УДК 537.635:548:546.72

А. Н. ТЕРЕНТЬЕВСКИЙ, В. Н. ЛАЗУКИН

РАСЧЕТ ЭПР-СПЕКТРОВ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ (I)

Хорошо известно, что системы ЭПР примесных ионов кристаллов часто весьма сложны и представляют серьезные трудности для интерпретации. Математический анализ этих систем в общем случае невыполним, ибо пока не существует общей теории твердого тела, которую можно было бы положить в основу поисков решения в каждом интересующем нас случае. Тем не менее подавляющее число задач возможно интерпретировать совместными усилиями теории возмущений, теории групп и ряда других теорий более узкого назначения. Наибольшими возможностями при теоретической интерпретации экспериментальных спектров систем ЭПР обладает спин-гамильтонизановский формализм, получивший в силу этого наибольшее распространение. Обоснованию и многим применениям спин-гамильтонизановского формализма посвящена обширная литература. Тем не менее есть много существенных частностей, нуждающихся в детальном анализе и осмысливании. Предлагаемая работа и преследует цель — заполнить группу таких существенных пробелов. В работе получены спиновые гамильтонианы различного вида симметрии, открывающие возможности детального исследования угловых зависимостей линий тонкой структуры (как разрешенных правилами отбора, так и запрещенных) соответствующих спектров ЭПР ионов группы железа.

1. Гамильтониан парамагнитной системы. Одной из важных задач парамагнетизма является теоретическое рассмотрение энергетического состояния спиновой системы парамагнитной примеси. В рамках теории кристаллического поля любая задача такого рода требует написания гамильтониана системы; это можно сделать в виде [1]

$$H = H_{\text{кул}} + H_{\text{кр}} + H_{LS} + H_{S}, \tag{1}$$

где $H_{\text{кул}}$ — оператор энергии кулоновского взаимодействия электронов с ядром и взаимодействия электронов друг с другом; $H_{\text{кр}}$ — оператор энергии кристаллического поля; H_{LS}, H_{SS} — операторы энергий спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий соответственно.

Парамагнитные системы элементов группы железа в основном образуют соединения, у которых примесные центры характеризуются набором «хороших» квантовых чисел L и S. Для этого типа связи, именуемого рассел-саундерсовским, характерно следующее соотношение величин собственных значений операторов выражения (1):

$$E_{\text{кул}} \simeq E_{\text{кр}} > E_{LS} \gg E_{SS}. \tag{2}$$

Порядок величины $E_{\text{кул}}$ для элементов группы железа в разных кристаллических решетках варьируется от 10^3 до 10^5 см$^{-1}$ [2]. Возможные величины $E_{кр}$ для некоторых решеток, оцененные по результатам экспериментов, не превышают 10^3—10^4 см$^{-1}$, т. е. имеют в ряде случаев тот же порядок, что и $E_{кул}$ [3—10]. Энергия спин-орбитального взаимодействия E_{LS} некоторых ионов группы железа, по данным работы [11], не превышает $(0{,}5—8{,}0) \cdot 10^2$ см$^{-1}$. И наконец, энергия спинового взаимодействия оценивается величиной порядка 1 см$^{-1}$ [12]. Оценки рассмотренных взаимодействий позволяют упростить задачу на собственные значения парамагнитной системы.

2. Метод получения спин-гамильтониана с помощью эквивалентных операторов. Формальный метод получения спинового гамильтониана был впервые предложен Абрагамом и Прайсом [13—14]. В данной работе излагается несколько иной способ получения спин-гамильтониана, основанный на использовании метода эквивалентных операторов, разработанного Джаддом [15]. Суть этого метода определяется тем, что гамильтониан, записанный в координатном представлении, преобразуется к операторному виду, причем операторная функция воздействует на спиновые переменные парамагнитной системы. Построение подобной функции требует следующих допущений.

