

Сверхтонкие взаимодействия для атомов олова в самарии

© И.Н. Розанцев, В.П. Горьков

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
E-mail: roz@srd.msu.ru

(Поступила в Редакцию 6 августа 2001 г.)

Методом мессбаэровской спектроскопии исследованы сверхтонкие взаимодействия для примесных атомов ^{119}Sn в самарии при температурах от 5 до 70 К. На основании измеренных спектров поглощения установлены распределения магнитных сверхтонких полей B_{hf} для атомов олова в узлах гексагональной и кубической подрешеток самария — $P_{hf}(B_{hf})$ и $P_c(B_{hf})$. Впервые методом мессбаэровской спектроскопии наблюдалось упорядочение ионов в парах „магнитных центров“, находящихся в слоях кубической подрешетки. Каждый „магнитный центр“ включает упорядочивающиеся ионы в ближайших узлах атома олова, замещающего ион самария в узле гексагональной подрешетки. Определена постоянная квадрупольного взаимодействия для атомов олова в узлах гексагональной подрешетки самария $e^2q_hQ = 0.59 \pm 0.12 \text{ mm/s}$. Обсуждается квадрупольное взаимодействие для атомов олова в тяжелых редкоземельных металлах с гексагональной плотноупакованной структурой: от Tb до Er.

Исследования сверхтонких взаимодействий (СТВ) для примесных немагнитных атомов в редкоземельных (РЗ) металлах начаты довольно давно. В тяжелых РЗ-металлах, от гадолиния до эрбия, СТВ для атомов олова измерены методами мессбаэровской спектроскопии [1–8], а для атомов кадмия — методом возмущенных угловых корреляций [9,10]. Распространению этих исследований на легкие РЗ-металлы препятствовала сложная локальная магнитная структура этих металлов. Представление о трудностях дают, например, результаты мессбаэровских измерений для олова в неодиме [11]. Магнитная структура самария относительно проста [12]. Первые исследования СТВ для атомов олова и кадмия в самарии обнаружили несколько магнитных сверхтонких полей $B_{hf}(\text{Sn})$ на ядрах атомов олова в гексагональной подрешетке при низких температурах [13] и лишь одно на ядрах атомов кадмия в той же подрешетке во всем диапазоне магнитного упорядочения [14]. Для разрешения этого противоречия и была проведена настоящая работа. Установленное значение поля $B_{hf}(\text{Sn})$ в самарии было использовано для анализа зависимости $B_{hf}(\text{Sn})$ в РЗ-металлах от проекций спина и орбитального момента РЗ-ионов, а также для анализа радиальной зависимости парциальных вкладов этих ионов в $B_{hf}(\text{Sn})$ [15].

Самарий имеет ромбоэдрическую кристаллическую решетку из девяти слоев с кубической (c) и гексагональной (h) симметриями окружения ($chhchh\dots$). Для краткости узлы c - и h -слоев будем называть c - и h -узлами. Самарий является антиферромагнетиком с двумя температурами Нееля $T_{N1} = 106 \text{ K}$ и $T_{N2} = 13.8 \text{ K}$. Ниже T_{N1} магнитные моменты ионов самария в гексагональной подрешетке упорядочиваются коллинеарно гексагональной оси c . В парах соседних h -слоев они упорядочиваются ферромагнитно и чередуются антиферромагнитно в парах таких слоев, разделенных c -слоем. Ионы в c -слоях ниже T_{N2} упорядочиваются в антиферромагнитную структуру типа A1 из пар смежных ферромаг-

нитных рядов, параллельных оси a_2 . Пары таких рядов с противоположными направлениями моментов ионов чередуются вдоль оси $a_1(+ + - - \dots)$. Моменты ионов в c -узлах, так же как в h -узлах, коллинеарны оси c . Магнитная структура h -слоев сохраняется и ниже 14 К.

Локальность B_{hf} немагнитных атомов в РЗ-металлах и их соединениях и аддитивность вкладов в него отдельных РЗ-ионов в ближайших узлах этих атомов [16,17] позволяют предсказать, как меняется поле B_{hf} атома олова с изменением в его окрестности локальной магнитной структуры. Вклады в B_{hf} ферромагнитно упорядоченных ионов одного РЗ-элемента имеют один знак, и их суммарный вклад пропорционален числу таких ионов, поскольку знак вклада РЗ-иона коррелирует с направлением его спина [15,17]. Вклады таких антиферромагнитно упорядоченных ионов имеют разные знаки, и их результирующий вклад является разностью вкладов ионов с противоположно направленными моментами и определяется эффективным числом иницирующих поле ионов. Вклад в B_{hf} отдельного РЗ-иона состоит из спинового и орбитального вкладов, которые пропорциональны соответственно проекции спина и орбитального момента иона [15,17]. Вклады в B_{hf} ионов самария в узлах с разной симметрией окружения пропорциональны проекциям сумм спинов и орбитальных моментов ионов в узлах соответствующего типа. Каждый из узлов решетки самария имеет 12 ближайших узлов. Из них шесть находятся в одном с ним слое. Еще по три таких узла располагается в каждом из двух смежных слоев.

