$(b_2^{(21)}-b_2^{(22)})\approx 1$ см$^{-1}$ [7], $Z_{21}\approx 10$, $c_2\approx 10^{23}$ см$^{-3}$ для K_u (в записи $\Delta\Phi_a = K_u \sin^2\theta$) в одноосной пленке ($S_{2m}^{(\alpha\beta)}=0$ при $m\neq 0$, ось z — нормаль к пленке) получим оценку при $T=0$: $K_u=(-3/4)\sqrt{5/\pi}\ \ K_0^2(0)\approx S^0\times\times 10^8$ эрг/см^3, откуда следует, что для достижения наблюдаемой величины $K_u^{\text{эксп}}\approx 10^6$ эрг/см^3 [1-3] необходима анизотропия АФР порядка 1 % ($S^0\sim 0.01$), что является вполне разумным.

Список литературы

[1] Sato R., Saito N., Togami Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 4. P. L266—L268.
[2] Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi S., Takahashi M., Yoshihara A., Shimamory T., Wahiyama T. // J. Magn. Magn. Mat. 1988. V. 75. N 3. P. 243—251.
[3] Takahashi M., Yoshihara A., Shimamory T., Wakiyama T., Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi S. // J. Magn. Magn. Mat. 1988. V. 75. N 3. P. 252—261.
[4] Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М.: ОНТИ, 1939. 187 с.
[5] Callen E., Callen H. // J. Phys. Solids. 1960. V. 16. N 3. P. 310—328.
[6] Callen H., Callen E. // J. Phys. Chem. Solids. 1966. V. 27. N 8. P. 1271—1285.
[7] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., 1985. 296 с.
[8] Craczyk J. F. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1738—1740.
[9] Cargill III G. S., Mizoguchi T. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1753—1755.
[10] Mizoguchi T., Cargill III G. S. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 5. P. 3570—3582.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
31 октября 1990 г.

УДК 538.22

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

КООПЕРАТИВНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ТИПА ЯНА—ТЕЛЛЕРА В НИЗКОРАЗМЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

А. Е. Боровик, А. А. Звягин

Низкотемпературное магнитное поведение диэлектриков с редкоземельными ионами теоретически описывают с помощью систем эффективных спинов $s=1/2$. Такое сокращение описания приводит к сильной анизотропии магнитных свойств этих эффективных спинов: эти системы — магнетики $X—Y$ или изинговского типа [1]. В диэлектриках, содержащих редкоземельные ионы, возможны фазовые переходы типа Яна—Теллера, связанные с кроссовером [1]. Эти переходы проявляются, в частности, в изменениях поведения намагниченности кристалла с изменением внешнего магнитного поля или температуры.

При изучении многочастичных магнитных систем, состоящих из редкоземельных ионов, кроссовер, проявляющийся в кооперативном эффекте Яна—Теллера, обычно теоретически описывается в приближении молекулярного поля. Известна, однако, ситуация, когда такой эффект описывается при точном учете взаимодействия спинов между собой. Речь идет о спиновой цепочке ($s=1/2$) с $X—Y$-взаимодействием между соседними спинами. Вырождение между основным и первым возбужденным состояниями, как показано в работе [2], снимается вследствие димеризации спиновой цепочки. При этом о статическом фазовом переходе типа Яна—Теллера можно говорить, поскольку частота туннелирования между вибронными состояниями системы стремится к нулю в силу макроскопического характера эффекта [1]. Это позволяет описывать переход в адиабатическом приближении.

В настоящей работе исследовано поведение $X-Y$-цепочки ($s=1/2$), и показано, что вырождение между основным состоянием и спиновыми возбуждениями может быть снято при кооперативном фазовом переходе типа Яна—Теллера не посредством димеризации, а изменением характера магнитной анизотропии спиновой системы. Будем исходить из модели, теоретически описанной в работе [3], гамильтониан которой

$$\mathcal{H} = -\sum_n (J_1 s_n^x s_{n+1}^x + J_2 s_n^y s_{n+1}^y) \tag{1}$$

точно сводится к гамильтониану идеального Ферми-газа

$$H = \sum_k \varepsilon_k (b_k^+ b_k - {}^1/_2), \quad \varepsilon_k = 0.5 [(J_1 + J_2)^2 \cos^2 k + (J_1 - J_2)^2 \sin^2 k]^{1/2}. \tag{2}$$

В формулах (1), (2) $J_{1,\,2}$ — обменные константы; $s_n^{x,y}$ — операторы проекций спина в n-м узле цепочки; b_k^+, b_k — операторы рождения и уничтожения фермионов.

