

Приведенные здесь расчеты в приближении геометрической оптики неприменимы лишь на каустике и в ее окрестности. Однако при желании можно и здесь воспользоваться хорошо известными методами расчета волновых полей на каустиках. Более того, хорошо разработанные квазиоптические методы дифракции позволяют находить и другие дифракционные поправки к лучевой картине. В случае точечного источника нормальных волн, расположенного на конечном расстоянии от берега, картина перестает быть плоской, расчеты усложняются, но проводятся по той же самой схеме. Эта схема годится также и для расчета вертикальной рефракции квазимод в неклиновидном шельфе при достаточно плавном изменении глубины моря. Исходные данные для расчета преломленной волны берутся при этом также из расчетов горизонтальной рефракции квазимод [1] в волноводной зоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В. К. Рефракция нормальных волн в клине, лежащем на полупространстве.—Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1972, 13, № 3, с. 293—300.
2. Кузнецов В. К. Звуковое поле точечного источника в клине, граничащем с диссипативной средой.—Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1975, 16, № 3, с. 281—288.
3. Кузнецов В. К. Гидроакустические поля в шельфе произвольного профиля.—Акуст. журн., 1978, 24, вып. 2, с. 216—220.
4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1973, с. 73.
5. Cathey W. T. Relation between beam displacement and phase shift upon total reflection at a plane dielectric interface.—J. Opt. Soc. Amer., 1973, 63, N 6, p. 764—768.
6. Кузнецов В. К. Метод мнимых источников в гидроакустической задаче описания высокочастотных звуковых полей в клине.—Акуст. журн., 1972, 18, вып. 2, с. 270—276.

Поступила в редакцию
29.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 537.611.46

А. К. КУПРИАНОВ, С. А. НИКИТИН

ПАРАМЕТРЫ КОСВЕННОГО ОБМЕНА В СОЕДИНЕНИЯХ ГАДОЛИНИЯ И ЖЕЛЕЗА

§ 1. Введение. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов (РЗМ) с металлами группы железа являются удобными объектами для изучения взаимодействия двух типов магнитоактивных атомов: атомов РЗМ с 4f-электронной оболочкой, сильно экранизированной вышележащими электронными слоями и незначительно меняющейся под действием окружающих атомов, и атомов 3d-элементов, у которых электронная оболочка сильно деформируется под действием кристаллических и обменных полей [1]. Высокие магнитные характеристики этих соединений во многом определяются значительным (10^6 Э) обменным полем, действующим со стороны 3d-атомов на магнитные моменты РЗМ [2]. Природа этого обменного взаимодействия изучена слабо, хотя предполагается [3], что его можно описать в рамках теории косвенного обмена. Если учесть, что обменные взаимодействия через коллективизированные электроны присущи не только РЗМ [4], но, по-видимому, и металлическому железу [5], то становится понятной важность определения интегралов косвенного обменного

взаимодействия в интерметаллидах типа R_xFe_y , где R — атомы РЗМ.

При экспериментальном определении параметров системы коллективизированных электронов подобных сплавов используется, как правило, один тип эксперимента, вследствие чего выводы носят очень ограниченный характер, так как не представляется возможным определить интегралы обменного взаимодействия и параметры электронной структуры.

В связи с этим мы провели анализ наших результатов измерений нескольких физических параметров (сверхтонкого поля, электросопротивления и магнитных характеристик) на одних и тех же образцах системы $Gd_xY_{1-x}Fe_3$ с целью получения информации о характере обменных взаимодействий в этих веществах.

Выбор такой системы представляется целесообразным, поскольку гадолиний не обладает орбитальным моментом и эффекты кристаллического поля можно не принимать во внимание; кроме того, в отличие от стехиометрий RFe_2 и R_2Fe_{17} , атомы РЗМ в указанных составах имеют два неэквивалентных кристаллографических положения, что, как будет видно далее, создает определенные преимущества по сравнению, например, с более изученными системами, образующими фазы Лавеса.