Рассмотрим, как с упорядочением ионов должны изменяться поля B_{hf} атомов олова при сохранении около них локальной магнитной структуры чистого самария. В области температур от T_{N1} до T_{N2} для атомов олова в h -узлах их поле B_{hf} , обозначаемое далее как $B_{hf}(9)$, определяется ионами самария с параллельными моментами в девяти ближайших h -узлах каждого из них, поскольку ионы двух смежных h -слоев упорядочива-

ются ферромагнитно. Мессбауэровский спектр должен включать магнитный секстет от таких атомов олова и парамагнитную линию от атомов олова в c -узлах. Эта линия превращается в секстет с упорядочением ионов в c -слоях. При этом B_{hf} атомов олова в указанных слоях эффективно определяют два иона с параллельными моментами в их ближайших c -узлах, где находятся четыре иона с одним направлением моментов и два с противоположным. Вклады в B_{hf} таких атомов ионов двух соседних h -слоев по разные стороны c -слоя взаимно компенсируются благодаря их антиферромагнитному упорядочению.

При упорядочении ионов в c -узлах $B_{hf}(9)$ должно расщепляться на четыре компоненты, каждая из которых инициируется девятью ферромагнитно упорядоченными ионами в ближайших h -узлах атома олова и тремя ионами с параллельными моментами или эффективно одним ионом в его ближайших c -узлах. В h -слоях равновероятны положения атомов олова, в которых суммарные моменты ионов в их ближайших c - и h -узлах параллельны и антипараллельны, а моменты трех ионов в их ближайших c -узлах параллельны или момент одного из них антипараллелен моментам двух других. В мессбауэровских спектрах вместо одного должны появиться четыре секстета с равными интенсивностями.

При замещении в h -узле иона самария атомом олова для каждого из трех ионов в ближайших c -узлах такого атома нарушается взаимная компенсация его взаимодействия с антиферромагнитно упорядоченными ионами двух соседних h -слоев. Результирующее взаимодействие с ионами этих слоев эквивалентно взаимодействию с одним упорядоченным ионом в узле h -слоя без атома олова. Вместе с взаимодействием ионов в c -слое оно должно вести к их упорядочению при температурах выше T_{N2} .

Цель настоящей работы состояла в установлении распределений B_{hf} атомов олова в кубических и гексагональных подрешетках самария, $P_c(B_{hf})$ и $P_h(B_{hf})$, и определение параметров СТВ для атомов олова в самарии.

1. Экспериментальная методика и результаты

Образцы готовились из самария чистотой 99.7% с расчетным содержанием ^{119}Sn 1.5 at.% плавкой в индукционной печи в атмосфере аргона.

Мессбауэровские спектры поглощения ^{119}Sn в самарии были измерены в интервале температур 5–70 К спектрометром, работавшим в режиме постоянного ускорения, с резонансным CaSnO_3 -детектором. Исследованные образцы охлаждались в проточном гелиевом криостате. Радиоактивный источник в виде CaSnO_3 находится при комнатной температуре.

Типичные измеренные спектры представлены на рис. 1. Все спектры анализировались для получения описывающих их распределений $P(B_{hf})$ в виде гистограмм. Функция $P(B_{hf})$ определялась в результате минимизации χ^2 -функционала по программе FUMILI. Расчетный мессбауэровский спектр представлялся сверткой распределения $P(B_{hf}) = P_c(B_{hf}) + P_h(B_{hf})$ и элементарного магнитного секстета с шириной лоренцевской линии 1 mm/s. Кроме компонент распределения варьировались квадрупольные (Δ_c и Δ_h) и изомерные сдвиги. Некоторые из полученных гистограмм представлены на рис. 2, где один интервал соответствует двум каналам спектра. Распределения P_c и P_h сдвинуты относительно друг друга, поскольку из края перекрываются при 5 К. Относительная интенсивность каждой из гистограмм P_c и P_h принята за единицу. Ширины дискретных компонент, даже попадающих в два соседних интервала, как правило, не превышают ширины одного интервала гистограммы. Распределение P_c включает до девяти компонент P_i , которые пронумерованы в порядке увеличения соответствующих им полей $B_{hf}(i)$. Компоненте P_0 соответствуют $B_{hf} < 0.35$ Т.

