

$8 \times 8 \text{ \AA}$. Для сравнения на рис. 3 приведена схема атомного строения поверхности кристалла $2H\text{-WSe}_2$: атомы Se верхней атомной плоскости (большие кружки) образуют треугольную решетку, малыми кружками помечены положения атомов W из второй от поверхности атомной плоскости. С учетом этой плоскости два соседних треугольника Se не являются эквивалентными: под одним из них в центре не располагаются атомы из других плоскостей, а под вторым в центре располагается атом W из второй атомной плоскости. Такая неэквивалентность треугольников атомной структуры поверхности отчетливо наблюдается и на изображении, полученном в туннельном микроскопе (рис. 2). Градации тона здесь разделяет расстояние в 0.2 \AA . Положения темных пятен, которые показывают наиболее глубокие провалы, выделяют неэквивалентные треугольники атомной структуры поверхности.

Таким образом, для исследованных слоистых кристаллов $2H\text{-WSe}_2$ изображения, получаемые в туннельном микроскопе, отражают атомную структуру не только первой, но и второй атомной плоскости.

Список литературы

- [1] Coleman R. V., Drake B., Giambattista B., Johnson A., Hansma P. K., McNairy W. W., Slough G. // *Physica Scripta*. 1988. V. 38. N 2. P. 235—243.
- [2] Бинниг и Смит // *Приборы для научн. исслед.* 1986. № 8. С. 152—158.
- [3] Булаевский Л. Н. // *УФН*. 1976. Т. 120. № 2. С. 259—271.
- [4] Wilson J. A., Yoffe A. D. // *Adv. Phys.* 1969. V. 18. N 73. P. 193—335.
- [5] Dahm D. C., Watanabe M. O., Blackford B. L., Jericho M. N. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. N 2. P. 315—318.
- [6] Tersoff J. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. N 4. P. 440—443.
- [7] Soler J. M., Baro A. M., Garcia N., Rohrer H. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. N 4. P. 444—447.
- [8] Morita S., Tsukada S., Mikoshiba N. // *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.* 2. 1987. V. 26. N 4. P. L306—L308.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
26 октября 1989 г.

УДК 537.226.4: 538.956

© Физика твердого тела, том, 32, № 5, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 5, 1990

ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛОВ $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$

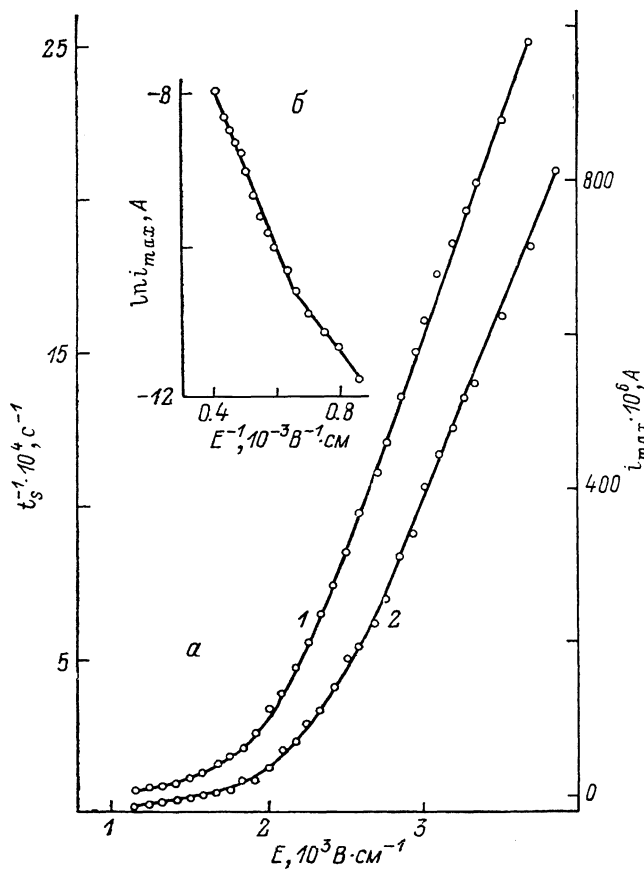
М. Д. Волнянский, А. Ю. Кудзин

После обнаружения в кристаллах $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ (ЛГО) фазового перехода (ФП) [1], который оказался сегнетоэлектрическим (СЭ) [2], проводится интенсивное исследование электрофизических свойств этого материала. Вместе с тем сегнетоэлектрические свойства ЛГО (процессы переключения спонтанной поляризации P_s , доменная структура) изучены недостаточно. Определена только температурная зависимость P_s и коэрцитивного поля E_c по петлям диэлектрического гистерезиса в диапазоне температур $250\text{—}283 \text{ K}$ [3]. Отмечается, что P_s при приближении к температуре ФП плавно уменьшается до нуля, что указывает на СЭ ФП второго рода в кристаллах $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$. Нет информации ни прямой, ни косвенной о доменной структуре и ее поведении в электрическом поле. Не исследовалась импульсная переполаризация кристаллов ЛГО, которая может дать сведения о переключении доменной структуры. Такие данные представляются важными для понимания сегнетоэлектрических свойств ЛГО.

Исходя из результатов пирозлектрических измерений, в [4] приведены данные об аномальном поведении $P_s(T)$ кристаллов $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$. Спонтанная

поляризация достигает максимума при температуре 246 К, а при температуре 180 К уменьшается до нуля и меняет знак. Такое необычное поведение P_s делает необходимым изучение процессов переполаризации ЛГО прямыми методами. В данном сообщении приводятся результаты исследований переполаризации кристаллов $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ в синусоидальных и импульсных полях.