§ 2. Теория. Для определения параметров косвенного обмена нами использованы выражения для сверхтонкого поля на ядрах атомов $H_{ст}$, величины магнитного вклада в электросопротивление $\rho_{\text{маг}}^{\text{max}}$ и энергии косвенного обменного взаимодействия $W_{fd}^{\text{обм}}$, полученные в теории, развитой Рудерманом, Киттелем, Касуйа и Иосидой (РККИ-теории). В приближении эффективной массы и квадратичного закона дисперсии коллективизированных электронов значения $H_{ст}$, $\rho_{\text{маг}}^{\text{max}}$ и $W_{fd}^{\text{обм}}$ удобно записать в виде [6, 7, 3]:

$$H_{ст} = \frac{m^* k_f^4 \Gamma_{sf} A_{ст} \langle S_z \rangle}{\pi^3 \hbar^2 g_{я} \mu_{я} N^2} \sum_{G_d} F_i(y), \quad (1)$$

$$\rho_{\text{маг}}^{\text{max}} = \frac{3\pi N m^{*2}}{4\hbar^3 e^2 k_f^2} [\nu G_f A_{sf}^2 + (1 - \nu) G_d A_{sd}^2 + \nu(\nu - 1) (S_f A_{sf} - S_d A_{sd})^2], \quad (2)$$

$$W_{fd}^{\text{обм}} = \frac{m^* k_f^4}{N^2 \hbar^2 \pi^3} \Gamma_{sd} \Gamma_{sf} S_f^z S_d^z \sum_{Fe} F_i(y), \quad (3)$$

где $A_{ст}$ — константа сверхтонкого взаимодействия, $\Gamma_{sf} = A_{sf}/V_0$, $\Gamma_{sd} = A_{sd}/V_0$ — интегралы sf - и sd -обмена, V_0 — объем элементарной ячейки, N — число узлов решетки, m^* — эффективная масса носителей, k_f — волновой вектор на поверхности Ферми, $G_i = S_i(S_i + 1)$ (индекс $i=f$ относится к РЗМ, а $i=d$ — к атомам железа), ν — суммарная молярная концентрация гадолиния и иттрия; остальные обозначения носят общепринятый характер. Величина $F(y)$ представляет собой функцию Рудермана — Киттеля. Значения Γ_{sf} и Γ_{sd} предполагаются постоянными — не зависящими от расстояния. Следует отметить, что выражения (1) и (3) являются общепринятыми в теории косвенного обмена, а выражение для $\rho_{\text{маг}}^{\text{max}}$ получено Деккером [8] для двухкомпонентных магнитных сплавов. В предельных случаях ($S_f \rightarrow 0$ и $S_d \rightarrow 0$) оно приводит к известным выражениям, полученным Вонсовским [9] и де Жаном [10] для sd и sf обмена. Из уравнений (1) — (3) видно, что по известным экспериментальным значениям $H_{ст}$, $\rho_{\text{маг}}^{\text{max}}$ и $W_{fd}^{\text{обм}}$ можно

определить величины m^* , Γ_{sd} и Γ_{sf} , если известно значение k_f . В дальнейших расчетах предполагается, что величины k_f , Γ_{sf} и Γ_{sd} остаются постоянными во всей области замещения гадолиния иттрием, так как:

а) атомы гадолиния и иттрия обладают в изучаемых соединениях одинаковой валентностью (+3);

б) параметры кристаллической решетки слабо изменяются во всей области концентрации иттрия;

в) величина магнитного момента ионов железа, являющегося достаточно чувствительным фактором к изменению зонной структуры, практически не меняется при переходе от $GdFe_3$ к YFe_3 ;

г) температуры Кюри квазибинарных сплавов $Gd_xY_{1-x}Fe_3$ линейно зависят от содержания гадолиния;

д) решающий вклад в значения обменной энергии всех изученных сплавов заданной стехиометрии дает железная решетка.

Следует отметить, что некоторое непостоянство любой из перечисленных величин приведет к соответствующей ошибке в численных значениях, однако это не может привести к качественному изменению основных выводов.

В первом приближении модель сферической поверхности Ферми можно использовать для оценок как для 4f- и 3d-металлов, так и для сплавов, хотя известно, что в них истинная поверхность Ферми далека от сферической [1, 3, 7]. С другой стороны, расчет зонной структуры интерметаллических соединений [11] показывает, что топология поверхности Ферми в этих соединениях всецело определяется 3d-металлом, так что использование квадратичного закона дисперсии оправдано по меньшей мере в такой же степени, как и расчеты Стирнс [5].

