = 90$ происходит резкое изменение формы, и ядра тяжелых РЗЭ (Dy – Lu) имеют форму вытянутого эллипсоида. Такое изменение структуры ядра, безусловно, отразится на распределении в нем ядерного магнетизма. Поэтому можно ожидать заметных различий значений СМА в разных областях РЗЭ. Исследуемые в данной работе элементы как раз и характеризуются различной ядерной структурой.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Основное требование к экспериментальной методике – это обеспечение высокого разрешения по частоте, что позволило бы определить константы СТР с минимальной погрешностью и извлечь из них значения СМА. Поэтому в наших экспериментах использовался метод резонансной лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов. Подробное описание экспериментальной установки и ее параметры приведены в наших предыдущих работах [12,13]. Использовались два способа атомизации исследуемых образцов – испарение их в тигле, нагреваемом электрическим током [12], и облучение инфракрасным излучением мощного импульсного лазера на иттрий-алюминиевом гранате типа ЛТИПЧ-7, работающего в режиме модулируемой добротности (его мощность в импульсе составляла 5 МВт) [13]. Атомный пучок коллимировался системой диафрагм, и его расходимость в зоне лазерного излучения была доведена до 0,015 рад. Направление атомного пучка, лазерного луча и резонансно рассеянного флуоресцентного излучения были взаимно ортогональны. Такая геометрия позволяла снизить до минимума доплеровское уширение оптических линий (оно составляло 25 МГц при термическом и 80 МГц при лазерном испарении вещества).

Резонансно-рассеянное флуоресцентное излучение регистрировалось фотоумножителем (ФЭУ-136), работающим в режиме счета одиночных фотонов. На опыте измерялась зависимость интенсивности этого излучения от частоты лазерного излучения, которая сканировалась в диапазоне до 30 ГГц. Это позволяло за один цикл сканирования получить спектр, включающий все компоненты СТР исследуемых изотопов одного элемента. Для частотной калибровки спектров использовался конфокальный интерферометр Фабри-Перо с константой 150 МГц,

метки частоты которого регистрировались одновременно с измеряемым спектром. Система стабилизации позволяла удерживать начальную частоту сканирования в пределах 10 МГц. Эффективность установки была такова, что одному импульсу с ФЭУ соответствовало $\sim 10^8$ атомов, вылетевших из исследуемого образца. Это позволяло проводить измерения СТР с достаточно малым числом атомов (до 10^{13}) в образце. Все измеренные спектры накапливались в памяти персонального компьютера, который служил также для их наблюдения во время эксперимента и последующей обработки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На описанной выше установке были проведены измерения спектров резонансной лазерной флуоресценции в атомных пучках 9 изотопов РЗЭ: ^{143}Nd , ^{145}Nd , ^{151}Eu , ^{153}Eu , ^{155}Eu , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{175}Lu и ^{176}Lu . Использовались как образцы натурального изотопного состава, так и обогащенные изотопами ^{145}Nd и ^{155}Gd . Это позволило идентифицировать все наблюдаемые компоненты СТР. Образец ^{155}Eu был получен при облучении мишени, обогащенной изотопом ^{154}Sm тепловыми нейтронами в реакции $^{154}\text{Sm}(n,\gamma)^{154}\text{Sm} \xrightarrow{\beta} ^{155}\text{Eu}$ с последующим химическим выделением Eu. Полученный таким способом образец содержал 10^{14} атомов ^{155}Eu , а в качестве примесей – также по 10^{16} атомов ^{151}Eu и ^{153}Eu . Спектр резонансной флуоресценции этого образца представлен на рис.1. В нем четко видны интенсивные линии, соответствующие компонентам СТР ^{151}Eu и ^{153}Eu и слабые – ^{155}Eu . На рис.2 представлены аналогичные спектры образцов, обогащенных изотопами ^{155}Gd и ^{145}Nd . В последнем случае из-за большого числа компонент СТР (21) часть линий не удалось разрешить.

