

В случае Mn-феррита, имеющего катионное распределение $\text{Fe}_{0,2}^{3+}\text{Mn}_{0,8}^{2+}[\text{Fe}_{1,8}^{3+}\text{Mn}_{0,2}^{2+}]_0$, в B-подрешетке возможны два прямых обмена: $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$ и $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$. Поскольку ионные радиусы у Mn^{2+} больше, чем у Fe^{3+} , то при охлаждении данного феррита прямое перекрытие t_{2g} -орбиталей у катионов Mn^{2+} наступит при более высокой температуре, чем у катионов Fe^{3+} . Поэтому можно считать, что в Mn-феррите фазовый переход в районе 200 К (T_1) вызван образованием пар $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$, а в районе 145 К (T_2) — образованием пар $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$. Так как число катионов Mn^{2+} в октаэдрических узлах Mn-феррита меньше числа катионов Fe^{3+} , то переход T_1 должен быть менее выраженным, чем переход T_2 , что и подтверждается результатами, приведенными на рис. 9.

Так как в Mn-феррите прямые BB-обмены $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$ и $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$ отрицательные, то при температурах T_1 и T_2 неелевское спиновое упорядочение должно превратиться в неколлиinearное, что находится в согласии с нашими экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Hilpert S. // Ber. Deut. Chem. Ges. 1909. 42. P. 2248. [2] du Bois H. E. J. // Phil. Mag. 1890. 29. P. 293; Weiss P. // J. de Phys. Ser. 3. 1896. 5. P. 435. [3] Сноек Я. Исследования в области новых ферромагнитных материалов. М., 1949. [4] Белов К. П., Горяга А. Н., Лямзин А. Н. // ФТТ. 1989. 31, № 2. С. 28. [5] Guillaud C., Szeveoux H. // Compt. Rend. Acad. Sci. 1950. 230. P. 1256. [6] Ковтун Е. Ф., Мильнер А. С. // Ферриты. Минск, 1960. С. 258. [7] Свирина Е. П. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук, М. (МГУ), 1979. [8] Борлаков Х. Ш. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Кабардино-Балкарский университет, 1989. [9] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов. М., 1976. Т. 1. [10] Белов К. П., Талалаева Е. В. // Науч. докл. высшей школы, физ.-мат. науки. 1958. № 2. С. 220. [11] Талалаева Е. В. // ФТТ. 1961. 3, № 2. С. 441. [12] Белов К. П., Залесский А. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1961. 25, № 12. С. 1134. [13] Белов К. П., Никитин С. А. // Кристаллография. 1960. 5. С. 726. [14] Белов К. П., Горяга А. Н., Пронин В. Н., Скипетрова Л. А. // ФТТ. 1983. 25, № 3. С. 950. [15] Белов К. П., Горяга А. Н., Пронин В. Н., Скипетрова Л. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 6. С. 56. [16] Гуденко Д. Магнетизм и химическая связь. М., 1968. [17] Белов К. П., Горяга А. Н., Пронин В. Н., Скипетрова Л. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. 30, № 4. С. 118.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 1

УДК 536.646

О МЕХАНИЗМЕ МЕЖПОДРЕШЕТОЧНОГО ОБМЕНА В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И ЖЕЛЕЗА

А. К. Куприянов, В. А. Васильковский, В. Ф. Островский
(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Методом спинового эха измерены сдвиги сверхтонких полей на ядрах гадолиния и иттрия в квазибинарных и тройных фазах Лавеса, содержащих примесные атомы тербия и самария. На основе анализа полученных результатов сделаны выводы о наличии отрицательной $5d$ -поляризации в окрестности атомов гадолиния. Предложен новый механизм межподрешеточного обмена, представляющего собой разновидность гибридного обмена.