§ 3. Результаты и их обсуждение. Величина волнового вектора k_f определялась нами из сравнения концентрационной зависимости сверхтонких полей на ядрах гадолиния в двух неэквивалентных положениях (1 и 2) системы сплавов $Gd_xY_{1-x}Fe_3$. Как было показано ранее [12], РЗМ-подрешетка дает разные вклады в поле на ядрах ^{157}Gd и ^{89}Y , так что

$$\frac{H_{ст}(II)}{H_{ст}(I)} = 3 - 3,5. \quad (4)$$

Считая, что вклады от атомов, находящихся на различных расстояниях, аддитивны и зависят только от величины $y = 2k_f R_{mn}$, где R_{mn} — расстояние между атомами, мы оценили значения решеточных сумм, входящих в выражение (1).

На рис. 1 показаны результаты вычислений на ЭВМ решеточной суммы $\Sigma F_i(y)$ в зависимости от величины k_f . Как видно из рисунка, заданному отношению сверхтонких полей отвечают два значения k_f : $k_f = 0,92 \text{ \AA}^{-1}$ и $k_f = 1,18 \text{ \AA}^{-1}$, если учесть то обстоятельство, что величины $H_{ст}^{Gd}$ положительны.

Полученные таким образом значения волнового вектора были использованы для анализа измерений электросопротивления. Изменение электросопротивления с температурой рассматривалось в соответствии с правилом Маттисена, согласно которому имеет место аддитивность различных вкладов в величину $\rho(T)$:

$$\rho(T) = \rho_{ост} + \rho_{маг} + \rho_{фон}, \quad (5)$$

где $\rho_{ост}$ — остаточное электросопротивление, $\rho_{маг}$ — магнитная и фонная части электросопротивления [1, 7, 13]. Значение $\rho_{маг}$ было найдено экстраполяцией к $T=0$ величины $\rho(T) - \rho(0)$ (рис. 2). При этом предполагалось, что при $T/\Theta_{деб} > 0,5$ $\rho_{фон} \sim T$.

Учитывая, что уравнение (2) для $\rho(T)$ переходит в выражение вида

$$\rho_{\text{экс}} - \rho_{\text{ост}} = \frac{3\pi N m^*{}^2}{4\hbar^3 e^2 k_f^2} [A_{sd}^2 S_d (S_d + 1) (1 - \nu) - \nu(1 - \nu) A_{sd}^2 S_d^2], \quad (6)$$

а также то обстоятельство, что по данным наших измерений для YFe_3 $\rho_{\text{маг}}^{\text{макс}} = 130$ мкОм·см, мы нашли:

$$\Gamma_{sd} \tilde{m}^* = 1,7 \text{ эВ для } k_f = 0,92 \text{ \AA}^{-1},$$

$$\Gamma_{sd} \tilde{m}^* = 2,3 \text{ эВ для } k_f = 1,18 \text{ \AA}^{-1},$$

где \tilde{m}^* — приведенные значения эффективной массы носителей, т. е. $\tilde{m}^* = m^*/m_0$.

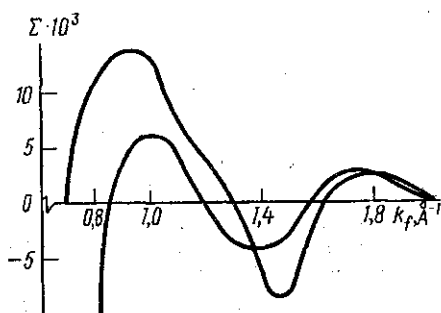


Рис. 1. Зависимость величины решеточных сумм $\Sigma R(y)$ в гадолиниевой подрешетке от величины волнового вектора k_f

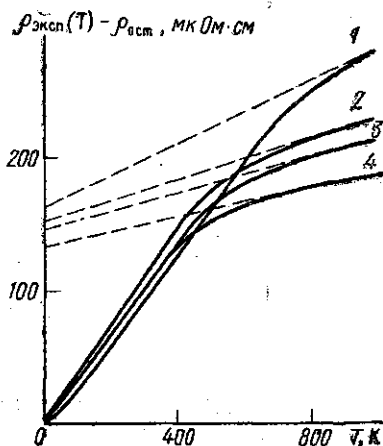


Рис. 2. Зависимость величины электросопротивления $\rho_{\text{экс}}(T) - \rho_{\text{ост}}$ от температуры: GdFe_3 (1), $\text{Y}_{0,25}\text{Gd}_{0,75}\text{Fe}_3$ (2), $\text{Gd}_{0,25}\text{Y}_{0,75}\text{Fe}_3$ (3), YFe_3 (4)