Расстояния между линиями, обязанные переходам между одной из компонент СТР нижнего (верхнего) уровня и двумя или тремя соседними компонентами верхнего (нижнего) уровня, позволяют определить значения констант (магнитной дипольной A и электрической квадрупольной B) для обоих уровней. Эти константы связаны с частотными интервалами между компонентами СТР с полными моментами F и $F-1$ (равными векторной сумме спинов ядра I и электронной оболочки J) выражением [1]

$$\Delta\nu(F, F-1) = AF + B \frac{3F[F^2 + 1/2 - I(I+1) - J(J+1)]}{2IJ(2I-1)(2J-1)}. \quad (4)$$

В этом выражении пренебрегается членами более высоких порядков, обязанных магнитному октупольному и электрическому

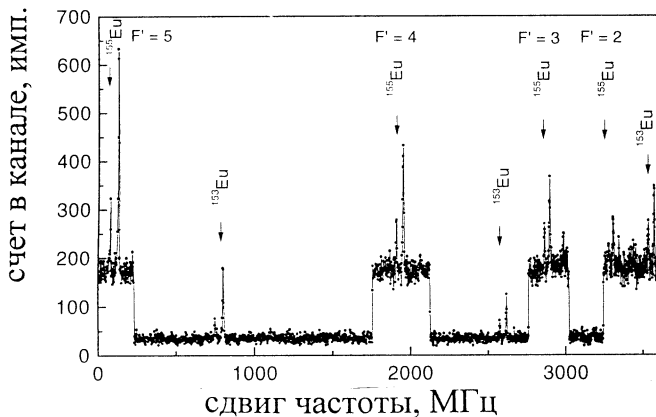


Рис.1. Зависимость интенсивности резонансно-рассеянного лазерного излучения от сдвига частоты для образца со смесью изотопов ^{153}Eu и ^{155}Eu

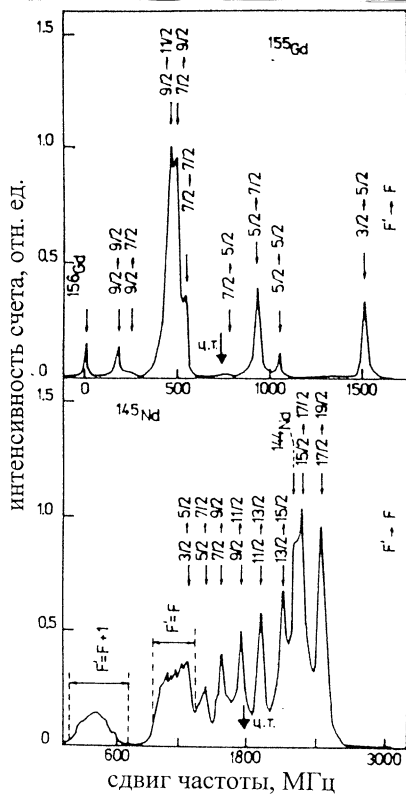


Рис.2. Та же, что и на рис.1, зависимость для изотопов ^{155}Gd и ^{145}Nd

гексадекапольному моментам. Из известных данных следует, что этот вклад, как правило, менее 10^{-4} , что выходит за пределы точности проведенных измерений.

Для определения точного положения центров тяжести идентифицированных компонент СТР каждая из них аппроксимировалась профилем Фойгта с заданной шириной, соответствующей экспериментальному разрешению (последнее определялось в специальных измерениях). Затем с помощью специальной программы EXHYSPI [14] определялись положения пиков и частотные интервалы между компонентами СТР. При такой процедуре обработки точность значений интервалов достигала нескольких мегагерц или долей процента. Расчет констант A и B на основе выражения (4) проводился методами наименьших квадратов с использованием всех возможных частотных интервалов и критерия χ^2 .