Известно, что высокие значения константы магнитной анизотропии и магнитострикции в интерметаллических соединениях редкоземельных металлов (РЗМ) с железом во многом обусловлены сильным обмен-

ным полем, действующим со стороны железа на РЗ-атомы. С другой стороны, исследования сверхтонких взаимодействий показали, что железная подрешетка одновременно создает аномально высокие значения индуцированных полей на ядрах РЗМ. Сопоставление этих фактов указывает на взаимосвязь обменных и сверхтонких взаимодействий, поэтому можно надеяться, что изучение полей на ядрах позволит сделать некоторые выводы относительно механизма межподрешеточного обмена. Так, например, исследования сверхтонких полей в соединениях $Gd_xY_{1-x}Fe_3$ [1] выявили, что в межподрешеточном обмене принимают участие коллективизированные d -электроны. Однако в разных исследованиях можно встретить весьма противоречивые суждения о природе и свойствах этих электронов. С целью получения дополнительных сведений об этих электронах нами предпринято изучение спектров ЯМР ^{89}Y и ^{155}Gd в ряде фаз Лавеса, где атомы иттрия и гадолиния замещаются тербием и самарием. Выбор замещения обусловлен тем, что самарий и тербий являются ближайшими соседями гадолиния в периодической таблице, причем у ионов самария орбитальный момент имеет противоположную ориентацию по сравнению с ионами тербия.

Образцы сплавов выплавлялись по стандартной методике, описанной ранее [2]. Всего было выплавлено 18 образцов системы сплавов $R_xT_{1-x}Fe_2$, где $T=Y, Gd$, $R=Tb, Sm, Gd$, а $x=0,1; 0,2$ и $0,3$. Спектры ЯМР ^{89}Y и ^{155}Gd получены на спектрометре некогерентного спинового эха при 4,2 К в режиме максимального разрешения. Все линии ЯМР имели несимметричную форму, что позволило выделить сателлиты, обусловленные нарушением симметрии ближайшего окружения центрального атома. Линии Gd имели раздутую низкочастотную часть, а линии Y, наоборот, испытывали неоднородное уширение в сторону более высоких частот. Положения основных линий ЯМР и их сателлитов для изученных сплавов указаны в таблице.

Для анализа полученных результатов общее сверхтонкое поле на ядрах исследуемых атомов можно представить в виде суммы нескольких слагаемых:

$$H_{hf} = H_c = H_{3d} + H_{4f}, \quad (1)$$

где H_c — поле, обусловленное собственным магнитным моментом рассматриваемого атома, а $H_{3d, 4f}$ — поля, индуцируемые соседними атомами из $3d$ - и $4f$ -подрешетки соответственно.

При замещении в РЗ-подрешетке суммарное поле изменяется, так как изменяется вклад H_{4f} , который можно представить в следующем виде:

$$H_{4f} = \frac{18\pi}{g_n \mu_B n} \sum_j^{s,d} \frac{A_j \Gamma_j n_j^2}{E_j^F} \sum_{i \neq l} F_j(2k_j^F R_{il}) S_i^z. \quad (2)$$

В этом выражении A_j обозначают сверхтонкие константы, Γ_j — обменные интегралы с электронами проводимости, n_j — концентрацию коллективизированных электронов, F_j — функции Рудермана—Киттеля, S_i^z — поляризующие спины, остальные обозначения имеют общепринятый смысл. Значения s и d отвечают наличию двух зон, и индекс j принимает значения s и d соответственно.

Обычно предполагается, что $A_d = 125 \text{ кЭ} \cdot \mu_B^{-1} \approx 0,1 A_s$, т. е. учет d -электронов в общепринятом смысле играет роль небольшой поправки и в первом приближении может не учитываться.

**Резонансные частоты (в МГц) основных линий и спутников ЯМР
в квазибинарных и тройных сплавах со структурой фаз Лавеса**