Величину вклада гадолиниевой подрешетки в значения $\rho_{\text{маг}}$ легко получить, сравнивая уравнения (2) и (6), откуда можно найти, что

$$\rho_{\text{маг}}^{\text{макс}} = \frac{3\pi N m^*{}^2}{4\hbar^3 e^2 k_f^2} \{[\nu G_f^2 - \nu(1 - \nu) S_f^2] A_{sf}^2 + 2\nu(1 - \nu) A_{sf} A_{sd} S_f S_d\}. \quad (7)$$

Из экспериментальных значений $\rho_{\text{маг}}^{\text{макс}} = 130$ мкОм·см для YFe_3 , $\rho_{\text{маг}}^{\text{макс}} = 165$ мкОм·см для GdFe_3 , а также из полученных значений k_f и $\tilde{m}^* \Gamma_{sd}$ было найдено, что

$$\Gamma_{sf} \tilde{m}^* = 0,4 \text{ эВ для } k_f = 0,92 \text{ \AA}^{-1}$$

$$\Gamma_{sf} \tilde{m}^* = 0,53 \text{ эВ для } k_f = 1,18 \text{ \AA}^{-1}.$$

Для определения эффективной массы носителей \tilde{m}^* вычислялась энергия межподрешеточного обменного взаимодействия, которую в теории молекулярного поля можно представить в виде

$$W_{fd}^{обм} = \mu_0 g S_f H_{эфф}^{1,2}, \quad (8)$$

где S_f — спин РЗ-атома, $H_{эфф}^{1,2}$ — эффективное обменное поле, действующее на РЗ-атомы со стороны подрешетки атомов железа.

С другой стороны, как предложил К. Бушов [3], эту же энергию интерметаллических соединений РЗМ с 3d-металлами можно записать в рамках теории косвенного обмена (3). Из выражений (3) и (8) легко найти значения \tilde{m}^* , если известно эффективное обменное поле $H_{эфф}^{1,2}$, действующее на редкоземельную решетку.

Как показано в работе [14] для квазибинарных сплавов, обладающих РЗ-подрешеткой и подрешеткой 3d-атомов, можно получить следующее выражение для величины температуры Кюри сплава:

$$\frac{\Theta \Delta \Theta}{G_f} = A_1 H_{21}^2 + 2A_2 \Delta \Theta. \quad (9)$$

В этом выражении $\Delta \Theta = \Theta - \Theta_0$, Θ_0 — температура Кюри для соединений, где $S_f \rightarrow 0$; G_f — фактор де Жана РЗ-атомов; $A_1 = \frac{4\mu_0^2 v_2 (S_d + 1)}{9k_0^2 v_1 S_d}$,

v_2 и v_1 — концентрации РЗ-атомов и атомов железа соответственно, S_d — спин атома железа, A_2 — величина, пропорциональная интегралу обменного взаимодействия внутри редкоземельной подрешетки. Температура Кюри квазибинарных сплавов $Gd_x Y_{1-x} Fe_3$ определялась нами с помощью емкостного динамического магнетометра [15]. На рис. 3 показано поведение величины $\Theta \Delta \Theta / G_f x$ в зависимости от $\Delta \Theta$, откуда с помощью соотношения (9) можно найти $H_{обм}^{1,2} = 1,7 \cdot 10^6$ Э. Подставляя это значение $H_{эф}$ в уравнение (8) и сравнивая его с выражением (3), мы получили уравнение относительно m^* . Величина $\Sigma F(y)$, входящая в выражение (3), была вычислена на ЭВМ, и зависимость решеточных сумм по всем соседним атомам железа, находящимся на расстоянии $a \leq 15 \text{ \AA}$ от величины волнового вектора, показана на рис. 4.

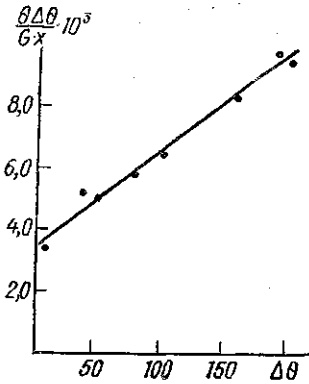


Рис. 3. Зависимость величины $\Theta \Delta \Theta / G_f x$ от $\Delta \Theta$; $\Delta \Theta = \Theta - \Theta_0$, где Θ_0 — температура Кюри для сплава YFe_3