В табл.2 представлены значения ядерных спинов I , термы, конфигурации и энергии возбужденных уровней, которые использовались для определения констант A и B , а также СМА в атомных спектрах исследуемых элементов. В проведенных экспериментах исследовались и другие уровни этих термов. Основанием для выбора приведенных в табл.2 уровней служили наибольшая точность определения констант A и минимальные значения поправок за счет других эффектов (расчеты этих поправок рассматриваются ниже). Для этих уровней в табл.2 представлены полученные значения магнитной дипольной (A) и электрической квадрупольной (B) констант. Для остальных уровней терма значения констант A и B приведены в наших предыдущих работах [15,16].

Полученные в данной работе значения констант A и B для нижних уровней всех исследованных изотопов находятся в хорошем согласии с известными и более точными аналогичными величинами, измеренными с использованием прецизионной радиочастотной методики [7-9]. Это указывает на отсутствие в наших измерениях каких-либо систематических ошибок и на корректность используемой методики обработки данных. В случае верхних уровней константы A и B известны для изотопов ^{151}Eu , ^{153}Eu [17], а также ^{175}Lu , ^{176}Lu [18] (они измерены с помощью лазерной методики, аналогичной используемой в нашей работе). Для обоих изотопов Eu наблюдается хорошее согласие констант СТР, а для изотопов Lu различие хотя и немного выходит за пределы совместных ошибок, но отношение константы A , которое необходимо для определения СМА, практически одинаково. Значения констант A и B для верхних уровней изотопов Nd и Gd, а также для обоих уровней ^{155}Eu

Таблица 1. Отношение гиромагнитных факторов и констант магнитного дипольного A и электрического квадрупольного B СТР для основных состояний атомов РЗЭ

Изотопы	Терм и конфигурация	A_1/A_2	B_1/B_2	g_1/g_2	$^1\Delta^2, \%$
¹⁴³⁻¹⁴⁵ Nd	⁵ I ₄ 4f ⁴ 6s ²	1,60861(2)	1,8968(5)	1,60883(4)	-0,014(3)
¹⁴⁷⁻¹⁴⁹ Sm	⁷ F ₀ 4f ⁶ 6s ²	1,21305(2)	-3,4598(7)	1,213(1)	0,004(82)
¹⁵¹⁻¹⁵³ Eu	⁸ S ₀ ^{7/2} 4f ⁷ 6s ²	2,26498(8)	0,3928(4)	2,2646(12)	0,017(53)
¹⁵⁵⁻¹⁵⁷ Gd	⁹ D ₂ 4f ⁷ 5d6s ²	0,76253(12)	0,9383(1)	0,7625(20)	0,004(263)
¹⁶¹⁻¹⁶³ Dy	⁵ I ₈ 4f ¹⁰ 6s ²	-0,71416(1)	0,9468(1)	-0,714(7)	0,02(98)
¹⁷¹⁻¹⁷³ Yb	¹ S ₀ 4f ¹⁴ 6s ²	-3,6305(2)		-3,63051(18)	-0,0003(10)
¹⁷⁵⁻¹⁷⁶ Lu	² D _{3/2} 4f ¹⁴ 5d6s ²	1,409011(1)	0,708812(1)	1,4087(21)	-0,014(3)

Таблица 2. Экспериментальные значения констант магнитного дипольного и электрического квадрупольного СТР возбужденных состояний атомов РЗЭ

Изотоп	Γ^π	Терм и конфигурация	$E, \text{см}^{-1}$	$A, \text{МГц}$	$B, \text{МГц}$
¹⁴³ Nd	7/2 ⁻	⁵ H ₅ ⁰ 4f ⁷ 5d ² 6s	19816	-122,35(5)	25,2(4,2)
¹⁴⁵ Nd	7/2 ⁻			-76,23(11)	13,8(4,5)
¹⁵¹ Eu	5/2 ⁺	² F _{3/2} 4f ⁷ 6s6p	17707	591,16(9)	-354,58(97)
¹⁵³ Eu	5/2 ⁺			-262,94(11)	-922,07(79)
¹⁵⁵ Eu	5/2 ⁺			-261,48(11)	-950,4(1,0)
¹⁵⁵ Gd	3/2 ⁻	⁹ F ₁ 4f ⁷ 5d6s6p	17381	266,67(24)	76,2(6)
¹⁵⁷ Gd	3/2 ⁻			350,03(23)	78,6(6)
¹⁷⁵ Lu	7/2 ⁺	⁴ F _{3/2} 4f ¹⁴ 5d6s6p	17432	-926,49(35)	17719(3,4)
¹⁷⁶ Lu	7 ⁻			-652,10(36)	2492,9(6,2)

