

область угловой фазы существует лишь при  $e < 1$ . С увеличением  $e$  фазовая граница стягивается к началу координат  $H-T$  плоскости, и при  $e=1$  область угловой фазы исчезает. Таким образом, для  $e > 1$  вся  $H-T$  плоскость является областью «парафазы». В случае  $H \parallel y$  угловая фаза существует для всех значений  $e$ , однако при  $e \rightarrow 1$  температура магнитного упорядочения  $T_c(H=0) \rightarrow 0$ . При  $e > 1$  происходит отрыв области угловой фазы от оси температур. Отметим, что в рассмотренном здесь двухосном ферромагнетике изменение формы фазовой границы при  $H \parallel x$  и  $H \parallel y$  происходит так же, как и в одноосных магнетиках типа «легкая плоскость» в поперечном [5] и продольном [4] полях соответственно.

#### Список литературы

- [1] Morija T. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 3. P. 635—647.
- [2] Tsuneto T., Muroo T. // Physica. 1971. V. 51. № 2. P. 186—196.
- [3] Розенфельд Е. В. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 2. С. 60—64.
- [4] Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1249—1252.
- [5] Борисенко В. Г., Переверзев Ю. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2771—2773.
- [6] Diederix H. M., Algra H. A., Groen J. P., Klassen T. O., Poulis N. J., Carlin R. L. // Phys. Lett. 1977. V. 60A. N 3. P. 247—249.
- [7] Algra M. A., Bartolome J., Jongh L. J., O'Connor C. J., Carlin R. L. // Physica. 1978. V. 93. В+С. N 1. P. 35—46.
- [8] Китаев В. Н., Кащенко М. П., Курбатов Л. В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 6 (12). С. 2334—2342.
- [9] Андерс А. Г., Борисенко В. Г., Волоцкий С. В., Переверзев Ю. В. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 1. С. 39—45.

Физико-технический институт  
низких температур  
АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
26 июля 1989 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## ТОКИ В ПИРОЭЛЕКТРИКАХ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ

М. Д. Блох

К настоящему времени в ряде работ [1, 2] получил доказательство тезис о том, что в однородной проводящей среде без центра инверсии всякая неравновесность ведет к появлению тока. В [3] изучались токи в примесных полупроводниках пироэлектрических классов, возникающие при отсутствии равновесия между подсистемами свободных и связанных электронов. Настоящее сообщение также посвящено пироэлектрикам, но причиной тока является неравновесность фононов. Микроскопическая картина эффекта состоит в следующем. Представим, что в полупроводниковом кристалле имеются неравновесные фононы больших энергий. Эти фононы возникают при инжекции в образец из нагретой металлической пленки [4, 5] или при непосредственном освещении полупроводника в процессах релаксации возбужденных носителей [6]. Такие неравновесные фононы могут поглощаться примесными электронами, возбуждая последние в зону. Вероятность такого возбуждения асимметрична относительно направления полярной оси кристалла, в результате чего потоки электронов вдоль и против оси не компенсируются и возникает электрический ток. Плотность этого тока можно представить в виде

$$j = -\frac{eN_i}{m} \sum_{q\alpha} \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} p \tau_p (n_j - f_0) w_B(p, q\alpha) \Delta n_{q\alpha}, \quad (1)$$

где  $N_i$  — концентрация примесей с энергией  $\varepsilon_i$ ;  $\tau_p$  — время свободного пробега электронов;  $n_0, f_0$  — равновесные числа заполнения соответственно связанных и свободных электронов;  $w_B$  — нечетная по импульсу электронов часть вероятности выброса носителей в зону, найденная в [3];  $\Delta n_{q\alpha} = (n_{q\alpha} - n_{q\alpha}^0)$  — отклонение от равновесного значения чисел заполнения фононов ветви  $\alpha$  с волновым вектором  $q$ .

Рассмотрим упрощающие случаи. При этом будем считать, что кристалл находится в контакте с термостатом, температура которого  $T_0$  является наименьшим из энергетических параметров задачи. Кроме того, предположим, что в образце устанавливается неравновесное планковское распределение фононов с температурой  $T$  [4].