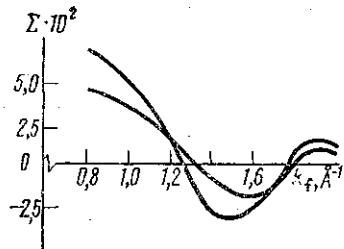


Рис. 4. Зависимость величины решеточных сумм $\Sigma F(y)$ железной подрешетки от величины волнового вектора k_f

Решение уравнения (3) для \tilde{m}^* приводит к следующим значениям:

$$\Gamma_{sd} \Gamma_{sf} \tilde{m}^* = 0,25 \text{ эВ}^2 \text{ для } k_f = 0,92 \text{ \AA}^{-1},$$

$$\Gamma_{sd} \Gamma_{sf} \tilde{m}^* = 0,42 \text{ эВ}^2 \text{ для } k_f = 1,18 \text{ \AA}^{-1}.$$

Сравнение найденных выше величин $\Gamma_{sd} \tilde{m}^*$, $\Gamma_{sf} \tilde{m}^*$ и $\Gamma_{sd} \Gamma_{sf} \tilde{m}^*$ позволяет найти параметры, характеризующие систему электронов проводимости, которые приведены в таблице.

$k_f, \text{\AA}^{-1}$	m/m_0	$\Gamma_{sf}, \text{эВ}$	$\Gamma_{sd}, \text{эВ}$	n_0
0,92	3,0	0,15	0,6	1,8
1,18	3,3	0,18	0,7	4,3

Обменные интегралы Γ_{sf} и Γ_{sd} для соединений РЗМ с железом имеют тот же порядок величины, как и соответствующие интегралы Γ_{sf} и Γ_{sd} для чистых 3d- и 4f-металлов. Это показывает, что sd обмен-

ное взаимодействие в данных соединениях такого же типа, как и в чистом железе [16], а sf обменное взаимодействие близко по характеру к тому, что имеет место в чистых РЗМ [17].

Согласно электронной теории металлов величина k_f однозначно определяет концентрацию электронов проводимости (см. таблицу). Значению $k_f = 1,2 \text{ \AA}^{-1}$ соответствует 4,3, а величине $k_f = 0,9 \text{ \AA}^{-1}$ — 1,8 электрона на формульную единицу сплава.

Вычисленные эффективные значения параметров обмена позволяют оценить абсолютную величину сверхтонкого поля $H_{\text{сст}}^{4f}$, наводимого соседними атомами гадолиния на ядрах иттрия и гадолиния. Полагая, что ионы Y и Gd являются трехвалентными и сверхтонкие константы $A_{\text{ст}}^Y$ и $A_{\text{ст}}^{\text{Gd}}$ слабо отличаются от литературных данных для этих констант [18], мы нашли по формуле (1):

$$H_{\text{ст}}^{\text{Gd}}(\text{Y}) = 4 \cdot 10^3 \text{ Э},$$

$$H_{\text{ст}}^{\text{Gd}}(\text{Gd}) = 10 \cdot 10^3 \text{ Э};$$

при этом были использованы значения \tilde{m}^* , Γ_{sd} и Γ_{sf} из нижней строки таблицы.

В то же время экспериментальные значения $H_{\text{ст}}$, согласно опубликованным измерениям [12], составляют (за вычетом дипольного вклада):

$$H_{\text{ст}}^{\text{Gd}}(\text{Y}) = 6 \cdot 10^3 \text{ Э},$$

$$H_{\text{ст}}^{\text{Gd}}(\text{Gd}) = 50 \cdot 10^3 \text{ Э}.$$

Таким образом, если для иттрия результаты вычислений и измерений по порядку величины близки между собой, то для гадолиния расхождение весьма значительно. Нам представляется, что его можно объяснить лишь частично приближенным характером сделанных допущений, тем более что в ряде случаев теория РККИ приводит к значениям обменных параметров, согласующимся с параметрами, найденными другими методами.

Расхождение можно объяснить, если предположить, что в наших соединениях существует еще механизм обменного взаимодействия через коллективизированные d-электроны [19—21]. Механизм упорядочения близок при этом к механизму Кэмпбелла [22]: 4f-моменты индуцируют некоторую 5d-спиновую плотность, которая параллельна магнитному моменту РЗМ в соответствии с правилом Хунда. Этот механизм можно описать гамильтонианом Хаббарда [23].

Сверхтонкое поле на ядрах ^{157}Gd , которое возникает в результате такого обмена, можно вычислить, если предположить, что спиновая плотность $5d$ -носителей осциллирует по кристаллу [24].