Соединение	Число замещенных атомов		
	0	1	2
<i>Ядро ⁸⁹Y</i>			
Gd _{0,1} Y _{0,9} Fe ₂	45,9±0,1	48,1±0,2	50,5±0,2
Gd _{0,2} Y _{0,8} Fe ₂	46,3±0,1	48,7±0,2	51,0±0,2
Gd _{0,3} Y _{0,7} Fe ₂	46,6±0,1	49,1±0,2	51,3±0,2
Tb _{0,1} Y _{0,9} Fe ₂	46,2±0,1	48,2±0,2	50,0±0,2
Tb _{0,2} Y _{0,8} Fe ₂	47,0±0,1	48,8±0,2	50,8±0,2
Tb _{0,3} Y _{0,7} Fe ₂	47,6±0,1	49,4±0,2	51,3±0,2
<i>Ядро ¹⁵⁵Gd</i>			
Tb _{0,1} Gd _{0,9} Fe ₂	56,1±0,1	55,4±0,2	54,5±0,2
Tb _{0,2} Gd _{0,8} Fe ₂	55,3±0,1	54,5±0,2	53,9±0,2
Tb _{0,3} Gd _{0,7} Fe ₂	55,1±0,1	54,3±0,2	53,7±0,2
Sm _{0,1} Gd _{0,9} Fe ₂	55,4±0,1	53,5±0,2	51,3±0,2
Sm _{0,2} Gd _{0,8} Fe ₂	54,9±0,1	52,9±0,2	50,9±0,2
Sm _{0,3} Gd _{0,7} Fe ₂	54,4±0,1	52,5±0,2	50,4±0,2
Gd _{0,1} Y _{0,9} Fe ₂	56,1±0,1	53,8±0,2	51,5±0,2
Gd _{0,2} Y _{0,8} Fe ₂	55,9±0,1	53,5±0,2	51,0±0,2
Gd _{0,3} Y _{0,7} Fe ₂	55,7±0,1	53,2±0,2	49,7±0,2

Примечание. Соединения Sm_xY_{1-x}Fe₂ исключены из рассмотрения как неоднородные.

В нашем случае выражение для H_{4f} можно упростить, если учесть, что в интерметаллидах ближайшие соседи создают свыше 80% общего вклада. Наличие у замещающих атомов орбитальных моментов еще более снижает роль последующих координационных сфер, так как в силу специфики наблюдения ЯМР наличие орбитальных моментов способствует появлению локальной анизотропии, уменьшающей усиление сигналов ЯМР. При этом константа анизотропии оказывается пропорциональной числу замещающих атомов, которое увеличивается с номером координационной сферы. Поэтому суммирование по координационным сферам в нашем случае можно не проводить. С учетом того, что при $x=0,1$ и $0,2$ наиболее вероятными конфигурациями ближайших соседей являются такие, где из четырех возможных либо оказывается замещенным один атом, либо не замещен ни один, выражение для H_{4f} принимает вид

$$H_{4f} = H_s + H_d,$$

где H_s, d означает вклад от поляризации s - и d -электронов соответственно.

Так как при малых замещениях можно полагать электронную структуру сплавов неизменной, то изменение H_{4f} оказывается пропорциональным изменению общего поляризующего спина у ближайших соседей. Экспериментально такое изменение наблюдалось на сплавах иттрия, где увеличение ΔH_{4f} происходит линейно с возрастанием действующего спина. (см. таблицу). Однако для соединений гадолиния эта пропорциональность не наблюдается по очевидной причине. В сплавах гадолиния с железом существуют еще два вида обменных взаимодействий — PЗ—Fe и PЗ—PЗ. Если же считать, что и в этом случае

сдвиг сателлита должен быть пропорциональным изменению спина, то ожидаемый сдвиг для сплава $Tb_{0,1}Gd_{0,9}Fe_2$ должен составлять всего 0,4 МГц против 0,7 МГц, наблюдаемого в эксперименте.

Экспериментальные значения сдвигов сверхтонких полей для сплавов $Tb_xGd_{1-x}Fe_2$ и $Sm_xGd_{1-x}Fe_2$ можно объяснить, если предположить наличие второго вклада, связанного с поляризацией d -электронов, но обусловленного некоторым другим механизмом.

Из альтернативных объяснений следует прежде всего рассмотреть дипольные вклады. Этот механизм не может быть использован для объяснения возникающих сдвигов сверхтонких полей, так как в этом случае ожидаемые сдвиги должны быть направлены в разные стороны, поскольку орбитальные моменты Sm и Tb ориентированы во взаимно обратных направлениях, а экспериментальные сдвиги направлены в одну сторону.

В то же время эти сдвиги не могут быть связанными с поляризацией $3d$ -электронов, так как для того, чтобы сдвиги от s - и d -электронов были сравнимы по величине между собой, необходимо существование макроскопического $3d$ -момента, наличие которого ничем не подтверждается. По-видимому, наиболее вероятно, что возникшая в окрестности атома гадолиния d -поляризация носит $5d$ -характер. Для того чтобы вклады от s - и $5d$ -электронов складывались друг с другом, необходимо предположить, что $5d$ -поляризация противоположна $4f$ -моменту.