1. Спин-гамильтониан записывается в виде суммы произведений экспериментально определенных констант на операторы спиновых переменных, причем вид этих операторов определяется симметрией системы:

$$\hat{H}_S = \Sigma\, g_{L,\,M} \hat{T}_{L,\,M}(S). \tag{3}$$

2. Спин-гамильтониан должен быть эрмитовым:

$$< m^* \,|\, \Sigma\, g_{L,\,M} \hat{T} \,|\, n > = < |\, n \Sigma\, g_{L,\,M} \hat{T}^*_{B,\,M} | \, m^* >. \tag{4}$$

3. В отсутствие магнитного поля он инвариантен во времени:

$$\hat{K} \hat{H}_S \hat{K}^{-1} = \hat{H}_S, \tag{5}$$

где $\hat{K}$ — оператор инверсии времени t.

4. Спин-гамильтониан должен быть инвариантом при всех симметричных преобразованиях, совпадающих с симметрией кристаллической решетки. Учет инвариантности по времени налагает следующие ограничения на оператор:

$$[\hat{T}_{L,\,M}(S) + (-1)^M \hat{T}_{L,-M}(S)] = (-1)^L [\hat{T}_{L,\,M}(S) + (-1)^M \hat{T}_{L,\,-M}(S)]. \tag{6}$$

Принимая во внимание все вышеизложенное, запишем спин-гамильтониан в виде

$$\hat{H}_S = \sum_{L=0,\,2,\,4} g_{L,\,M}(S) + (-1^M \hat{T}_{L,\,-M}(S)]. \tag{7}$$

В литературе обычно используются следующие обозначения:

$$g_{L,\,M} = B_L^M, \quad \hat{T}_{L,\,M} = \hat{O}_L^M. \tag{8}$$

С учетом зеемановского, тонкого и сверхтонкого расщепления в новых обозначениях получим

$$\hat{H} = g\beta H\hat{S} + \Sigma B_L^M O_L^M(\hat{S}) + A\hat{S}\hat{I}, \tag{9}$$

где g — фактор спектроскопического расщепления,

B_L^M — константы тонкого расщепления,

A — константа сверхтонкого расщепления.

Развернутая запись спиновых операторов O_L^M приведена, например, в работах [16, 17].

3. Операция диагонализации. Собственные значения оператора (9) можно найти обычным способом, решая соответствующее секулярное уравнение. Такой способ обладает двумя существенными недостатками: 1) приходится вычислять матрицы очень высокого порядка, 2) пропадает возможность теоретического исследования угловой зависимости спектра ЭПР.

Эти трудности легко обойти, используя операцию диагонализации. Физический смысл этой операции довольно прост и сводится к следующему. Спиновая система парамагнитной примеси в кристаллическом

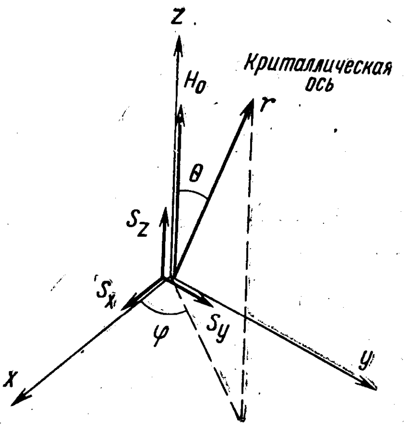

Рис. 1. x, y, z — лабораторная система координат, r (x', y', z') — система кристалла