Самая интенсивная компонента распределения P_h при 70 К (рис. 2) рассматривается как соответствующая ожидаемому полю $B_{hf}(9)$, инициируемому девятью ферромагнитно упорядоченными ионами в ближайших h -узлах атома олова, и обозначена P_9 . Компоненты $P_i^<$ пронумерованы в порядке увеличения соответствующих им $B_{hf}^<(i) < B_{hf}(9)$, $P_i^>$ — в порядке уменьшения $B_{hf}^>(i) \geq B_{hf}(9)$. Разделение компонент на два типа при температурах от 50 до 15 К основывается на постоянстве суммы интенсивностей всех компонент $P_i^>(0.35 \pm 0.01)$, включая P_9 . Форма компоненты P_9 при 50 К отражает процесс выделения из нее компонент P_i .

Изомерные сдвиги для ^{119}Sn в обеих подрешетках самария совпадают и при 5 К составляют 1.95 ± 0.05 mm/s. Квадрупольные сдвиги $\Delta_c < 0.08$ mm/s, $\Delta_h = 0.15 \pm 0.03$ mm/s. Они соответствуют постоянной квадрупольного взаимодействия для атомов олова в h -узлах самария $e^2q_hQ = 0.59 \pm 0.12$ mm/s и верхнему пределу ее модуля для атомов в c -узлах $|e^2q_cQ| < 0.3$ mm/s при $B_{hf}(\text{Sn})$, параллельном гексагональной оси c . Здесь q — градиент электрического поля на ядре ^{119}Sn , Q — квадрупольный момент ядра ^{119}Sn .

Распределение P_h уже при 70 К включает по крайней мере четыре компоненты. При понижении температуры до 35 К число его компонент увеличивается до 12. Дальнейшее уменьшение температуры сопровождается в основном перераспределением интенсивности между компонентами.

2. Обсуждение результатов

Замещение до 1.5 at.% самария оловом не приводит к изменению T_{N1} и, по-видимому, не влияет на упорядочение ионов в h -слоях, что и будет предполагаться при

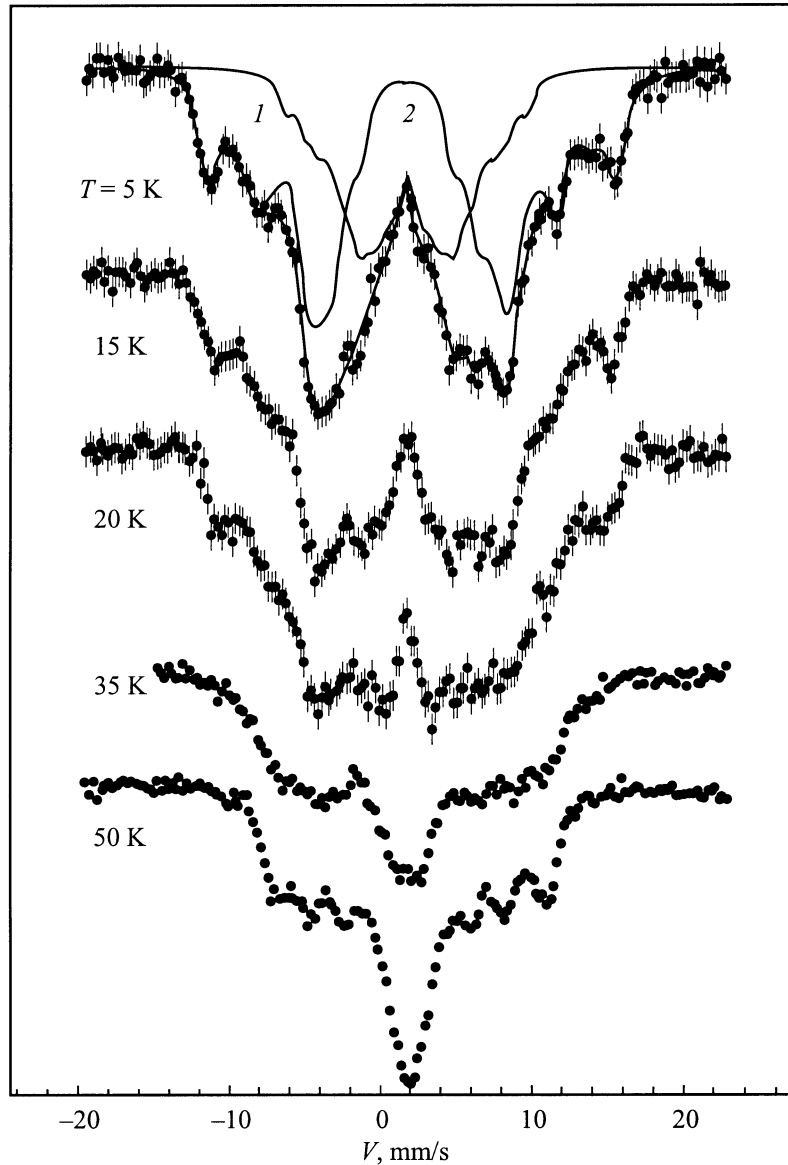


Рис. 1. Спектры мессбауэровского поглощения для примесных атомов ^{119}Sn в самарии, измеренные при температурах от 50 до 5 К. Для спектра, измеренного при 5 К, сплошными линиями показаны спектры 1 и 2, соответствующие установленным распределениям $P_c(B_{hf})$ и $P_h(B_{hf})$ для атомов олова в узлах кубической и гексагональной подрешеток, и их суммарный спектр.

