

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.653.1

ОБМЕННЫЙ ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМ  
В НЕКОЛЛИНЕАРНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ  $Mn_3NiN$ 

Е. В. Гомонай, В. А. Львов

Линейный пьезомагнитный эффект (ПМЭ) заключается, как известно [1], в существовании тензорной связи вида  $M_\alpha = \lambda_{\alpha, ik} \sigma_{ik}$  между приложенными к магнитоупорядоченному кристаллу упругими напряжениями  $\sigma_{ik}$  и возникающими в результате компонентами намагниченности  $M_\alpha$ . Аномально большой ПМЭ обнаружен экспериментально в монокристалле  $CoF_2$ , где главная по величине составляющая пьезомагнитного тензора  $\lambda = 2 \cdot 10^{-9}$  Гс·см<sup>2</sup>/дин [2]. В большинстве других антиферромагнетиков ПМЭ на один-два порядка слабее, поскольку он обусловлен в основном спин-орбитальным взаимодействием, которое для ионов  $Co^{++}$  очень велико.

В некоторых обменно-неколлинеарных антиферромагнетиках возможность пьезомагнетизма обнаруживается уже в обменном приближении [3], однако сведений о величине обменного ПМЭ в настоящее время, по-видимому, нет. Ниже проведено феноменологическое рассмотрение обменного пьезомагнетизма в трехподрешеточном обменно-неколлинеарном антиферромагнетике  $Mn_3NiN$  и получена достаточно надежная теоретическая оценка величины ПМЭ, основанная на экспериментальных данных [4] о магнитном упорядочении этого кристалла.

Элементы пространственной симметрии металлического перовскита  $Mn_3NiN$  образуют группу  $O_h^1$  (оси 4-го порядка  $x, y, z$  пересекаются в центре кубической элементарной ячейки, где расположен и центр инверсии). Установлено [4], что при температуре 266 К спины  $s_1, s_2, s_3$  атомов марганца, размещенных в центрах граней кубической ячейки, упорядочиваются в треугольную слабоферромагнитную структуру (см. рисунок; цифры 1, 2, 3 нумеруют атомы марганца в элементарной ячейке, двойные стрелки указывают направления их спинов). С понижением температуры от 266 до 180 К спины плавно разворачиваются на 90°, не выходя из плоскости (111), и слабый ферромагнетизм постепенно исчезает.

При температурах, не близких к температуре магнитного упорядочения, выражение для обменной энергии упруго деформированного кристалла  $Mn_3NiN$  имеет следующий вид:

$$w = (\mathcal{J}_m/2) M^2 - (D/2) [(L_1 M)^2 + (L_2 M)^2] - (\Lambda_0/2) (M/M_0)^2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) - (\Lambda/M_0^2) [(L_1 M) (2\sigma_{zz} - \sigma_{yy} - \sigma_{xx}) + \sqrt{3} (L_2 M) (\tau_{yy} - \tau_{xx})], \quad (1)$$

где

$$L_1 = (M_0/3 \sqrt{2} s) (2s_3 - s_2 - s_1), \quad L_2 = (M_0/s \sqrt{6}) (s_1 - s_2), \\ M = (M_0/3s) (s_1 + s_2 + s_3),$$

$M_0$  — намагниченность насыщения;  $\mathcal{J}_m$ ,  $D$ ,  $\Lambda_0$ ,  $\Lambda$  — феноменологические коэффициенты.

Поскольку  $|M| \ll M_0$ , можно считать, что  $L_1^2 = L_2^2 = M_0^2/2$  и  $(L_1 L_2) = 0$ . Из последующих оценок будет видно, что если давление на образец много меньше 1 Мбар, <sup>1</sup> то  $(\Lambda_0 \mathcal{J} / \mathcal{J}_m M_0^2) \ll 1$ .