получены впервые. Для нижнего уровня ^{155}Eu значения констант: $A=8,78(3)$ МГц, $B = -1,861$ (20) МГц.

УЧЕТ ЭФФЕКТОВ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

Прежде чем получить значения СМА из измеренных констант A , необходимо учесть и другие эффекты, влияющие на магнитные дипольные константы СТР и, следовательно, вносящие вклад в полученные на опыте значения СМА (эти эффекты рассмотрены в работе [6]). В атомах РЗЭ наиболее существенным из них является недиагональное сверхтонкое взаимодействие между уровнями, которое приводит к отталкиванию их компонент СТР с одними и теми же значениями полного момента F [1]. Величина сдвига компонент определяется выражением

$$\Delta\nu = \sum_i \frac{|\langle \Psi(JIF) | H_{СТР} | \Psi'(J' IF) \rangle|^2}{\nu(JIF) - \nu(J' IF)}, \quad (5)$$

где в числителе квадрат матричного элемента радиационного перехода между атомными уровнями, а в знаменателе – расстояние между ними. Из выражения (5) видно, что наибольший вклад в сдвиг компонент СТР вносят близлежащие уровни. В случае основного состояния – это другие уровни того же терма с известными составляющими волновой функции. Это позволяет провести корректные расчеты матричных элементов радиационных переходов различной мультипольности между компонентами СТР различных уровней терма. Такие расчеты, выполненные для М1- и Е2-переходов, показали, что для всех исследованных элементов сдвиги компонент СТР уровней основного терма за счет недиагональных сверхтонких взаимодействий не превышает 10 кГц (аналогичный результат был получен в работе [8] для нечетных изотопов Nd). О слабом воздействии этого эффекта на СТР уровней основного терма можно судить по приведенным в табл.1 значениям СМА. Как отмечалось выше, для этих уровней из-за наличия спаренных s -электронов влияние пространственного распределения ядерного магнетизма существенно снижается, и низкие значения СМА ($<10^{-4}$) указывают на малость и других эффектов высших порядков.

В случае возбужденных состояний картина не столь очевидная, т.к. в непосредственной близости от рассматриваемого состояния может находиться целый ряд уровней различных термов. Поэтому необходимы расчеты вкладов за счет недиагональных сверхтонких взаимодействий от всех близлежащих уровней. Для большинства из них составляющие волновой функции неизвестны, и расчеты матричных элементов радиационных переходов, подобные

проведенным для уровней основного терма, связаны с большими неопределенностями.

Поэтому в данном случае использовался другой подход – рассмотрение одноэлектронных матричных элементов для электронов в чистых состояниях $4f_{7/2}$, $4f_{5/2}$, $5d_{5/2}$, $5d_{3/2}$ и $6s_{1/2}$ (смесь этих состояний и определяет волновую функцию каждого из уровней) с использованием формул, предложенных в работе [2]. Для этого были рассчитаны релятивистские волновые функции электронов указываемых состояний путем решения уравнения Дирака в среднем поле, которое предварительно рассчитано по методу Хартри – Фока – Слетера. Полученные таким способом волновые функции позволили рассчитать недиагональные матричные элементы. Для этого использовалось известное выражение [1]:

$$M(\lambda) = \int_0^{\infty} (f_1 g_2 + f_2 g_1) \frac{dr}{r^3}, \quad (6)$$

где f и g – радиальные волновые функции. Эти расчеты показали, что для любых чистых состояний и их смесей при расстоянии между уровнями более 100 см^{-1} значения сдвигов компонент, а следовательно и поправки к константам A , не превышают 1 кГц . Это заметно меньше, чем погрешности наших измерений, поэтому указанные поправки не учитывались.