обсуждении. Однако оно вносит вклад в упорядочение в c -узлах, которое при температурах выше T_{N2} проявляется в гистограммах P_c в виде компонент с $B_{hf}(i) \neq 0$, а в гистограммах P_h — в виде дополнительных компонент помимо ожидаемой P_0 (рис. 2).

Увеличение числа компонент распределения P_h при понижении температуры до 35 К и сохранение интенсивности его крайних компонент в интервале от 50 до 35 К (рис. 2) позволяют предположить, что изменения числа и B_{hf} компонент этого распределения отражают процесс упорядочения ионов самария около пар атомов олова, ближайшие c -узлы которых находятся в одном c -слое. Взаимодействие ионов в c -узлах около атомов таких пар определяет их упорядочение при более вы-

соких температурах, чем в случае упорядочения около достаточно удаленных друг от друга атомов.

Поскольку в c -слое находятся ближайшие узлы атомов олова двух смежных с ним h -слоев, нужно рассматривать пары атомов олова не только в отдельных, но и в соседних h -слоях по разные стороны смежного с ними c -слоя. Расстояния между узлами, в которых находятся атомы пар, обозначим через R_i . Пары ближайших атомов олова в отдельных и соседних h -слоях будем характеризовать расстояниями между центрами ближайших c -узлов их атомов — соответственно R_i и r_i . Эти центры совпадают с проекциями h -узлов с атомами олова на c -слой. Поэтому расстояния между центрами ближайших c -узлов атомов олова, находящихся в одном