Существование такой поляризации установлено нами ранее при обсуждении влияния давления на сверхтонкие поля в $Gd_xY_{1-x}Fe_2$ [3] и при рассмотрении сверхтонких полей в сплавах GdM_xFe_{2-x} [4]. При наличии $5d$ -поляризации соответствующая сверхтонкая константа теперь увеличивается почти в 6 раз, а требуемая степень поляризации, естественно, снижается.

Возникновение отрицательной $5d$ -поляризации можно объяснить межполосным смешиванием. Для простоты удобнее рассмотреть (рисунок) параболическую полосу, где обменнорасщепленные $4f$ -состояния со спином «вверх» заняты и находятся ниже уровня Ферми, а пустые состояния со спином «вниз» — соответственно выше уровня Ферми. По аналогии с более известным $s-f$ -смешиванием [5] можно считать, что процессы $f-d$ -смешивания связаны с возникновением виртуальных $f-d$ и $d-f$ -переходов на уровни, лежащие немного выше уровня Ферми. В первом приближении приня-

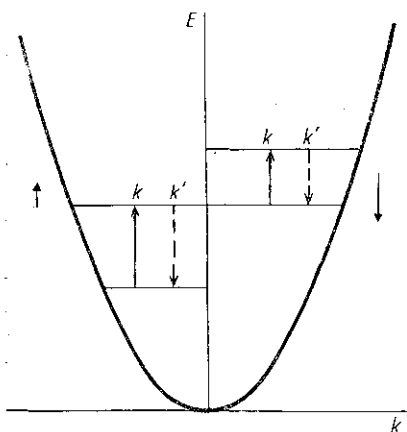


Схема межполосного $f-d$ -смешивания, приводящего к отрицательной d -поляризации

то считать, что $5d$ -уровни незначительно отличаются от энергии Ферми, так что они располагаются несимметрично относительно $4f^+$ и $4f^-$ уровней.

Волновая функция, описывающая определенное состояние в атоме гадолиния при наличии виртуальных переходов, так же как в [5], представляет собой произведение пространственных и спиновых частей волновых функций всех семи f -электронов и $5d$ -электрона. Однако для установления направления результирующего $5d$ -момента оказывается

достаточным представлением волновых функций в самом общем виде: $\psi_F^k(4f, 5d)$ и $\psi_{4f}^{k'}(4f, 5d)$, где k и k' соответствуют волновым векторам и могут меняться местами.

Тогда, обозначая через V_{fd} эффективный потенциал $f-d$ -взаимодействия, можно записать матричный элемент, характеризующий виртуальные переходы с $4f^+$ -уровня на уровень Ферми с волновым вектором k и обратно с k' в виде

$$\sigma_{kk'}^+ = \langle \psi_{4f}^{k'}(5d, 4f) | V_{fd} | \psi_F(5d, 4f) \rangle \langle \psi_F(5d, 4f) | V_{fd} | \psi_{4f}^k(5d, 4f) \rangle. \quad (4)$$

Благодаря таким переходам на уровне Ферми образуется некоторая спиновая плотность с направлением «вверх», приводящая к увеличению энергии электронов. Вероятность ее возникновения зависит от ширины энергетической щели:

$$\omega_+ = \frac{1}{E_F - E_+} \langle \psi_{4f}^{k'} | V_{fd} | \psi_F \rangle \langle \psi_F | V_{fd} | \psi_{4f}^k \rangle. \quad (5)$$

Аналогично для виртуальных переходов на пустой $4f^-$ -уровень с волновым вектором k и обратно с k' имеем

$$\sigma_{kk'}^- = \langle \psi_{4f}^{k'}(4f; 5d) | V_{fd} | \psi_F(2f; 5d) \rangle \langle \psi_F(4f; 5d) | V_{fd} | \psi_{4f}^k(4f; 5d) \rangle, \quad (6)$$

$$\omega_- = \frac{1}{E_- - E_F} \langle \psi_{4f}^{k'} | V_{fd} | \psi_F \rangle \langle \psi_F | V_{fd} | \psi_{4f}^k \rangle. \quad (7)$$

Сравнение величин ω_- и ω_+ показывает, что поскольку $E_F - E_+ \neq E_- - E_F$, то $\omega_- > \omega_+$, и на уровне Ферми образуется результирующий спин с направлением «вниз» (см. рисунок).