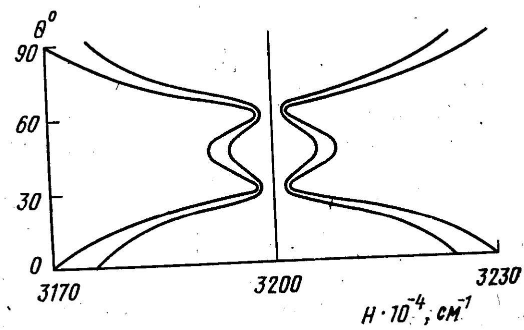

Рис. 2. $B_4^0=0{,}1\cdot{}^{-1}$ см$^{-1}$, $H_0=3200$ Э

окружении вследствие симметрии последнего и в присутствии магнитного поля приобретает векторные свойства, т. е. характеризуется координатными компонентами спина. Совмещение главных компонент магнитного поля с компонентами спиновой системы с последующим выявлением угловых закономерностей, возникающих при наличии угла θ между главным вектором магнитного поля H и кристаллографическим направлением, относительно которого определенным образом зафиксирован тензор спиновой системы, и называется операцией диагонализации спин-гамильтониана. Смысл сказанного расшифровывается рис. 1. Спиновая система рассматривается в координатном представлении x', y', z' и x, y, z. Переход от одной системы координат к другой осуществляется с помощью преобразования Эйлера. Подобный характер перехода в случае аксиальной симметрии можно найти в монографии Лоу [1]. Характер преобразования операторов O_L^M при диагонализации рассмотрен в работе [17]. В самом общем случае задачу преобразования потенциальной функции при диагонализации для всех точечных групп вращения решил Сахс [18]. Операция диагонализации преобразует также и оператор сверхтонкого взаимодействия. Впервые такую задачу для аксиальной симметрии решил Блини [19].

4. Спиновый гамильтониан для различных видов симметрии. Диагонализированный спин-гамильтониан (9) с учетом зеемановского и тонкого расщепления для различных видов симметрии запишется:

1. Кубическая симметрия.

$$\hat{H}=g_z\beta H_zS_z+B_4^0[aO_4^0+bO_4^1+cO_4^2+dO_4^3+fO_4^4]. \tag{10}$$

$$a=\frac{1}{8}[35\cos^4\theta+5\sin^4\theta-30\cos^2\theta+3],$$

$$b=-\frac{5}{8}[(7\cos^2\theta-3)\sin 2\theta-2\sin^3\theta\cos\theta],$$

$$c=\frac{5}{8}[(7\cos^2\theta-1)\sin^2\theta+(1-\cos^4\theta)], \tag{11}$$

$$d=-\frac{5}{8}[14\sin^3\theta\cos\theta-(\cos^2\theta+3)\sin 2\theta],$$

$$f=\frac{5}{16}[7\sin^4\theta+\cos^4\theta+6\cos^2\theta+1].$$

В явном виде операторы O_L^M приведены в табл. 1.

2. Гексагональная симметрия.

$$\hat{H}=g_\parallel\beta H_zS_z+B_2^0[a_1O_2^0+b_1O_2^1+c_1O_2^3]+$$
$$+B_4^0[a^{\mathrm{I}}O_4^0+b^{\mathrm{I}}O_4^1+c^{\mathrm{I}}O_4^2+d^{\mathrm{I}}O_4^3+f^{\mathrm{I}}O_4^4]. \tag{12}$$

$$a_1=\frac{3}{2}(3\cos^2\theta-1),\qquad a^{\mathrm{I}}=\frac{1}{8}[35\cos^4\theta-30\cos^2\theta+3],$$

$$b_1=\frac{3}{4}\sin 2\theta,\qquad b^{\mathrm{I}}=-\frac{5}{8}[(7\cos^2\theta-3)\sin 2\theta],$$

$$c_1=\frac{3}{4}\sin^2\theta,\qquad c^{\mathrm{I}}=\frac{5}{8}[7\cos^2\theta-1]\sin^2\theta, \tag{13}$$

$$d^{\mathrm{I}}=-\frac{35}{4}\sin^3\theta\cos\theta,$$

$$f^{\mathrm{I}}=\frac{35}{8}\sin^4\theta.$$

3. Тетрагональная симметрия.