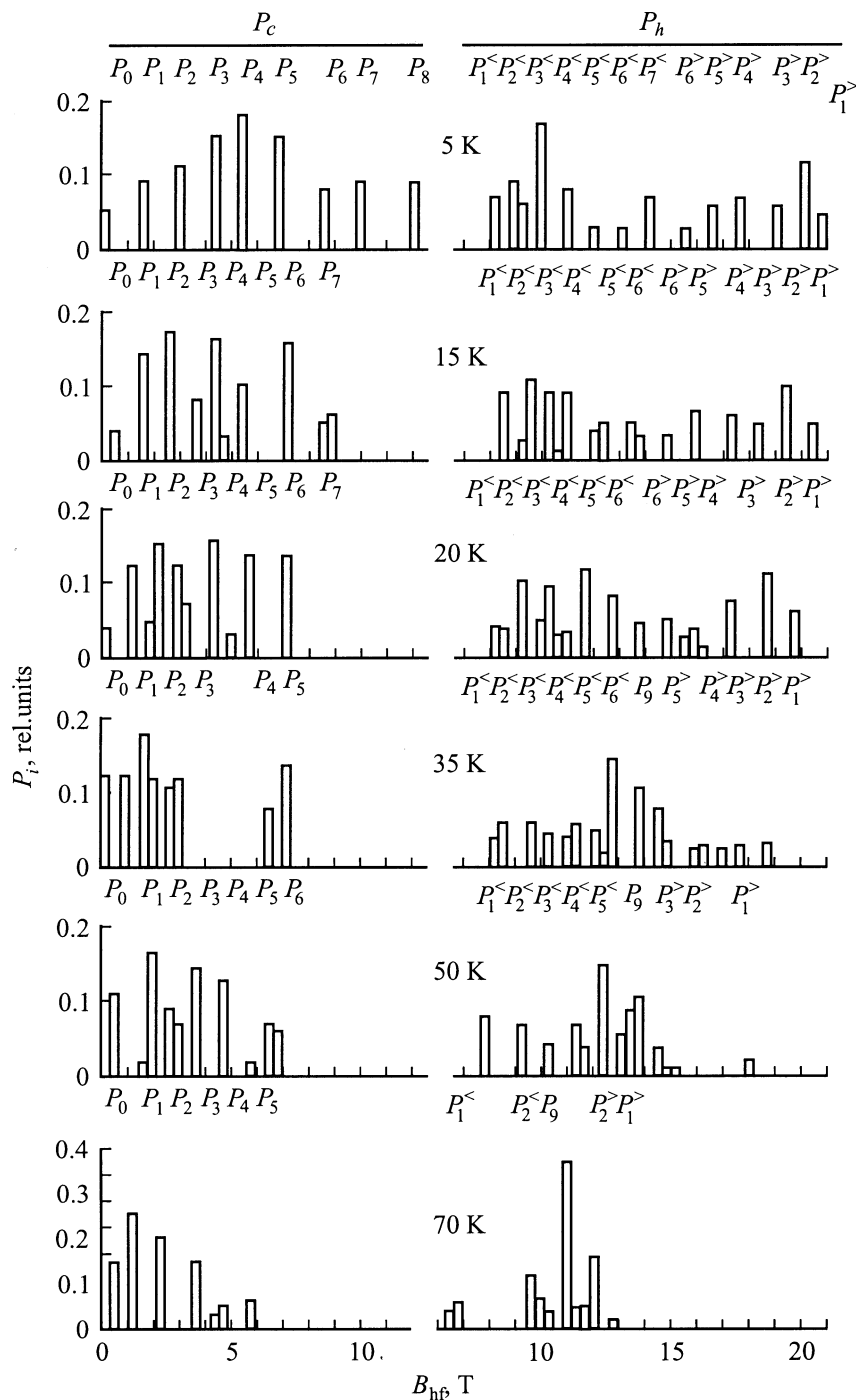


Рис. 2. Распределения магнитных сверхтонких полей $P_c(B_{hf})$ и $P_h(B_{hf})$ для атомов олова в узлах кубической и гексагональной подрешеток самария при температурах от 70 до 5 К в виде гистограмм.

слое, равны расстояниям между h -узлами с этими атомами, и для них использовано одинаковое обозначение (для пар в соседних h -слоях r_i — проекция на c -слой расстояния R_i между узлами с их атомами).

Вероятность нахождения двух атомов на расстоянии R_i друг от друга в узлах одного h -слоя или соседних h -слоев по разные стороны c -слоя пропорциональна числу узлов n_i на этом расстоянии от произвольного

угла в том же или соседнем h -слое. Она растет с концентрацией атомов в h -слое и уменьшается с ростом R_i при фиксированном n_i . Значения самых малых R_i , r_i и соответствующих им n_i приведены в таблице.

На основании концентрации введенных в образец атомов олова (1.5 at.%) и биномиального распределения их в h -слоях вычислены вероятности их нахождения на расстояниях R_i друг от друга, т.е. в парах с R_i

Параметры пар примесных атомов олова в отдельных и соседних h -слоях

i	R_i, a	n_i	i	r_i, a	n_i
1	1	6	1	$1/\sqrt{3}$	3
2	$\sqrt{3}$	6	2	$2/\sqrt{3}$	3
3	2	6	3	$\sqrt{7}/3$	6
4	$\sqrt{7}$	12	4	$\sqrt{13}/3$	6
5	3	6	5	$4/\sqrt{3}$	3
			6	$\sqrt{19}/3$	6
			7	$5/\sqrt{3}$	3
			8	$2\sqrt{7}/3$	6

Примечание. R_i — расстояния между узлами с атомами олова; r_i — расстояния между центрами ближайших c -узлов атомов олова; для пар атомов олова в отдельных h -слоях $r_i = R_i$; n_i — число узлов в слое на расстоянии R_i от любого узла в том же или соседнем h -слое; i — номер пары в порядке увеличения R_i и r_i (R_i и r_i даны в единицах постоянной решетки a .)

(в отдельных h -слоях) и с r_i (в соседних h -слоях). При этом учитывались пары с расстояниями между центрами ближайших c -узлов их атомов, меньшими расстояния от каждого их этих центров до аналогичного центра в том же c -слое любого другого атома олова. Вероятность нахождения атомов олова в парах с R_1 равна 0.080. Отношение вероятностей нахождения атомов олова в парах с R_i следующее:

$$W(R_1) : W(R_2) : W(R_3) : W(R_4) : W(R_5) \\ = 1 : 0.86 : 0.76 : 1.15 : 0.50.$$

Вероятность нахождения атомов олова в парах с r_3 равна 0.033. Отношение вероятностей нахождения атомов олова в парах с r_i имеет вид

$$W(r_1) : W(r_2) : W(r_3) : W(r_4) : W(r_5) : W(r_6) : W(r_7) : W(r_8) \\ = 0.61 : 0.53 : 1 : 0.70 : 0.33 : 0.60 : 0.22 : 0.38.$$

Сравнение вероятностей нахождения атомов олова в парах и интенсивностей компонент распределения P_h при 35 К (и 50 К) позволяет поставить в соответствие компонентам от $P_1^<$ до $P_5^<$ атомы олова в парах с R_1 – R_5 , а компонентам $P_1^>$, $P_2^>$ и $P_3^>$ — атомы олова в парах с r_3 , r_4 и r_6 . Не удалось обнаружить отдельных компонент от атомов олова в парах с r_1 , r_2 и r_5 при 50 и 35 К, хотя вероятности нахождения атомов олова в этих парах соответствуют интенсивностям компонент, вполне достаточным для их наблюдения. При 35 К неопределенности значений интенсивностей компонент $P_1^<$ и $P_4^<$ составляют 20%, компонент $P_2^<$ и $P_1^>$ — 30%, компонент $P_3^<$, $P_2^>$ и $P_3^>$ — 50, 60 и 75% соответственно.