О вкладе этих поправок можно судить и из сравнения отношения констант B для возбужденных (табл.3) и основных (табл.1) состояний. Известно, что константы B более чувствительны

Таблица 3. Значения СМА возбужденных состояний атомов РЗЭ

Изотопы	Терм	$A_1/A_2(\text{возб})$	$B_1/B_2(\text{возб})$	${}^1\Delta^2, \%$
${}^{143-145}\text{Nd}$	z^5H_5	1,6050(24)	1,83(60)	-0,22(15)
	${}^7L_{6-11}$	1,60975(2)	1,8957(7)	0,07(1)
${}^{151-153}\text{Eu}$	$z^6P_{5/2}$	2,2483(8)	0,3845(9)	-0,74(4)
${}^{153-155}\text{Eu}$	$z^6P_{5/2}$	1,0056(5)	0,969(9)	-0,26(38)
${}^{155-157}\text{Gd}$	z^9F_2	0,7618(8)	0,966(12)	0,090(120)
	${}^{11}F_{3-8}$	0,76180(4)	0,9387(1)	0,090(21)
${}^{175-176}\text{Lu}$	${}^4F_{3/2}$	1,4208(9)	0,7107(25)	0,84(7)

к эффектам высших порядков, чем константы A . Видно, что эти отношения практически во всех случаях отличаются менее, чем на 2%, т.е. поправка к константам B не более этой величины, а к константам A еще значительно меньше. Выбранные для определения СМА возбужденные состояния во всех исследованных элементах удовлетворяют этим условиям, поэтому поправками к константам A за счет эффектов высших порядков можно пренебречь.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл.3 представлены значения СМА для всех исследованных пар нечетных изотопов РЗЭ полученные из сравнения констант A для верхних (табл.2) и нижних (табл.1) уровней. Для полноты картины представлены также значения СМА для тех же изотопов Nd [19] и Gd [20], в которых были использованы константы A долгоживущих метастабильных состояний, измеренные радиочастотным методом (приведены средние значения $^1\Delta^2$ для всех уровней терма). В конфигурации этих состояний имеется неспаренный s -электрон, поэтому они чувствительны к пространственному распределению ядерного магнетизма. Для изотопов Gd значения СМА хорошо согласуются с нашими данными, а для Nd – выходят за пределы совместных ошибок. Различие объясняется, по-видимому, либо неучтенным вкладом эффектов высших порядков, либо разными долями примесей $s_{1/2}$ - или $p_{1/2}$ -электронов к возбужденным состояниям.

Анализ приведенных в табл.3 значений СМА показывает, что они, очевидно, имеют ядерное происхождение и отражают пространственное распределение магнитных моментов в ядре. Действительно минимальные значения СМА наблюдаются у тех изотопов, которые имеют сходную ядерную структуру (одинаковые спины, близкие значения магнитных моментов и параметры квадрупольной деформации) – $^{143-145}\text{Nd}$, $^{153-155}\text{Eu}$, $^{155-157}\text{Gd}$. В то же время заметно большие значения СМА в тех случаях, когда происходит существенное изменение деформации ядра ($^{151-153}\text{Eu}$) или к остову добавляется нечетный нейтрон, который изменяет соотношения между спиновой и орбитальной компонентами магнитного момента ядра ($^{175-176}\text{Lu}$).