Следует отметить, что в интерметаллических соединениях РЗМ и железа значение индуцированной $5d$ -плотности должно усиливаться двумя факторами: 1) сильное обменное поле, действующее со стороны $3d$ -подрешетки, может приводить к обменному усилению $5d$ -плотности; 2) наличие ковалентной связи между $4f$ - и $3d$ -металлами приводит к так называемому ковалентному магнетизму, когда в электронной оболочке $4f$ -металла индуцируется спиновая плотность, антипараллельная $3d$ -моменту; эта плотность также является $5d$ -плотностью и участвует в виртуальных переходах, увеличивая как значение ω_+ , так и ω_- .

Хотя рассмотренное $f-d$ -взаимодействие имеет анизотропный характер, численные оценки [6] показывают, что основную роль в нем играют спиновые компоненты, соответствующие изотропному обмену. Тогда в первом приближении изменение сверхтонкого вклада, как и в случае РККИ, должно быть пропорциональным изменению спина. Так как при замещении атомов гадолиния атомами самария изменение поляризующего спина должно быть в два раза больше, чем при замещении гадолиния тербием, можно записать

$$\Delta f_{Gd}^{Tb} = 0,4 + 0,3 = 0,7 \text{ МГц для ионов Tb,}$$

$$\Delta f_{Gd}^{Sm} = 0,8 + 0,6 = 1,4 \text{ МГц для ионов Sm,}$$

что удовлетворительно согласуется с экспериментальными сдвигами для самария (см. таблицу).

В соединениях РЗМ с железом $3d$ -момент последнего обычно считается локализованным, и спиновую структуру интерметаллидов можно представить как совокупность $4f$ - и $3d$ -локализованных моментов и

некоторой $5d$ -спиновой плотности, которую в силу $3d-5d$ -гибридизации можно рассматривать как коллективизированную.

Эффективный потенциал, описывающий взаимодействие в такой совокупности, можно представить в виде суммы как следствие его разложения по малому параметру, в качестве которого выбирается степень перекрытия волновых функций локализованных моментов [7]:

$$V = V_{12} + V_{23} + V_{13} - \frac{1}{2} (P_{12}V_{21} + V_{21}P_{21}) + \frac{1}{2} \sum P_{12} |\psi\rangle \langle \psi^* V_{21} | + \\ + \frac{1}{2} \sum V_{12} |\psi\rangle \langle \psi^* P_{21} | - (V_{13}P_{31} - P_{23}V_{32}) + (V_{13}P_{123} + P_{132}V_{31}), \quad (8)$$

где можно выделить три группы слагаемых.

Первая группа описывает парные взаимодействия и представляет собой различные варианты прямого обмена. Очевидно, что это взаимодействие неприменимо для описания междоузельного обмена прежде всего потому, что $4f$ -моменты экранируются внешней электронной оболочкой и слабо перекрываются с $3d$ -функциями.

Вторая группа содержит выражения вида $V_{13}P_{31} - P_{23}V_{32}$, где P_{ij} являются операторами перестановок. Она описывает косвенный обмен типа РККИ. На первой стадии изучения интерметаллидов междоузельный обмен трактовался обычно в этом приближении, но последующие численные расчеты показали, что этот тип взаимодействия плохо согласуется с данными эксперимента.

Наконец, слагаемое $V_{13}P_{123} + P_{123}V_{31}$, содержащее операторы тройных перестановок, представляет собой сравнительно новый вид взаимодействия, которое условно можно назвать гибридным. Нетрудно видеть, что этот тип обмена как раз соответствует полученным представлениям о спиновой структуре интерметаллидов.

Общий вид обменного интеграла, отвечающего этому взаимодействию, приведен в работе [7], согласно которой его можно записать в виде

$$J^{mm'} = \frac{k_f^4}{2\pi^3} \langle \psi_1^* \psi_2^* \psi_3^* | \psi_1 \psi_2 \psi_3 \rangle A_m, \quad (9)$$

где ψ_1 и ψ_2 представляют собой волновые функции магнитных электронов, ψ_3 характеризуется слэтеровским детерминантом, составленным из блоховских функций,

$$A_m = \int \psi_{1,2,3}^*(r_1) F(k_f | r_2 - r_1 |) \psi_{1,2,3}(r_2 - R) d^3r_1 d^3r_2, \quad (10)$$

— величина, в которую входят функции Рудермана—Киттеля $F(k_f \Delta r)$, а R — вектор, соединяющий магнитные ионы 1 и 2.

