

- [1] Zdebsky A. P., Savchuk A. U. Sol. St. Commun., 1982, vol. 44, N 3, p. 407—409.
 [2] Zdebsky A. P., Olich Ya. M., Savchuk A. U. Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 87, N 2, p. K209—K212.
 [3] Здебский А. П., Олих Я. М., Савчук А. У., Беллев А. Е. УФЖ, 1984, т. 29, № 4, с. 632—633.
 [4] Здебский А. П. ФТТ, 1985, т. 27, № 2, с. 586—587.
 [5] Demidenko A. A., Zdebsky A. P., Piskovoi V. N., Savchuk A. U. Exp. Phys. tech., 1986, vol. 34, N 4, p. 293—298.
 [6] Жозов В. З., Либерман Н. Н., Пустовой В. И. XIII Всесоюзная конференция по акустоэлектронике и квантовой акустике. Тезисы докладов. Черновцы, 8—10 октября 1986 г., с. 11—12.
 [7] Пекар С. И. ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 8, с. 621—629.
 [8] Брюзгин А. Р., Миселюк Е. Г., Некрасов М. М., Пекар С. И., Сарбей О. Г., Черная Н. С., Штрум Е. Л. Докл. АН СССР, 1971, т. 198, № 5, с. 1050—1051.
 [9] Демиденко А. А., Здебский А. П., Писковой В. Н., Черная Н. С. Радиотехника и электроника, 1976. т. 21, № 2, с. 285—289.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
11 ноября 1987 г.

УДК 548.0 : 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ДУПРЕЛОМЛЕНИЕ И КУБИЧЕСКО-ТЕТРАГОНАЛЬНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ТИТАНАТЕ БАРИЯ

Л. А. Ковалева, А. А. Петров, А. Т. Анистратов

Кубическо-тетрагональный фазовый переход (ФП) в BaTiO_3 изучался многими авторами [1]. Однако среди экспериментальных данных наблюдаются существенные расхождения. Например, обнаружено отклонение от закона Кюри—Вейсса в поведении мягкой моды [2]. Недавно показано, что ФП наряду с явной принадлежностью к типу смещения носит черты переходов порядок—беспорядок [3, 4]. Поэтому представляет интерес вновь обратиться к исследованию этого ФП с целью выяснения причин наблюдавшихся расхождений.

В настоящей работе изучено температурное поведение дупреломления в тетрагональной фазе. По данным оптических экспериментов проведено корректное термодинамическое описание и определены основные характеристики ФП.

Дупреломление измерялось компенсатором Берека на образцах кристаллов, выращенных методом Ремейки. Плоскопараллельные пластинки с естественно полированными гранями (001) площадью 4—6 мм² и толщиной 50—70 мкм помещались в термостатируемую камеру, смонтированную на столике поляризационного микроскопа МП-3. Температура образцов измерялась медь-константановой термопарой с точностью ± 0.1 К. Измерения проводились на крупных монокристаллах площадью 2—3 мм². Плоскопараллельность и монокристалличность контролировались визуально по интерференционной окраске. Толщина образцов определялась с точностью ± 3 мкм. Температуры ФП при нагревании и охлаждении варьировались от образца к образцу в пределах: T_c^+ — (380.8—389.6) К и T_c^- — (378.7—387.5) К. Средний температурный гистерезис ~ 2.5 К.

Дупреломление измерялось на шести образцах. Наши данные по значениям T_c^\pm , ΔT_c , скачку Δn в точке ФП и изменениям дупреломления с температурой существенно не расходятся с опубликованными Форсбер-

гом [5] и Мейергофером [6]. Для двух образцов зависимости $\Delta n(T)$ показаны на рис. 1.

При термодинамическом описании ФП $O_k^1 \rightarrow C_{4v}^1$ используем обычное разложение потенциала

$$\Phi = \Phi_0 + A_T (T - T_0) P^2 + BP^4 + CP^6 + \dots, \quad (1)$$

в котором температурная зависимость поляризации P определяется выражением [7]

$$\left(\frac{P_s}{P_{s0}}\right)^2 = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \left(1 + 3 \frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь A_T , B и C — коэффициенты разложения; T_0 — температура Кюри—Вейсса; P_{s0} — скачок спонтанной поляризации в точке ФП T_c . При этом

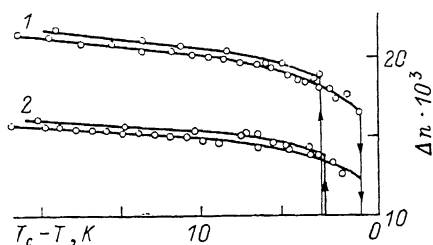


Рис. 1. Температурные изменения дву-
преломления BaTiO_3 в тетрагональной
фазе.