Для упорядочения ионов самария в c -слое около пары существенно не только расстояние между ее атомами, но и взаимное расположение их ближайших c -узлов (находящихся в вершинах равносторонних треугольников).

В частности, ближайшие c -узлы атомов пар с r_1 , r_2 , r_5 и r_7 представляют собой фигуры с двумя взаимно перпендикулярными осями симметрии в их плоскости. Одна ось проходит через центры ближайших c -узлов атомов пары, которые соединяет отрезок r_i . Вторая ось проходит через середину этого отрезка. Она является границей между узлами c -слоя, которые находятся ближе к тому или другому из атомов пары. Моменты ионов самария в узлах на этой границе могут упорядочиваться только перпендикулярно оси c благодаря взаимной компенсации их взаимодействия с ионами c -слоя по разные стороны границы из-за антиферромагнитного упорядочения моментов ионов в соседних h -слоях с атомами пары. Если в остальных c -узлах моменты ионов упорядочиваются коллинеарно оси c , как в чистом самарии, то очевидно, что граница уменьшает взаимодействие между ионами по разные ее стороны и соответственно влияет на их упорядочение.

Из атомов олова в соседних h -слоях только атомы пар с r_1 и r_2 имеют общие ближайшие c -узлы. Для иона в таком узле взаимодействие с антиферромагнитно упорядоченными ионами этих слоев взаимно компенсируется. Атомы олова в парах с r_1 имеют по два общих ближайших c -узла, в парах с r_2 — по одному такому узлу. По этим узлам проходит граница между атомами каждой пары, в узлах которой моменты ионов могут упорядочиваться только перпендикулярно оси c . Поэтому в трех ближайших c -узлах каждого атома олова в парах с r_1 и r_2 могут упорядочиваться коллинеарно оси c моменты соответственно только одного и двух ионов самария. От числа таких ионов должны существенно зависеть температура их упорядочения и величина B_{hf} атомов олова, поскольку их вклад в поле доминирует над вкладом ионов с перпендикулярными оси c моментами. Обнаружение компонент распределения от атомов олова в парах с r_1 и r_2 может быть затруднено из-за величин их полей B_{hf} , так как по крайней мере в некоторой области температур они могут быть близки к B_{hf} других компонент распределения P_h .

Из атомов олова в отдельных h -слоях только те, которые входят в пары с R_1 , имеют общий ближайший c -узел. Для иона самария в таком узле взаимодействие с антиферромагнитно упорядочивающимися ионами двух соседних h -слоев эквивалентно взаимодействию с двумя ионами в его ближайших h -узлах слоя без атомов пары. Это взаимодействие и минимальные расстояния между ближайшими c -узлами атомов таких пар позволяют ожидать упорядочения в них ионов при более высоких температурах, чем в случае упорядочения около атомов других пар.

В распределении P_h при 70 К (рис. 2) только компонента $P_1^<$ имеет достаточно малую интенсивность, ожидаемую для атомов пар с одним R_i . Только она сохраняет постоянную интенсивность в интервале от 70 до 5 К, а $B_{hf}^<(1)$ является наименьшим среди B_{hf} компонент распределения P_h . Именно поле B_{hf} атомов олова в парах с R_1 может быть наименьшим по сравнению

с B_{hf} других атомов в h -узлах, т.е. может соответствовать $B_{hf}^<(1)$. Для этого максимально возможный вклад в B_{hf} трех ионов в ближайших c -узлах атома и вклад только восьми ионов в его девяти ближайших h -узлах (с другим атомом пары) должны иметь разные знаки, т.е. моменты трех ионов в ближайших c -узлах атома должны быть антипараллельны моментам ионов в его ближайших h -узлах. Минимальность B_{hf} автоматически обеспечивает постоянно интенсивности соответствующей этому полю компоненты распределения при изменении температуры. Поэтому постоянную интенсивность компоненты $P_1^<$ с минимальным $B_{hf}^<(1)$ можно рассматривать как следствие антипараллельного упорядочения моментов ионов в ближайших узлах атомов пар с R_i .