Проведенные измерения показали, что лазерная методика разрешения может быть успешно использована для прецизионных измерений магнитных дипольных констант СТР, которые позволяют определить значения СМА. Полученные значения СМА,

исправленные на другие эффекты второго порядка, позволяют судить о том, как меняется распределение ядерного магнетизма с ростом числа нейтронов в ядре. Для этого необходимо выделить в константе A ее часть, связанную с $s_{1/2}$ -электроном и использовать для расчетов подходящую для данной области ядерную модель.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и М.Г.Иткису за поддержку работы, Ю.Э.Пенионжкевичу и Т.Т.Инамуре за полезные обсуждения.

Работы выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16674) и Германского фонда Александра фон Гумбольда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копферман Г., Ядерные моменты, М., ИИЛ, 1960.
2. Schwartz C. // Phys. Rev., 1955, V.97, P.380-391.
3. Bohr A., Weisskopf V.W. // Phys. Rev., 1950, V.77, P.94-98.
4. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et. al. // Phys. Rev. Lett., 1985, V.55, P.2276-2280.
5. Büttgenbach S. // Hyperfine Interact., 1984, V.20, P.1-64.
6. Atomic Energy Levels, the Rare-Earth Elements, Natl. Bur. Stand (US), Circ. No. 60, Edited by W.C.Martin, R.Zalubas, L.Hagen (Washington, D.C. 1978).
7. Childs W., Goodman L.S. // Phys. Rev. A, 1972, V.6, P.1772-1778.
8. Childs W., Goodman L.S. // Phys. Rev. A, 1972, V.6, P.2011-2017.
9. Sandars P.G.H., Woodgate G.K. // Proc. Roy. Soc. A, 1960, V.257, P.269-281.
10. Fuller G.H., Cohen V.W. // NDT, 1969, V.A5, P.433-612.
11. Raghavan P. // ADNDT, 1989, V.42, P.189-310.
12. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 19856 Т.49, С.2261-2268.
13. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Изосимов И.Н. и др. // ПТЭ, 1990, № 1, С.168.
14. Анастасов А.Я., Гангрский Ю.П., Генова Б. и др. // Оптика и спектроскопия, 1996, Т.81, С.191-196.
15. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. // Оптика и спектроскопия, 1989, Т.67, С.779-784.

16. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Караиванов Д.В. и др. // Оптика и спектроскопия, 1999, Т.87, С.788-792.
17. Eliel E.R., van Leeuwen K.A.H., Hogervorst W. // Phys. Rev. A, 1980, V.22, P.1491-1499.
18. Brenner T., Büttgenbach S., Ruppercht W., Träger F. // Nucl. Phys A, 1985, V.440, P. 407-423.
19. Childs W. // Phys. Rev. A, 1991, V.44, P.760-769.
20. Childs W. // Phys. Rev. A, 1989, V.39, P.4956-4966.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 2001 года.

Гангрский Ю.П. и др.
Сверхтонкая магнитная аномалия
в атомных спектрах редкоземельных элементов

P6-2001-126

Измерены константы сверхтонкого расщепления в оптических спектрах атомов редкоземельных элементов — Nd, Eu, Gd и Lu. Использовался метод резонансной лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов. Из сравнения отношений магнитных дипольных констант соседних изотопов с нечетным числом протонов или нейтронов для различных атомных уровней определены значения сверхтонкой магнитной аномалии. Обсуждается связь этих значений с особенностями атомной и ядерной структуры исследуемых элементов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.
Hyperfine Magnetic Anomaly
in the Atomic Spectra of the Rare-Earth Elements

P6-2001-126

The constants of the hyperfine splitting in the atomic optical spectra of the rare-earth elements — Nd, Eu, Gd and Lu — were measured. The method of laser resonance fluorescence in the parallel atomic beam was used. The values of the hyperfine magnetic anomaly were determined from the comparison of magnetic dipole constant ratios of the neighbouring odd Z or N isotopes for the different atomic levels. The connection of these values and the parameters of atomic and nuclear structure is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор М.И.Зарубина. Макет Р.Д.Фоминой

Подписано в печать 04.07.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 0,85
Тираж 310. Заказ 52752. Цена 1 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области