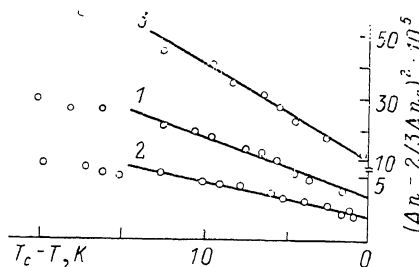


Рис. 2. Изменения величины
 $\left(\Delta n - \frac{2}{3} \Delta n_0\right)^2$ в зависимости от $(T_c - T_0)$.
1, 2 — данная работа, 3 — образец Мейер-
гофера.

величины P_{s0} , $(T_c - T_0)$ и критерий близости ФП к трикритической точке (ТКТ) $T_{xp} - T_c$ связаны с коэффициентами A_T , B и C соотношениями [7]

$$P_{s0}^2 = -B/2C; \quad T_c - T_0 = B^2/4A_T C; \quad T_{xp} - T_c = B^2/12A_T C. \quad (3)$$

Возникновение двупреломления в T_c обусловлено спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом (КЭОЭ), а его изменения должны описываться выражением [8]

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 (M_{11}^X - M_{12}^X) P_s^2, \quad (4)$$

в котором n_0 — показатель преломления, M_{11}^X и M_{12}^X — коэффициенты КЭОЭ механически свободного кристалла в кубической фазе. Подставляя P_s из (2) в (4), находим

$$\Delta n = \frac{2}{3} \Delta n_0 + \frac{1}{3} \Delta n_0 \left(1 + 3 \frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

где Δn_0 — скачок двупреломления в T_c

$$\Delta n_0 = \frac{1}{2} n_0^3 (M_{11}^X - M_{12}^X) P_{s0}^2.$$

Из (5) следует, что температурные изменения $(\Delta n - 2/3 \Delta n_0)^2$ должны линейно зависеть от $(T_c - T)$. Тогда нетрудно показать, что по данным оптического эксперимента можно определить численные значения величин B/C , B/A_T , $(T_c - T_0)$ и $(T_{xp} - T_c)$.

На рис. 2 показаны изменения $(\Delta n - 2/3 \Delta n_0)^2$ от $(T_c - T)$. Линейная зависимость имеет место лишь в интервале ~ 15 К. Результаты численной обработки рис. 2 приведены в таблице. При расчетах использованы значения $n_0 = 2.4$ [9] и $M_{11}^X - M_{12}^X = 0.14 \text{ м}^4 \cdot \text{Кл}^{-2}$ [10]. В таблицу для сравне-

Термодинамические характеристики кубическотетрагонального ФП в BaTiO₃

$\frac{B}{C} \cdot 10^{-2}, \text{ Кл}^2 \cdot \text{ м}^{-4}$	$\frac{B}{A_T}, \text{ Кл}^{-2} \cdot \text{ м}^4 \cdot \text{ К}$	$(T_c - T_0), \text{ К}$	$(T_{\text{кр}} - T_c), \text{ К}$	Литература
2.9	14.7	10.4	4.1	Данная работа * [11] [6]*
4.9	4.1	5.1	1.7	
7.9	6.9	14.0	4.6	

Примечание. * Приведены средние значения для двух образцов.

ния включены также результаты обработки зависимостей $\Delta n(T)$ Мейергофера [6] и данные Мерца [11], полученные из диэлектрических измерений.

Из рис. 2 и выражения (4) можно заключить, что пропорциональность $\Delta n \sim P_s^2$ сохраняется также лишь в интервале ~ 15 К. Ранее эту пропорциональность постулировал Мерц [8] без указания интервала выполнимости. По его данным [11] рассматриваемый ФП — I рода, близкий к ТКТ. Этот критерий несколько расходится с данными оптических экспериментов, по-видимому, из-за того, что в диэлектрических измерениях [8, 11] электрическое поле оказывает влияние на характер ФП.

Пропорциональность $\Delta n \sim P_s^2$ означает, что коэффициенты M_{11}^X и M_{12}^X (и их разность) в указанном интервале температурно независимы. Ранее этот вывод был получен из прямых измерений КЭОЭ в кубической фазе, в которых убедительно показана связь эффекта с низкочастотной диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , подчиняющейся закону Кюри—Вейсса [10, 12]. Высокочастотная же ϵ_∞ , т. е. квадрат показателя преломления n^2 , вблизи T_c от T практически не зависит [9]. Тогда из соотношения Лиддана—Сакса—Теллера [1] нет оснований ожидать отклонений от закона Кюри—Вейсса и для квадрата частоты мягкой моды.

Значения B/C , определенные из диэлектрических и оптических измерений, неплохо согласуются между собой. Отсюда можно заключить, что в области ФП коэффициенты B и C действительно практически не зависят от T , а разложение (1) вполне приемлемо для описания имеющейся совокупности экспериментальных данных. Расхождения в значениях B/A_T можно объяснить тем, что константа Кюри — величина, обратная A_s , зависит от образца к образцу и варьируется в пределах $(1.5 \div 6.5) \cdot 10^5 \text{ К}$ [13].