Величины B_{hf} компонент распределений P_c и P_h при 5 К позволяют судить о вкладах в некоторые из них ионов в ближайших узлах соответствующих атомов олова. Можно считать, что $B_{hf}(7)$ и $B_{hf}(8)$ инициированы соответственно пятью и шестью ионами с параллельными моментами в ближайших c -узлах атомов олова в c -слое, а $B_{hf}^>(1)$ и $B_{hf}^<(2)$ представляют собой сумму и разность вкладов девяти ионов в ближайших h -узлах и трех ионов с параллельными моментами в ближайших c -узлах тех же атомов. Это следует из того, что $B_{hf}^>(1) = 20.8 \pm 0.2$ Т, $B_{hf}^<(2) = 9.1 \pm 0.2$ Т и $B_{hf}(8) = 12.0 \pm 0.2$ Т удовлетворяют соотношению $B_{hf}(8) = B_{hf}^>(1) - B_{hf}^<(2)$, а $B_{hf}(7)/B_{hf}(8) = 5/6$. При этом $B_{hf}(9) = [B_{hf}^>(1) + B_{hf}^<(2)]/2 = 15.0 \pm 0.2$ Т можно рассматривать как оценку магнитного сверхтонкого поля, инициируемого девятью ионами самария в ближайших h -узлах атомов олова при 5 К. При указанной температуре величины $B_{hf}^<(6)$ и $B_{hf}^>(5)$ соответствуют разности и сумме вкладов девяти ионов в ближайших h -узлах и одного иона в трех ближайших c -узлах тех же атомов.

Суммарные вклады в $B_{hf}^<(i)$ и $B_{hf}^>(i)$ ионов в ближайших c - и h -узлах атомов олова имеют соответственно разные и одинаковые знаки. Соответствие крайних компонент распределения P_h ($P_1^< - P_5^<$), ($P_1^> - P_3^>$) и атомов пар в отдельных и соседних h -слоях означает связь между принадлежностью пары атомов одному или двум слоям и относительными знаками суммарных вкладов в $B_{hf}(i)$ ионов в ближайших c - и h -узлах атомов. По крайней мере при самых малых расстояниях между атомами пар суммарные вклады в $B_{hf}(i)$ ионов в ближайших c - и h -узлах атомов пар в отдельных и соседних h -слоях имеют соответственно разные и одинаковые знаки. При коллинеарных моментах всех ионов в ближайших узлах атомов олова это означает, что суммарные моменты ионов в ближайших c - и h -узлах атомов соответственно антипараллельны и параллельны. Асимметрия распределения P_h относительно сумм интенсивностей всех компонент $P_i^<$ и $P_i^>$ (0.35 ± 0.01) при температурах от 15 до 50 К указывает на то, что установленное соответствие компонент распределения P_h и пар атомов олова в отдельных и соседних h -слоях при температурах выше 35 К, по-видимому, имеет место и

при больших значениях R_i и r_i , поскольку в отдельных h -слоях в пары входит вдвое больше атомов олова, чем в соседних h -слоях.

Таким образом, впервые наблюдалось упорядочение ионов c -слоев самария в парах „магнитных центров“, каждый из которых включает ионы в трех ближайших c -узлах олова, находящегося в h -узле. Эти ионы упорядочиваются при температурах выше T_{N2} благодаря нарушению компенсации их взаимодействия с антиферромагнитно упорядочивающимися ниже T_{N1} ионами двух соседних h -слоев по разные стороны c -слоя с парой „магнитных центров“. Для атомов пар в отдельных h -слоях B_{hf} определяется разностью суммарных вкладов ионов в их ближайших c - и h -узлах (по крайней мере, при самых малых расстояниях между атомами).

Более точные детальные измерения мессбауэровских спектров олова в области магнитного упорядочения самария позволяют определить температурные зависимости B_{hf} атомов олова, находящихся на разных расстояниях друг от друга в отдельных и соседних h -слоях. На основании этих зависимостей можно будет получить подробную картину упорядочения ионов самария в ближайших c -узлах атомов олова.

Предложенная интерпретация распределения $P_h(B_{hf})$ позволяет понять различие в числе наблюдаемых разными методами полей B_{hf} атомов олова и кадмия в самарии. Оно объясняется различными концентрациями используемых немагнитных атомов-зондов. Их концентрации при исследовании СТВ методом возмущенных угловых корреляций по крайней мере на порядок, а чаще на несколько порядков меньше, чем в мессбауэровских измерениях. Соответственно меньше и число пар с малыми расстояниями между атомами. Атомы кадмия в парах с малыми расстояниями между примесными немагнитными атомами в работе [14] не были обнаружены. В ней определена температурная зависимость B_{hf} атомов кадмия, находившихся на больших расстояниях от других примесных немагнитных атомов.

Все тяжелые РЗ-металлы от гадолиния до эрбия имеют гексагональную плотноупакованную структуру. Ее постоянная решетки a уменьшается от 0.3636 нм для гадолиния до 0.3560 нм для эрбия. При этом отношение постоянных решетки c/a изменяется от 1.590 до 1.570 соответственно. Для самария $a = 0.3663$ нм, $2c/9a = 1.595$ [18]. Ввиду небольших изменений постоянных решетки и их отношения можно ожидать, что для атомов немагнитной примеси в тяжелых РЗ-металлах и в гексагональной подрешетке самария будут близки градиенты электрического поля q_h . Это подтверждается результатами измерений для атомов кадмия в данных РЗ-металлах, согласно которым q_h меняется всего лишь в 1.4 раза [10,14].