Суть настоящей работы состоит в следующем. Пусть $J_{1,\,2} = J\,(1 \pm d\,\theta)$, где $\theta \ll 1$ — параметр, характеризующий фазовый переход, а d — магнитоупругая постоянная. Магнитная анизотропия (в случае спиновых систем $s=1/2$ речь может идти только о разноионной анизотропии) имеет место вследствие влияния на спины поля лигандов. Это значит, что небольшой сдвиг атомов кристалла, приводящий к понижению симметрии (например, тетрагональная—ромбическая) приведет к изменению магнитной анизотропии спинов системы. Учтя в низшем по параметру θ порядке увеличение упругой энергии кристалла вследствие такого сдвига, имеем для энергии основного состояния

$$U = N\,[(c\theta^2/2) - JE\,(1 - d^2\theta^2)/\pi], \tag{3}$$

где N — число узлов в цепочке, C — константа жесткости цепочки, а $E\,(x)$ — полный эллиптический интеграл второго рода. Из вида формулы (3) следует, что выигрыш в энергии спиновой подсистемы вследствие изменения характера магнитной анизотропии (одноосная—двухосная) сопровождается проигрышем в упругой энергии цепочки (второе слагаемое). Проведя стандартные расчеты, можно показать, что более выгодным оказывается $\theta \neq 0$. Для малых θ имеем

$$d\theta = \exp(-\pi C/Jd^2). \tag{4}$$

При высоких температурах для спиновой цепочки аналогично можно показать, что равновесию соответствует фаза $\theta=0$.

Таким образом, при описываемом фазовом переходе спиновая подсистема переходит в состояние, в котором в спектре спиновых возбуждений имеется щель вследствие характера магнитной анизотропии.

Подобный фазовый переход наблюдался в кристалле $KDy(MoO_4)_2$. При исследовании ЭПР в этом соединении эффективный g-фактор в $X-Y$-плоскости при $T > T_c \simeq 14$ K был практически изотропен, а при $T < T_c$ в плоскости наблюдалась существенная анизотропия эффективного g-фактора [4]. Аналогичное поведение следует ожидать в магнитных диэлектриках с редкоземельными ионами, у которых энергетически нижайшим является некрамерсов дублет. Экспериментально изменение характера магнитной анизотропии при таком фазовом переходе можно наблюдать, например, при изучении ЭПР или рассеяния нейтронов в указанных веществах.

Список литературы

[1] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. // Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., 1985. 296 с.
[2] Pincus H. // Sol. St. Comm. 1971. V. 9. N 23. P. 1971—1973.

[3] Пикин С. А., Цукерник В. М. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. № 5. С. 1377—1380.
[4] Leask V. J., Troper A. C., Wells M. R. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 24. P. 3481—3498.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
4 ноября 1989 г.

УДК 548.4

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РОТАЦИОННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

А. А. Бирковский, А. Е. Романов

В работе получила развитие модель кинетики дефектных перестроек при ротационной деформации, предложенная одним из авторов в [1]. В систему уравнений, описывающих колебательную перестройку дефектной структуры при деформации твердых тел, дополнительно был введен диффузионный член, учитывающий необходимость рассмотрения возможности пространственного перераспределения дефектов. Учет возможности диффузии дефектов в работах [2-5] уже позволил описать образование пространственно-упорядоченной структуры устойчивых полос скольжения и ячеистой дислокационной структуры.

Уравнения предлагаемой модели имеют вид

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = A\rho - B\rho - R\rho n + D\frac{\partial^2\rho}{\partial r^2}, \tag{1а}$$

$$\partial n/\partial t = In\rho - Ln, \tag{1б}$$

где ρ, n — плотность дислокаций и диполей частичных дисклинаций (ДЧД); A, B, R, I, L, D — постоянные коэффициенты. Первый член правой части (1а) описывает размножение дислокаций под действием внешней нагрузки путем двойного поперечного скольжения, второй — аннигиляцию дислокаций, третий — поглощение дислокаций ДЧД (движение ДЧД), D — коэффициент диффузии дислокаций при рассматриваемом способе размножения. Первый член правой части (1б) описывает появление новых зародышей, инициируемое наличием в материале «старых» диполей, являющихся концентраторами напряжений; второй член — потеря активности ДЧД. Выбрав в качестве основных параметров состояния кристалла при развитии в нем ротационной деформации значения степени деформации $\varepsilon = 0.02 \div 0.05$, скорости деформирования $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}$ с$^{-1}$ и максимальную плотность хаотических дислокаций $\rho_{max} = 10^{14}$ м$^{-2}$, имеем оценку: $A = 0.2 \div 0.5 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$, $B = 1 \div 2 \cdot 10^{-17}$ м$^2 \cdot$с$^{-1}$, $R = 10^{11}$ м$^2 \cdot$с$^{-1}$, $I = 10^{-15}$ м$^2 \cdot$с$^{-1}$, $L = 0.03 \div 0.1$ с$^{-1}$. Как было показано в [6], при двойном поперечном скольжении эффективный коэффициент диффузии отрицателен (т. е. результат диффузии — размножающийся дислокационный поток) и его можно оценить [6] как

$$D \sim \left[-(1 \div 4)\frac{\varepsilon}{|\rho_{max}|}\right] \approx (0.5 \div 2) \cdot 10^{-17} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \tag{2}$$

В систему уравнений (1) не введен соответствующий диффузионный член для плотности ДЧД, поскольку ДЧД являются дефектами другого масштабного уровня по отношению к решеточным дислокациям и, кроме