1. Уровень возбуждения фононов не слишком велик, так что актуальными являются неравновесные акустические фононы краевых частот. Температуру кристалла будем считать низкой, так что число равновесных фононов мало. Как показывает изучение примесных и фононных спектров соединений  $A^2B^6$  [7], в которых можно наблюдать рассматриваемые эффекты, реализуется условие  $\hbar \omega_q - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ . При этом фононы имеют такие волновые числа, что  $qa_B \gg 1$  ( $a_B$  — боровский радиус в кристалле), а электроны возникают в зоне проводимости с малыми импульсами  $pa_B \ll \hbar$ . Учитывая деформационный механизм электрон-фононного взаимодействия и полагая  $n_q \gg n_q^0$  (сильная неравновесность), найдем для плотности тока, направленного противоположно полярной оси кристалла,

$$j = \frac{2\sqrt{2}}{3} j_B \frac{ms^2}{T_0} \omega_i a_B^3 \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{d\omega \rho(\omega) n(\omega)}{[a_B q(\omega)]^8}, \quad (2)$$

$j_B = C_0 e N_i v_B$ ,  $v_B = \hbar / ma_B = (2\varepsilon_i / m)^{1/2}$ ,  $s$  — скорость звука,  $C_0$  — параметр асимметрии выброса электронов с примеси,  $\omega_i = \varepsilon_i / \hbar$ ,  $\rho(\omega)$  — плотность фононных состояний. Предполагается, что импульс электронов релаксирует также на акустических фононах. Численный результат можно получить, воспользовавшись грубой моделью изотропного упругого континуума. Полагая  $C_0 = 10^{-2} \div 10^{-1}$ ,  $N_i = 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $\varepsilon_i = 0.02$  эВ,  $m = 0.2m_e$ ,  $s = 5 \cdot 10^5$  см/с,  $T/T_0 = 10$ ,  $\varepsilon_i/T = 3$ , найдем  $j = 10^{-7} \div 10^{-6}$  А/см $^2$ .

2. Высокий уровень накачки, так что существенны неравновесные оптические фононы [6]. Экспериментально можно осуществить условие  $\hbar \omega_0 - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$  ( $\omega_0$  — частота оптического фонона, дисперсией пренебрегаем). В этом случае  $pa_B \ll \hbar$ , а наибольший вклад в  $w_B(q)$  дает область  $qa_B \simeq 1$ . Для упрощения конечного результата будем предполагать, что импульс электронов релаксирует также на полярных оптических фононах. В таком случае следует считать  $T_0$  не слишком низкой и сильный перегрев фононов вряд ли реализуется. Будем предполагать отклонение от равновесия слабым, так что  $\Delta n_q \ll n_q^0$ . После численного расчета интегралов в (1), получаем следующее выражение для плотности тока:

$$j = 0.72 \cdot 10^{-2} j_B (n_i - f_0) \beta^{1/2} (\beta - 1)^{1/2} (\hbar \omega_i / T^2) \Delta T, \quad \beta = \hbar \omega_0 / \varepsilon_i, \quad (3)$$

где  $f_0$  — функция распределения электронов с энергией  $\varepsilon = \hbar \omega_0 - \varepsilon_i$ ,  $\Delta T = T - T_0$ . Для оценок положим  $N_i = 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $n_0 - f_0 \simeq 0.5$ ,  $\beta \sim 1$ ,  $\beta - 1 \sim 10^{-2}$ ,  $\hbar \omega_0 / T \simeq 5$ ,  $\Delta T / T \simeq 0.02$  (остальные параметры в п. 1). В результате имеем  $j \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$  А/см $^2$ .