$$\hat{H}=g_\parallel\beta H_zS_z+B_2^0[a_1O_2^0+b_1O_2^1+c_1O_2^2]+$$
$$+B_4^0[a^{\mathrm{I}}Q_4^0+b^{\mathrm{I}}O_4^1+c^{\mathrm{I}}O_4^2+d^{\mathrm{I}}O_4^3+f^{\mathrm{I}}O_9^4]+$$
$$+B_4^4[a^{\mathrm{II}}O_4^0+b^{\mathrm{II}}O_4^1+c^{\mathrm{II}}O_4^2+d^{\mathrm{II}}O_4^3+f^{\mathrm{II}}O_4^4]. \tag{14}$$

$$a^{\mathrm{II}}=\frac{1}{8}\sin^4\theta,$$

$$b^{\mathrm{II}} = \frac{1}{4} \sin^3\theta\cos\theta,$$

$$c^{\mathrm{II}} = \frac{1}{8}(1-\cos^4\theta),$$

$$d^{\mathrm{II}} = \frac{1}{8}(\cos^2\theta+3)\sin 2\theta,$$

$$f^{\mathrm{II}} = \frac{1}{16}(\cos^4\theta+6\cos^2\theta+1). \tag{15}$$

4. Тригональная симметрия.

$$\hat{H} = g_{\parallel}\beta H_z S_z + B_2^0[a_1O_2^0 + b_1O_2^1 + c_1O_2^2] + \tag{16}$$
$$+ B_4^0[a^{\mathrm{I}}O_4^0 + b^{\mathrm{I}}O_4^1 + c^{\mathrm{I}}O_4^2 + d^{\mathrm{I}}O_4^3 + f^{\mathrm{I}}O_4^4] +$$
$$+ B_4^3[a^{\mathrm{III}}O_4^0 + b^{\mathrm{III}}O_4^1 + c^{\mathrm{III}}O_4^2 + d^{\mathrm{III}}O_4^3 + f^{\mathrm{III}}O_4^4].$$

$$a^{\mathrm{III}} = \frac{1}{8}\sin^3\theta\cos\theta,$$

$$b^{\mathrm{III}} = \frac{1}{16}\sin^2\theta(4\cos^2\theta-1),$$

$$c^{\mathrm{III}} = \frac{1}{8}\sin\theta\cos^3\theta,$$

$$d^{\mathrm{III}} = \frac{1}{16}(4\cos^4\theta+3\cos^2\theta-3), \tag{17}$$

$$f^{\mathrm{III}} = -\frac{1}{32}(\cos^2\theta+2)\sin 2\theta.$$

5. Ромбическая симметрия.

$$\hat{H} = g_{\parallel}\beta H_z S_z + B_2^0[a_1O_2^0 + b_1O_2^1 + c_1O_2^2] +$$
$$+ B_2^2[a^{\mathrm{IV}}O_2^0 + b^{\mathrm{IV}}O_2^1 + c^{\mathrm{IV}}O_2^2] + \tag{18}$$
$$+ B_4^0[a^{\mathrm{I}}O_4^0 + b^{\mathrm{I}}O_4^1 + c^{\mathrm{I}}O_4^2 + d^{\mathrm{I}}N_4^3 + f^{\mathrm{I}}O_4^4] +$$
$$+ B_4^2[a^{\mathrm{V}}O_4^0 + b^{\mathrm{V}}O_4^1 + c^{\mathrm{V}}O_4^2 + d^{\mathrm{V}}O_4^3 + f^{\mathrm{V}}O_4^4] +$$
$$+ B_4^4[a^{\mathrm{II}}O_4^0 + b^{\mathrm{II}}O_4^1 + c_4^2O_4^2 + d^{\mathrm{II}}Q_4^3 + f^{\mathrm{II}}O_4^4].$$

$$a^{\mathrm{IV}} = \frac{3}{2}\sin^2\theta, \qquad a^{\mathrm{V}} = -\frac{1}{8}[7\cos^4\theta - 8\cos^2\theta + 1],$$