Проектируя уравнение  $(\partial w / \partial M) = 0$  на направления взаимно ортогональных векторов  $L_1$ ,  $L_2$  и  $n = [L_1 \times L_2]$ , находим все ненулевые компоненты пьезомагнитного тензора

$$\lambda_{1,zz} = -2\lambda_{1,yy} = -2\lambda_{1,xx} = (2/\sqrt{3}) \lambda_{2,yy} = -(2/\sqrt{3}) \lambda_{2,xx} = (\sqrt{2} \Lambda / \mathcal{J} M_0), \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}_m - D/2. \quad (2)$$

В конкретных условиях эксперимента может оказаться удобной декартова система координат с осью  $Z$ , направленной вдоль тройной оси кристалла, и осью  $Y$  вдоль оси 2-го порядка (спины атомов марганца лежат в плоскости  $XY$ ). В этих координатах

$$\begin{aligned} \lambda_{x,xx} &= -\lambda_{x,yy} = (1/2\sqrt{2}) \lambda_{x,xz} = (1/2\sqrt{2}) \lambda_{y,yz} = \\ &= -(1/2) \lambda_{y,xy} = (\Lambda \sin \theta / \sqrt{2} \mathcal{J} M_0), \\ \lambda_{y,xx} &= -\lambda_{y,yy} = (1/2\sqrt{2}) \lambda_{y,xz} = (1/2) \lambda_{x,xy} = -(1/2\sqrt{2}) \lambda_{x,yz} = \\ &= (\Lambda \cos \theta / \sqrt{2} \mathcal{J} M_0). \end{aligned} \quad (3)$$

(Угол  $\theta$  меняется от нуля при 180 К до 90° при 266 К).

Добавляя к (1) стандартное выражение [6] для упругой энергии кубического кристалла, легко найти, что  $\Lambda_0 = -2 (\Delta a/a)$ , где  $\Delta a/a$  — относительное магнитоstrictionное сокращение периода кристаллической решетки. В [4] измерен магнитный момент  $\mu = 0.98 \mu_B$  атома марганца в кристалле  $Mn_3NiN$ , намагниченность  $m = 2.2 \cdot 10^{-3} \mu_B$  в расчете на одну молекулу, наведенная магнитным полем величиной в 2.2 кЭ, и параметры  $\Delta a = -1.16 \cdot 10^{-3} a$ ,  $a = 3.89 \cdot 10^{-8}$  см. Отсюда находим, что  $\mathcal{J}_m = 0.65 \cdot 10^4$ ,  $M_0 = 4.64 \cdot 10^2$  Гс. Принимая во внимание изотропность обменного взаимодействия и малость биквадратичного обмена в сравнении с квадратичным, из (2) и (3) получаем оценку  $\lambda \sim (\Lambda_0 / \mathcal{J}_m M_0) \sim 10^{-9}$  Гс · см<sup>2</sup>/дин = 1 Гс/кбар.

Таким образом, все обменные компоненты пьезомагнитного тензора (2), (3) имеют одинаковый порядок величины, причем их оценочное значение на один-два порядка превышает значения, типичные для пьезомагнитного тензора релятивистской природы [5].

Выражаем благодарность В. Г. Барьяхтару, Е. Д. Белоколову, И. М. Витебскому и Б. А. Иванову за обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 3 (9). С. 807—808.
- [2] Боровик-Романов А. С. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 4. С. 1088—1097.
- [3] Витебский И. М., Лавриненко Н. М. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 11. С. 1193—1200.
- [4] Fruchart D., Bertaut E. F., Madar R., Lorthioir G., Fruchart R. // Sol. St. Comm. 1971. N 21. P. 1793—1797.
- [5] Андрацкий В. П., Боровик-Романов А. С. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 4 (10). С. 1030—1035.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Теория упругости. М.: Наука, 1986. 284 с.

Институт металлофизики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
7 июля 1988 г.

<sup>1</sup> В реальных экспериментах [2, 5] создавалось давление величиной не более одного килобара.