Линейная зависимость квадрата частоты мягкой моды от T в широком интервале ~ 800 К [2] убедительно доказывает ФП типа смещения. Отклонение этой зависимости от закона Кюри—Вейсса в области ~ 100 К [2] и ряд других экспериментальных фактов [3, 4] не являются основанием для пересмотра установленных концепций на ФП.

Недавно показано, что в BaTiO₃ могут возникать крупномасштабные пространственно-неоднородные состояния-включения тетрагональной фазы в кубическую [14]. Описание ФП в этом случае можно провести также на основе разложения Ландау, но с учетом случайного поля локальной температуры ФП. Поиск объяснений некоторых особых свойств BaTiO₃ на этом пути представляется более реалистичным и перспективным.

Л и т е р а т у р а

- [1] Смоленский Г. А., Боков В. А., Исупов В. А. и др. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 555 с.
- [2] Luspín Y., Servoin J. L., Gervais F. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1980, vol. 13, N 19, p. 3761—3773.
- [3] Inoe K., Akimoto S. Sol. St. Commun., 1983, vol. 46, N 6, p. 441—446.
- [4] Itoh K., Zeng L. Z., Nakamura E., Mishima N. Abstr. 3-rd Soviet—Japanese Symp. Ferroel., Novosibirsk, 1984, p. 18—20.
- [5] Forsberg P. W. Phys. Rev., 1949, vol. 76, N 8, p. 1187—1201.
- [6] Meyerhofer D. Phys. Rev., 1958, vol. 112, N 2, p. 413—423.
- [7] Banda E. J. K., Graven R. A., Parks E. D. e. a. Sol. St. Commun., 1975, vol. 17, N 1, p. 11—14.

- [8] Merz W. J. Phys. Rev., 1949, vol. 76, N 8, p. 1221—1225.
 [9] Lawless W. N. Phys. Rev. A, 1965, vol. 138, N 6, p. 1751—1759.
 [10] DiDomenico M., Wemple S. H. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 2, p. 720—734.
 [11] Merz W. J. Phys. Rev., 1953, vol. 91, N 3, p. 513—517.
 [12] Chen F. S., Geusic J. E., Kurtz S. K. et al. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 1, p. 388—398.
 [13] Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965. 396 с.
 [14] Корженевский А. Л. Изв. АН СССР, сер. физич., 1984, т. 48, № 6, с. 1069—1072.

Сибирский технологический институт
Красноярск

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

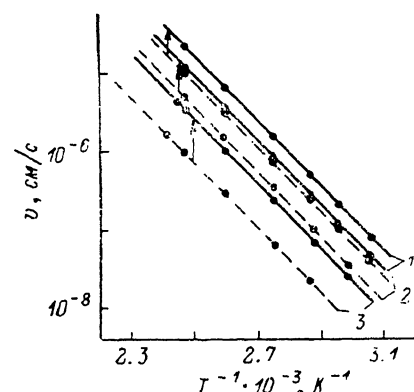
УДК 548.4 : 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ АНТИМОНИДА ИНДИЯ ПРИ ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ИЗГИБЕ

В. И. Барбашов, Т. В. Рсдзина, Н. П. Харин

Впервые реверсивное движение дислокаций в полупроводниковых кристаллах изучалось в работе [1]. Было показано, что при инверсии направления скольжения дислокаций в кремнии и германии скорость 60° -х сегментов сужающихся полупетель почти на два порядка превосходит их скорость при расширении. Исследования реверсивного движения дислокаций, являющихся частью сложной дислокационной структуры, в кристаллах типа A_3B_5 дают обратный по знаку эффект [2]. В настоящей работе исследуется асимметричное движение 60° -х дислокаций в кристаллах антимонида индия с геометрией петель, аналогичных [1].



Зависимость скорости дислокаций от температуры при расширении (штриховые) и сужении (сплошные линии) полупетли, τ , МПа: 1 — 20, 2 — 15, 3 — 10.

Форма дислокационных петель не отличалась от описанных в [1, 3]. Нагружение образцов осуществлялось по схеме четырехопорного изгиба относительно оси [112].

На рисунке приведены результаты исследований реверсивного движения 60° -х дислокаций в зависимости от температуры и величины внешней нагрузки. Видно, что переход от расширения полупетли к ее сужению приводит к параллельному смещению прямых $\lg v - 1/T$ в область более высоких значений скоростей. Отношение скорости обратного движения дислокации к прямому $v_{об}/v_{пр} = 2$ для $\tau = 15$ МПа и возрастает с уменьшением величины внешнего напряжения.

Обнаруженный эффект асимметричного поведения дислокаций в кристаллах антимонида индия качественно согласуется с данными работы [1],