$$b^{\mathrm{IV}} = \frac{1}{4}\sin 2\theta, \qquad b^{\mathrm{V}} = \frac{1}{8}[7\cos^2\theta - 4]\sin 2\theta,$$

$$c^{\mathrm{IV}} = \frac{1}{4}(\cos^2\theta+1), \qquad c^{\mathrm{V}} = \frac{1}{8}[7\cos^4\theta - 6\cos^2\theta + 1], \tag{19}$$

$$d^{\mathrm{V}} = -\frac{7}{2}\sin 2\theta\cos^2\theta,$$

$$f^{\mathrm{V}} = -\frac{7}{16}(\cos^4\theta - 1).$$

Таблица 1

$$O_2^0 = 3S_z^2 - S(S+1)$$

$$O_2^1 = \frac{1}{4}(S_z(S_+ + S_-) + (S_+ + S_-)S_z]$$

$$O_2^2 = \frac{1}{2}(S_+^2 + S_-^2)$$

$$O_4^0 = 35S_z^4 - [30S(S-1) - 25]S_z^2 - 6S(S+1) + 3S^2(S+1)^2$$

$$O_4^1 = \frac{1}{4}\{7S_z^3 - 3S(S+1)S_z - S_z](S_+ + S_-) +$$
$$+ (S_+ + S_-)(7S_z^3 - 3S(S+1)S_z - S_z]\}$$

$$O_4^2 = \frac{1}{4}\{[7S_z^2 - S(S+1) - 5](S_+^2 + S_-^2) + (S_+^2 + S_-^2)[7S_z^2 - S(S+1) - 5]\}$$

$$O_4^3 = \frac{1}{4}[S_z(S_+^3 + S_-^3) + (S_+^3 + S_-^3(S_z]$$

$$O_4^4 = \frac{1}{2}(S_+^4 + S_-^4)$$

Рассмотренные в этом параграфе пять случаев симметрии окружения парамагнитного иона в силу своей идеализированности реализуются довольно редко. На практике встречаются в основном промежуточные случаи, характеризуемые набором констант разных симметрий.

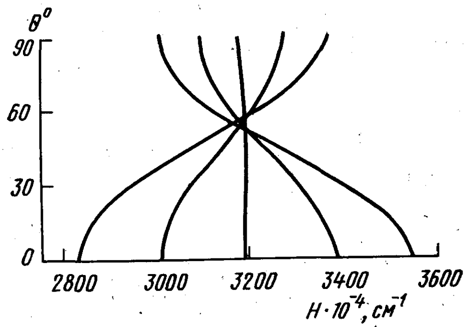

Рис. 3. $B_0^2 = 30 \cdot 10^{-4}$ см$^{-1}$. $H_0 = 3200$ Э

Тем не менее рассмотренные формулы весьма полезны по той простой причине, что указывают пути комбинации всевозможных констант в случае необходимости.

Примерный набор искаженных спин-гамильтонианов в недиагонализированном виде представлен в табл. 2, там же приводятся несколько способов обозначения констант и связь между ними. Подытоживая результаты табл. 2, можно выделить следующий набор спин-гамильтонианов.

1. Кубический.

$$\hat{H} = \frac{a}{120}[O_4^0 + 5O_4^4]. \tag{20}$$

2. Аксиальный.