Дальнейшее упрощение вида обменного интеграла требует конкретного выражения для волновых функций магнитных атомов и проведения соответствующих квантовомеханических расчетов, но некоторые его свойства ясны из его общего представления. В частности, видно, что как и РККИ-обмен, данное взаимодействие зависит от концентрации коллективизированных электронов. Вместе с этим величина обменного интеграла зависит от степени перекрытия волновых функций в первом порядке малости, т. е. не исчезает для полностью заполненных полос. Значение интеграла осциллирует с изменением аргумента функций Рудермана—Киттеля, причем для больших значений аргумента интеграл приобретает отрицательное значение, соответствующая антифер-

ромагнитной ориентации спинов РЗМ и железа. Сам интеграл более дальнедействующий, чем прямой обмен, но резко падает с увеличением расстояния и обладает свойствами анизотропии. Температурная поправка к интегралу пропорциональна квадрату температуры, что делает взаимодействие заметным при комнатных температурах.

Перечисленные свойства гибридного обмена не только позволяют объяснить такие экспериментальные факты, как малый скачок сверхтонкого поля на ядрах железа в соединениях $Gd_xY_{1-x}Fe_2$ [8] и анизотропию сверхтонких взаимодействий в $Gd_xY_{1-x}Fe_3$ [9], но и дают возможность предсказать увеличение сверхтонких полей на гадолинии при его замещении лютецием в сплавах $Gd_xLu_{1-x}Fe_2$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Куприянов А. К., Никитин С. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1981. 22, № 1. С. 57. [2] Белов К. П., Никитин С. А., Савицкий Е. М. и др. // Редкоземельные металлы, сплавы и интерметаллические соединения. М., 1973. С. 89. [3] Куприянов А. К., Васильковский В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 3. С. 49. [4] Куприянов А. К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 1. С. 57. [5] Kondo J. // Progr. Theor. Phys. 1962. 28. P. 846. [6] Ho Shi Lie, Lie Y., Coie J. // J. Cond. Mat. 1991. 3. P. 7277. [7] Еремин М. В., Халиуллин Г. Г. // ФТТ. 1976. 18. С. 1903. [8] Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М. и др. // ЖЭТФ. 1975. 68. С. 577. [9] Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К. // ЖЭТФ. 1975. 69. С. 2212.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 1

УДК 548 : 537.611

ПРИРОДА МАГНИТНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ИТТРИЯ, ЗАМЕЩЕННЫХ ИОНАМИ Ce^{3+} , Sm^{3+} , Nd^{3+} и Tm^{3+}

Н. В. Волкова, Л. А. Скипетрова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В работе рассматривается большой экспериментальный материал по поведению магнитных и анизотропных свойств ферритов-гранатов иттрия, замещенных ионами Ce^{3+} , Sm^{3+} , Nd^{3+} и Tm^{3+} . Проведено сравнение полученных результатов с существующими теориями анизотропии и магнитострикции ферримангнетиков. Сделаны предположения о возможной природе магнитной анизотропии в данных соединениях. Показано, что для всех изученных ферритов при малых концентрациях редкоземельных ионов магнитная анизотропия может быть объяснена с помощью одноионной модели, а при больших — необходимо учитывать анизотропное обменное взаимодействие между парами магнитных ионов, т. е. имеет место двуионная модель.

§ 1. Введение

Особенности редкоземельных магнитоупорядоченных соединений определяются тем, что в кристаллической решетке этих веществ редкоземельные ионы обладают ненулевым орбитальным моментом L . Это приводит к сильному и анизотропному взаимодействию ионов с решеткой и, как следствие этого, к большой анизотропии их магнитных свойств.

В настоящее время принято считать, что основной вклад в магнитную анизотропию редкоземельных ферритов-гранатов дает взаимодействие орбитального момента редкоземельного (РЗ) иона с кристалли-