В заключение некоторые соображения об экспериментальной ситуации. Вообще говоря, ясно, что при возбуждении фононов непосредственно освещением кристалла с полярной осью ток, связанный с неравновесными фононами, сопутствует току фотогальванического эффекта [8]. Однако есть возможность разделить эти токи, основанная на разных временах их исчезновения. Действительно, фотогальванический ток исчезает за время релаксации импульса электронов  $\tau_p$ . Ток же, описанный в настоящей работе, пропадает в течение времени релаксации фононной неравновесности, которое, как правило, гораздо больше  $\tau_p$ . Таким образом, ток,

индуцированными неравновесными фононами, представляет собой долговременный хвост на кривой затухания фотогальванического тока после прекращения светового импульса. Интересно отметить, что независимо от способа возбуждения фононов изучение затухания тока, индуцированного фононами в пирозлектрике, является электрическим методом измерения релаксации фононной неравновесности.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. 1980. Т. 130. № 3. С. 415—458.
- [2] Блох М. Д., Энтин М. В. // ФТП. 1982. Т. 16. № 5. С. 822—826.
- [3] Blokh M. D., Entin M. V. // Sol. St. Comm. 1983. V. 45. № 8. P. 717—719.
- [4] Shah J., Leheny R. F., Dayem A. H. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 14. P. 818—820.
- [5] Зиновьев Н. Н., Ковалев Д. И., Козуб В. И., Ярощевский И. Д. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1331—1350.
- [6] Балтрамеюнас Р., Жукаускас А., Латинис В., Юршенас С. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 2. С. 67—69.
- [7] Физика соединений  $A^2B^6$  / Под ред. А. Н. Георгобинни, М. К. Шенкмана, М., 1986. 330 с.
- [8] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Проблемы современной физики. Л., 1980. С. 275—293.

<sup>1</sup> Новосибирский институт  
инженеров геодезии, аэрофотосъемки  
и картографии

Поступило в Редакцию  
21 октября 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 августа 1989 г.

УДК 537.94

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОЙ $P-T$ ДИАГРАММЫ КРИСТАЛЛОВ { $N(CH_3)_4$ }<sub>2</sub>CoCl<sub>4</sub> МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ

О. Г. Влох, А. В. Китык, О. М. Мокрый

Известно, что кристаллы тетраметиламмония тетрахлоорокобальта { $N(CH_3)_4$ }<sub>2</sub>CoCl<sub>4</sub> (ТМАТХ—Со) при атмосферном давлении обладают последовательностью ряда фазовых переходов (ФП): исходная параэлектрическая фаза (пр. гр.  $P6mm$ ) —  $T_i=293.6$  К → несоизмерная фаза с волновым вектором модуляции  $k_0=2/5a^*$  ( $1+\delta$ ) —  $T'_c=281$  К → несобственная сегнетоэлектрическая соразмерная фаза (пр. гр.  $P2_1an$ ,  $K_{c_1}=2/5a^*$ ) —  $T''_c=279.3$  К → несоизмерная фаза  $k'_0=2/5a^*$  ( $1-\delta$ ) —  $T_c=277.5$  К → несобственная сегнетоэластическая соразмерная фаза (пр. гр.  $P112_1/n$ ,  $k_{c_2}=a^*/3$ ) —  $T_0=192$  К → собственная сегнетоэластическая фаза (пр. гр.  $P12_1/a1$ ,  $k_{c_3}=0$ ) —  $T_m=122$  К → структурно-модулированная фаза (пр. гр.  $P2_12_12_1$ ,  $k_{c_4}=a^*/3$ ) [1].

В [2] приведено описание фазовой  $P-T$  диаграммы этих кристаллов, полученной при изучении влияния гидростатического давления на аномалии их диэлектрических свойств в области ФП. Авторами работы [2] было показано, что под влиянием давления происходит сужение температурной области сегнетоэлектрической фазы вплоть до ее полного исчезновения при  $P_{K_1}=45\div 50$  МПа. Вместе с тем вследствие ограниченной величины прилагаемых давлений (0.1—150 МПа) им не удалось получить на  $P-T$  диаграмме тройную точку, в которой бы исчезала несоизмерная фаза. Подобные точки, как известно, получены недавно для изоструктурных кристаллов ТМАТХ—Zn [3] и ТМАТХ—Mn [4].

Цель настоящей работы — изучение методом оптического двуупреломления фазовой  $P-T$  диаграммы кристаллов ТМАТХ—Со в существенно более широкой области гидростатических давлений (0.1—350 МПа).