$$\hat{H} = \frac{1}{3}DO_2^0, \tag{21}$$

Таблица 2

Симметрия		Характер возможного искажения симметрии	Связь между различными обозначениями констант
Куб.	$B_4^0[O_4^0+5O_4^4]$	$\frac{a}{120}[O_4^0+5O_4^4]$	$60B_4^0=\frac{F}{3}=\frac{a}{2}$
Гекс.	$B_2^0O_2^0+B_4^0O_4^0$	$\frac{D}{3}O_2^0+\frac{F}{180}O_4^0$ $\frac{D}{3}O_0^2$	$3B_2^0=D\quad 60B_4^0=\frac{F}{3}$
Тетраг,	$B_2^0O_2^0+B_4^0O_4^0+B_4^4O_4^4$	$\frac{D}{3}O_2^0+\frac{F}{180}O_4^0+\frac{a}{48}O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0+\frac{a}{48}O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0+\frac{a}{180}O_4^0$ $\frac{D}{3}O_2^0$	$3B_2^0=D\quad 60B_4^0=\frac{F}{3}$ $60B_4^4=\frac{5}{2}a$
Тригон.	$B_2^0O_2^0+B_4^0O_4^0+B_4^3O_4^3$	$B_2^0O_2^0+B_4^0O_4^0+B_4^3O_4^3$ $\frac{D}{3}O_2^0+\frac{F}{180}O_4^0$ $\frac{D}{3}O_2^0$	$3B_2^0=D\quad 60B_4^0=\frac{F}{3}$
Ромб.	$B_2^0O_2^0+B_2^2O_2^2+$ $+B_4^0O_4^0+B_4^2O_4^2+$ $+B_4^4O_4^4$	$B_2^0D_2^0+B_2^2O_2^2+B_4^0O_4^0+B_4^2O_4^2+B_4^4O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0+EO_2^2+\frac{F}{180}O_4^0+\frac{a}{48}O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0+EO_2^2+\frac{a}{48}O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0+EO_2^2+\frac{F}{180}O_4^0$ $\frac{D}{3}O_2^0+EO_2^2$ $\frac{D}{3}O_2^0+\frac{F}{180}O_4^0$ $\frac{D}{3}O_2^0+\frac{a}{48}O_4^4$ $\frac{D}{3}O_2^0$	$3B_2^0=D\quad B_2^2=E$ $60B_4^0=\frac{F}{3}$ $60B_4^4=\frac{5}{2}a$

3. Гексагональный.

$$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+\frac{1}{130}FO_4^0. \tag{22}$$

4. $$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+\frac{1}{48}aO_4^4. \tag{23}$$

5. Тетрагональный.

$$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+\frac{1}{180}FO_4^0+\frac{1}{48}aO_4^4. \tag{24}$$

6. $$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+EO_2^2. \tag{25}$$

7. $$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+EO_2^2+\frac{1}{180}FO_4^0. \tag{26}$$

8. $$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+EO_2^2+\frac{1}{48}aO_4^4. \tag{27}$$

9. $$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+EO_2^2+\frac{1}{180}FO_4^2+\frac{1}{48}aO_4^4. \tag{28}$$

10. Тригональный.

$$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+\frac{1}{180}FO_4^0+B_4^3O_4^2. \tag{29}$$

11. Ромбический.

$$\hat{H}=\frac{1}{3}DO_2^0+EO_2^2+\frac{1}{180}FO_4^0+B_4^2O_4^2+\frac{a}{48}O_4^4. \tag{30}$$

Видимо, вышеописанные комбинации (20)—(30) не исчерпывают экспериментально возможных ситуаций, и тем не менее эти выражения позволяют проанализировать качественный и количественный характеры угловой симметрии большинства вероятных спектров ЭПР магнитных систем с $S=1$; 3/2; 2,5/2.

На рис. 2—5 приводятся примеры угловых зависимостей ЭПР-спектров некоторых систем, причем константы спин-гамильтониана подбирались из опубликованных работ [20—29].

На рис. 2 показан угловой спектр системы с $S=5/2$ для кубической симметрии.