Решая численными методами получающееся при этом трансцендентное уравнение, мы нашли, что в заданной стехиометрии на каждый атом РЗМ приходится не более 0,05 d -электрона. Это близко к оценке Стирнс [5] для сплавов железа.

Необходимо отметить, что сверхтонкие поля, обусловленные поляризованными d -электронами, возникают в результате раскомпенсации внешних s -оболочек, причем существенно, что при одинаковой раскомпенсации $5s^2$ -оболочка гадолиния дает вклад в $H_{\text{ст}}$ примерно в 40 раз больше [25], чем в $4s^2$ -оболочка иттрия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971, с. 526—533.
2. Никитин С. А., Бислиев А. М. Эффективные обменные поля в соединениях РЗ-металлов с железом типа RFe_2 и RFe_3 .—Физ. тв. тела, 1973, 15, с. 3681—3683.
3. Bushow K. Intermetallic compounds rare earths with Ni, Co and Fe.—Phys. Stat. Sol., 1971, 7a, p. 199—210.
4. Маттис Д. Теория магнетизма. М., 1967, с. 230—278.
5. Stearns M. V. Origin of hyperfine fields on pure Fe and at solute atoms in Fe.—Phys. Rev., 1971, 4B, p. 4081—4095.
6. Yosida K. Magnetic properties of Cu-Mn alloys.—Phys. Rev., 1957, 106, p. 893—913.
7. Дарби М., Тэйлор К. Физика редкоземельных металлов. М., 1974, с. 90—101.
8. Dekker A. J. Electrical resistivity of metals and alloys containing localised magnetic moments.—J. Appl. Phys., 1965, 36, p. 905—913.
9. Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А. К теории sd -обменного взаимодействия в переходных металлах.—Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964, 28, с. 406—411.
10. De Gennes P. Indirect interactions between $4f$ -orbitals in metals of rare earths.—J. Phys. Rad., 1962, 23, p. 510—517.
11. Malik S. K., Arlinghaus F. J., Wallace W. E. Density of states calculation in intermetallic compounds.—Phys. Rev., 1974, 16B, p. 1242—1248.
12. Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К. ЯМР в соединениях $\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_2$.—ЖЭТФ, 1975, 69, с. 2212—2217.
13. Никитин С. А., Слободчиков С. С., Чистяков О. Д. Электрические свойства и зависимость интеграла sf -обмена от атомного объема в монокристаллах сплава Dy-Gd .—ЖЭТФ, 1976, 70, с. 104—114.
14. Бислиев А. М., Никитин С. А. Парапроцесс вблизи температуры Кюри и критерий появления температуры магнитной компенсации в соединениях РЗМ с железом.—Физ. металлов и металловедение, 1974, 37, с. 81—87.
15. Бислиев А. М., Никитин С. А. Емкостной динамический магнетометр. Приб. и техн. эксперимента, 1973, 5, с. 221—223.
16. Бозорт Ф. Ферромагнетизм. М., 1956, с. 347—354.
17. Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1972, с. 135—140.
18. Абрагам А., Блинн Б. ЭПР переходных ионов. М., 1972, с. 372—378.
19. Годовиков С. К., Козин М. Г., Туровцева В. В., Шпинель В. С.—Сверхтонкие поля на ядрах Sn^{119} в металлическом Dy .—В кн.: Тезисы XIX Всесоюз. сов. по физ. низким температурам. Минск, 1976, с. 568.
20. Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М., Куприянов А. К. Исследование сверхтонких полей на ядрах Fe в соединениях $\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_2$.—ЖЭТФ, 1975, 68, с. 577—580.
21. Nagton V. H., Freeman A. J. Spin-polarized energy-band structure, conduction—electron polarization, spin-densities ferromagnetic gadolinium.—Phys. Rev., 1974, 10B, p. 1979—1993.
22. Campbell A. Indirect exchange for rare earths in metals.—J. Phys., 1972, 2F, p. 47—51.
23. Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А., Завадочный Э. А. Косвенный обмен через электроны проводимости. Физика магнитопорядоченных веществ. Новосибирск, 1978, с. 6—137.
24. Friedel J., Leman G., Olshewsky S. On the nature of the magnetic coupling in transitional metals.—J. Appl. Phys., 1961, 32, p. 325—360.
25. Ватсон Р. Распределение спиновой плотности.—В кн.: Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах. М., 1970, с. 77—79.

Поступила в редакцию
23.01.79