Сдвиги компонент секстетов в мессбауэровских спектрах олова в тербии [4], диспрозии [3,4], гольмии [5,6] и эрбии [6–8] свидетельствуют о том, что ядра олова испытывают не только магнитное дипольное, но и электрическое квадрупольное взаимодействие. Знаки квадрупольного

польных сдвигов, очевидные из этих спектров, согласуются с ожидаемыми исходя из установленного знака q_h для атомов олова в самарии и известных магнитных структур РЗ-металлов при низких температурах [18]. Значения квадрупольных сдвигов компонент секстетов, грубо оцененные на основании известных мессбауэровских спектров, оказались того же порядка величины, что и ожидаемые при равенстве значений q_h для атомов олова в обсуждаемых РЗ-металлах и самарии.

Мессбауэровские спектры олова в диспрозии [3,4], гольмии [5] и эрбии [6–8] интерпретированы авторами как соответствующие двум полям с соотношением их величин $B_{hf}(x) \cong 0.75B_{hf}$. При этом в каждом случае меньшему полю отвечает слабый секстет с интенсивностью, в несколько раз меньшей интенсивности основного. Эти меньшие поля являются результатом неправильной интерпретации. При обработке спектров, компоненты которых не разрешены даже при низких температурах, не учитывались квадрупольные сдвиги линий секстетов и их уширение из-за ширин распределений B_{hf} . Спектры подгонялись двумя секстетами с одной шириной всех линий. В результате секстет с квадрупольными сдвигами компонент „раскладывался“ на два секстета без них, но с разными изомерными сдвигами. Положение и интенсивность основного секстета определялись крайними линиями измеренного секстета. Слабый секстет определялся остатками второй и пятой линий после выделения интенсивного секстета. Естественно, что при этом получалось приведенное выше соотношение между двумя полями. Изомерные сдвиги двух получившихся в результате секстетов для олова в гольмии и эрбии при низких температурах отличались на 0.5–1 mm/s [5–8].

Авторы выражают благодарность Н.Н. Делягину за предоставленную программу для обработки мессбауэровских спектров и обсуждение результатов, С.И. Рейману за участие в начальном этапе работ.

Список литературы

- [1] V. Gotthardt, H.S. Moller, R.L. Mossbauer. Phys. Lett. **A28**, 7, 480 (1969).
- [2] А.С. Кучма, В.П. Парфенова, В.С. Шпинель. Письма в ЖЭТФ **13**, 2, 192 (1971).
- [3] S.K. Godovikov, M.G. Kozin, V.V. Turovtsev, V.S. Shpinel. Phys. Stat. Sol. (b) **78**, 1, 103 (1976).
- [4] П.В. Богданов, С.К. Годовиков, М.Г. Козин, В.В. Туровцев, В.С. Шпинель. ЖЭТФ **72**, 6, 2120 (1977).
- [5] P.V. Bogdanov, S.K. Godovikov, M.G. Kozin, V.S. Shpinel. Hyperfine Int. **5**, 2, 333 (1978).
- [6] С.К. Годовиков. ФТТ **27**, 5, 1291 (1985).
- [7] С.К. Годовиков, Н.И. Морева, А.А. Садовский, А.И. Фирсов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **54**, 9, 1674 (1990).
- [8] С.А. Никитин, С.К. Годовиков, В.Ю. Бодряков, И.А. Авенариус. Изв. РАН. Сер. физ. **58**, 4, 15 (1994).
- [9] M. Forker, A. Hammesfahr. Z. Phys. **263**, 1, 33 (1973).
- [10] W. Witthuhn, W. Engel. In: Hyperfine Interactions of Radioactive Nuclei. Topics in Current Physics / Ed. J. Christiansen. Springer-Verlag, Berlin, etc. (1983). V. 31. P. 205.
- [11] С.И. Рейман, Н.И. Рохлов. ФТТ **27**, 5, 1587 (1985).
- [12] W.C. Koehler, R.M. Moon. Phys. Rev. Lett. **29**, 21, 1468 (1972).
- [13] С.И. Рейман, Н.И. Рохлов, И.Н. Розанцев, Ф.Д. Хамдамов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 12, 2392 (1986).
- [14] M. Forker, L. Fraise. Hyperfine Int. **34**, 2, 329 (1987).
- [15] С.И. Рейман, И.Н. Розанцев. ЖЭТФ **102**, 2, 704 (1992).
- [16] K. Eckrich, E. Dorman, A. Oppelt, K.H.J. Buschow. Z. Phys. **B23**, 1, 157 (1976).
- [17] Н.И. Делягин, В.И. Крылов, Н.И. Морева, Г.Т. Муджири, В.И. Нестеров, С.И. Рейман. ЖЭТФ **88**, 1, 300 (1985).
- [18] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов. Изд-во МГУ, М. (1989). С. 21.