Измерения проводились на образцах ЛГО, приготовленных из монокристаллов, выращенных методом Чохральского в обычной атмосфере с применением нагревателя сопротивления. Из полученных монокристаллических буль после рентгеновской ориентации (с точностью до 30°) вырезались прямоугольные пластинки с главной поверхностью, перпенди-



кулярной сегнетоэлектрической оси. Площадь этой поверхности $\sim 1 \text{ см}^2$. После шлифовки образцов (последний шлифпорошок 5 мкм) на главные поверхности испарением в вакууме наносились электроды: тонкий адгезионный слой Cr и основной серебряный электрод.

Переполаризация ЛГО в синусоидальном поле наблюдалась по известной методике, предложенной Сойером и Тауэром. Частота переменного электрического поля 50 Гц. Получены насыщенные симметричные петли диэлектрического гистерезиса, имеющие форму, близкую к прямоугольной, по которым определялась величина P_s и E_c кристаллов $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$. Значения P_s и E_c , измеренные при 273 К, равны соответственно $2.4 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ и $4.2 \cdot 10^3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Они практически совпадают с данными, приведенными в [3]. Спонтанная поляризация при нагревании от 260 до 280 К медленно уменьшается. Затем, с приближением к T_c , быстро уменьшается и в точке фазового перехода практически без скачка P_s обращается в нуль. Коэрцитивное поле в интервале 260—275 К линейно уменьшается с температурой. При дальнейшем повышении температуры E_c быстро уменьшается

до нуля в T_c . В отличие от данных, приведенных в [4], не обнаружено аномалий в поведении P_s в интервале температур 190—260 К.

В термодинамической теории сегнетоэлектричества для случая фазового перехода второго рода, когда P_s является параметром перехода, из разложения термодинамического потенциала по степеням поляризации, пренебрегая членом, содержащим P_s^3 [5]

$$P_s^2 = (T_c - T) \alpha_4 / 3, \quad (1)$$

т. е. P_s^2 практически линейно зависит от $(T_c - T)$, что наблюдается для многих сегнетоэлектрических кристаллов.

Экспериментальная зависимость $P_s(T)$ кристаллов ЛГО вблизи СЭ ФП была представлена в виде $P_s^2 = f(T_c - T)$. Полученная кривая имела явно нелинейный вид. По-видимому, в кристаллах $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ P_s не является параметром перехода и зависимость $P_s(T)$ имеет более сложный характер, чем (1). Необычный вид температурной аномалии диэлектрического отклика и спонтанной поляризации предсказан в теоретических работах Таганцева [6, 7] для слабых сегнетоэлектриков, к которым относится ЛГО.

Для выяснения механизма переполяризации кристаллов ЛГО была использована импульсная методика, предложенная Мерцем. Измерения проводились на образцах, которые использовались для наблюдения петли диэлектрического гистерезиса. К образцам прикладывались биполярные, симметричные импульсы напряжения с короткими фронтами нарастания и частотой повторения 30 Гц. Полученные зависимости максимального тока переполяризации $i_{\max}(I)$ и обратного времени переключения t_s^{-1} (2) от приложенного поля для кристаллов $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ приведены на рисунке, а. Толщина образца $6 \cdot 10^{-2}$ см, $T = 278$ К. На графике хорошо различаются два участка. В области сильных полей ($E > 2.5 \cdot 10^3$ В·см $^{-1}$) линейная зависимость вида $i_{\max} \sim i_s^{-1} = (E - E_0) \mu / d$, где E_0 — пороговое поле, d — толщина кристалла, μ — подвижность доменной стенки. В области слабых полей наблюдается нелинейная зависимость i_{\max} и t_s^{-1} от E , которая (см. рисунок, б) достаточно хорошо описывается экспонентой $i_{\max} \sim t_s^{-1} = i_{\infty}^{-1} \exp(-\alpha/E)$, где α играет роль поля активации. На рисунке, б имеются два прямолинейных участка, по которым определены значения поля активации: для слабых полей $\sim 5 \cdot 10^3$ В и для более сильных $\sim 10^4$ В.

Общий вид зависимостей, характеризующих процесс переключения P_s в кристаллах ЛГО: $i_{\max}(E)$, порядок поля активации, предварительная обработка формы кривой тока переключения по методике, описанной в [8], показывает, что процесс переключения P_s в этом материале идет так же, как и в других сегнетоэлектриках (например, BaTiO_3), путем зарождения антипараллельных доменов и бокового движения доменных границ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Haussuhl S., Wallrafen F., Recker K., Eckstein J. // Z. Kristallogr. 1980. V.153. P. 329—337.
- [2] Wada M., Sawada A., Ishibashi Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 6. P. 1811—1812.
- [3] Wada M., Ishibashi Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1983. V. 52. N 1. P. 193—199.
- [4] Буш А. А., Веневцев Ю. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 1970—1975.
- [5] Смоленский Г. А., Боков В. А., Исуфов В. А. и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. — Л.: Наука, 1971. С. 476.
- [6] Таганцев А. К. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 7. С. 352—355.
- [7] Таганцев А. К., Синий И. Г., Прохорова С. Д. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. № 12. С. 2082—2089.
- [8] Gonzales-Ibeas J. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 5141—5148.

Днепропетровский государственный университет
Днепропетровск

Поступило в Редакцию
4 мая 1989 г.
В окончательной редакции
30 октября 1989 г.