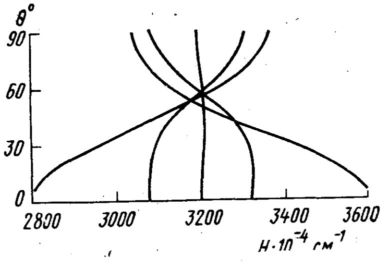

Рис. 4. $B_2^0 = 30\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$, $B_4^0 = 0{,}2\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$, $H_0=3200$ Э

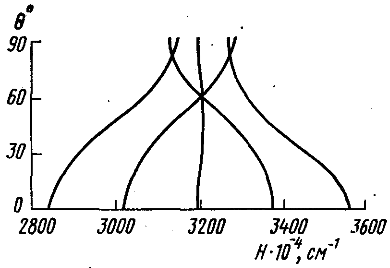

Рис. 5. $B_2^0 =30\cdot10^{-4}$ см$=^{-1}$. $B_2^2=30\cdot10^{-4}$ см$=^{-1}$, $B_4^4=2\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$, $H_0=3200$ Э

На рис. 3 приводится аксиальный уголовой спектр для системы с $S=5/2$. На рис. 4—5 даны угловые спектры промежуточных симметрий, отнесенных нами к числу «искаженных». На всех рисунках по оси абсцисс следует читать H, Э.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лоу В. Парамагнитный резонанс в твердых телах. М., 1962.
2. Tanabe Y. „Phys. Soc. Jap.", 1954, **9**, 766.
3. McClure D. S. „J. Chem. Phys.", 1962, **36**, 2753.
4. Shanklaud T. I. „Phys. Chem. Solids", 1968, **29**, 1907.
5. Macfarlane R. M. „Phys. Rev.", 1968, **166**, 250.
6. Wood D. L. „J. Chem. Phys.", 1968, **88**, 5255.
7. Koswig H. D. „Phys. Stat. Sol.", 1965, **9**, 451.
8. Blunt R. E. „J. Chem. Phys.", 1966, **44**, 2317.
9. Tiwari I. S. „Jap. J. Appl. Phys.", 1968, **7**, 506.
10. Ishigame M. „Phys. Soc. Jap.", 1968, **25**, 1629.
11. Анищенко Р. И., Николаев А. П., Мень А. Н. Спектроскопия кристаллов. Мат-лы II симп. по спектроскопии кристаллов. М., 1970.
12. Morigaki K. „Phys. Soc. Jap.", 1963, **13**, 1174.
13. Pryce H. M. L. „Proc. Phys. Soc.", 1950, **A 63**, 25.
14. Abragame A. „Proc. Phys. Soc.", 1951, **A 205**, 135.
15. Judd B. R. „Proc. Roy. Soc.", 1955, **A 277**, 552.
16. Сорин А. А., Власова М. В., Левандовский В. Д. Введение в радиоспектроскопию парамагнитных монокристаллов. Киев, 1969.
17. Леушин А. М. В кн.: Парамагнитный резонанс. Казань, 1964.
18. Sachs M. „Phys. Chem. Solids", 1960, **15**, 291.
19. Bleaney B. „Phyl. Mag.", 1951, **42**, 441.
20. Novak P., Havlicek V., Mill B. „Solid State Commun.", 1976, **19**, 7, 631.
21. Маевский В. М., Калабухова Е. Н., Круликовский Б. К., Максимович Х. К. «Физ. тверд. тела»», 1976, **18**, 7, 2136.
22. Cotton S. A. „Chem. Phys. Lett.", 1976, **41**, 3, 606.
23. Malinowski W. „Acta Phys. Pol.", 1976, **A 50**, 1, 65.
24. Грунин В. С., Патрин И. Б. «Физ. тверд. тела», 1977, **19**, 3, 909.
25. Brown L. C. „Phys. Rev.", 1954, **85**, 1110.
26. Винокуров И. В. «Физ. тверд. тела», 1964, **6**, 1125.
27. Ацаркин В. А., Лушков В. Г. «Физ. тверд. тела», 1965, **7**, 2367.
28. Бир Г. Л., Винокуров И. В. «Физ. тверд. тела», 1965, **7**, 3392.
29. Iri T. „Phys. Soc. Jap.", 1968, **24**, 127.

Кафедра
атомной физики

Поступила в редакцию
10.11.77