

05;07;12

©1995

ТРЕХМЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ОДНООСНОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ

А.А.Грабар, А.И.Берча, И.М.Стойка

Наблюдение доменной структуры в объеме одноосных сегнетоэлектриков затрудняется тем, что антипараллельные домены оптически идентичны и неразличимы в поляризационном микроскопе. Наличие фоторефрактивного (ФР) эффекта в сегнетоэлектрическом кристалле позволяет различать домены с противоположной ориентацией вектора поляризации на основе эффекта стационарного энергообмена, возникающего при записи динамических голограмм [1]. Типичным для большинства ФР кристаллов является диффузионный механизм фотоиндуцированного изменения показателя преломления [2]. В этом случае при записи объемной голограммы двумя когерентными пучками в образце формируется фазовая решетка, смещенная относительно интерференционной картины. Следствием такого сдвига и является стационарный энергообмен между интерферирующими пучками, описывающийся (без учета поглощения) соотношением

$$\frac{I_S^d}{I_R^d} = \frac{I_S^0}{I_R^0} \exp(-\Gamma \cdot d), \quad (1)$$

где I_R , I_S — интенсивности сигнального и опорного пучков до (0) и после (d) взаимодействия, d — толщина голограммы, Γ — коэффициент усиления при двухволновом взаимодействии. Направление перекачки интенсивности определяется знаком коэффициента Γ , который, в свою очередь, определяется типом доминирующих фотоиндуцированных носителей заряда и знаком эффективного электрооптического коэффициента. Изменение направления энергообмена достигается разворотом кристалла на 180° либо эквивалентной такому развороту переполаризацией. Эта особенность использовалась ранее нами [3] для изучения динамики процессов переполаризации. В [4] подобная методика была применена для наблюдения доменов “на просвет” в кристалле стронций-бариевого ниобата.

Представляемые в данном сообщении результаты демонстрируют эффективность применения голографической методики для получения информации о доменной структуре

в объеме кристалла. Поскольку степень униполярности и ее знак могут быть измерены в части объема кристалла, ограниченном областью пересечения взаимодействующих пучков, данные о пространственном распределении доменов могут быть получены путем трехмерного сканирования по образцу. Линейные размеры зондируемого объема кристалла, т.е. пространственное разрешение метода, определяются диаметрами лазерных пучков и фокусировкой могут быть уменьшены до 0.01 мм. Однако уменьшение объема голограммы приводит, согласно (1), к экспоненциальному уменьшению энергообмена. Кроме того, сильная фокусировка лазерного излучения в объем кристалла может приводить к локальному нагреву и нелинейным эффектам. Поэтому условия измерений и достигаемое пространственное разрешение определяются совокупностью параметров исследуемого кристалла. Наши исследования проводились на монокристаллах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, выращенных методом химических транспортных реакций. Эти кристаллы относятся к моноклинной симметрии и притерпевают сегнетоэлектрический фазовый переход второго рода $P2_1/c$ - Pc при температуре $T_c = 337 \text{ K}$ [5]. Полированный монокристаллический образец с размерами $10 \times 8 \times 3 \text{ мм}^3$ размещался на столике, перемещаемом в трех перпендикулярных направлениях. Образец ориентировался так, что волновой вектор ФР решетки был направлен приблизительно вдоль оси спонтанной поляризации P_s и был параллелен оси X образца, а ось Y образца совпадала с перпендикуляром к плоскости симметрии m . Сканирование (вдоль Y) осуществлялось шаговым двигателем, контролируемым компьютером, а смещение в других направлениях — с помощью микрометрических винтов. Шаг перемещения составлял 0.2 мм. Два когерентных пучка одномодового He-Ne лазера ЛГН-215 с отношением интенсивностей $\beta = I_S^0/I_R^0 = 0.01$ сводились в объеме образца под углом 27° . Пучки фокусировались длиннофокусной линзой ($f = 1 \text{ м}$) таким образом, что область пересечения находилась вблизи перетяжки. С помощью фотодиода измерялись интенсивности сигнального пучка — при включенном (I_S^d) и выключенном (I_S^0) пучке накачки I_R . Вся схема была собрана на голографическом столе УИГ-22К.

Безразмерный коэффициент энергопереноса Γd рассчитывался по приближенной формуле $\Gamma d = \ln(I_S^d/I_S^0)$, вытекающей из (1) в случае $\beta \ll 1$. Поперечное сечение пучков в области их пересечения определялось методом движущейся заслонки [6]. В случае гауссовского пучка зависимость интенсивности прошедшего излучения I от координаты заслонки x выражается формулой

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2w} \right) \right], \quad (2)$$

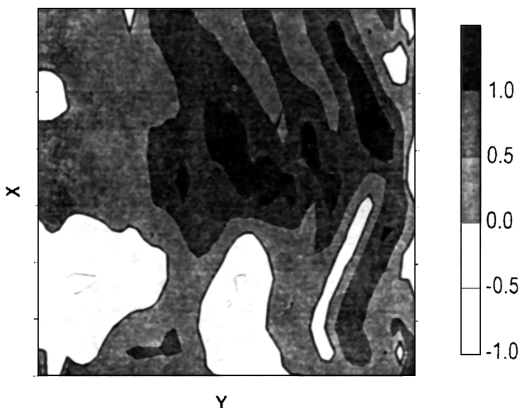


Рис. 1. Доменная структура кристалла в плоскости XU , параллельной передней грани кристалла. Размеры сканируемой области $X \times Y = 4 \times 4 \text{ мм}^2$. Цифры на шкале отвечают измеренным значениям коэффициента энергопереноса Gd .

где I_0 — исходная интенсивность пучка, w — его полуширина. Измеренная таким способом полуширина пучка составила 130 мкм.

Путем перемещения образца измерялась величина коэффициента двухволнового взаимодействия Gd вдоль оси Y . Далее микрометрическим винтом образец смещался вдоль оси X либо Z . Таким образом были получены картины распределения величины и знака Gd как по толщине образца при фиксированной координате X , так и в плоскости XU на расстоянии $Z \approx 1.5 \text{ мм}$ от поверхности (рис. 1, 2). При сканировании наблюдаются несколько областей смены знака Gd , отвечающие доменам с противоположной ориентацией вектора поляризации и достаточно большими размерами. В некоторых участках происходит лишь снижение величины энергообмена, вызванное, очевидно, частичной его компенсацией доменами разного знака в случае, когда их размеры значительно меньше диаметров пучков. Отчетливо прослеживается форма доменов. Они представляют собой цилиндрические области с образующей произвольной формы, вытянутые вдоль направления P_s кристалла. Из рисунков видно, что ось X исследуемого образца несколько отклоняется от P_s и полученная картина в плоскости XU представляет собой сечение этих цилиндрических доменов плоскостью, с которой вектор P_s образует небольшой угол, а кристалл характеризуется значительной униполярностью. Хорошо различаются домены и при сканировании по толщине образца — вдоль оси Z . Полученные картины согласуются с результатами наблюдения доменной структуры на поверхности кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ жидкокристаллическим ме-

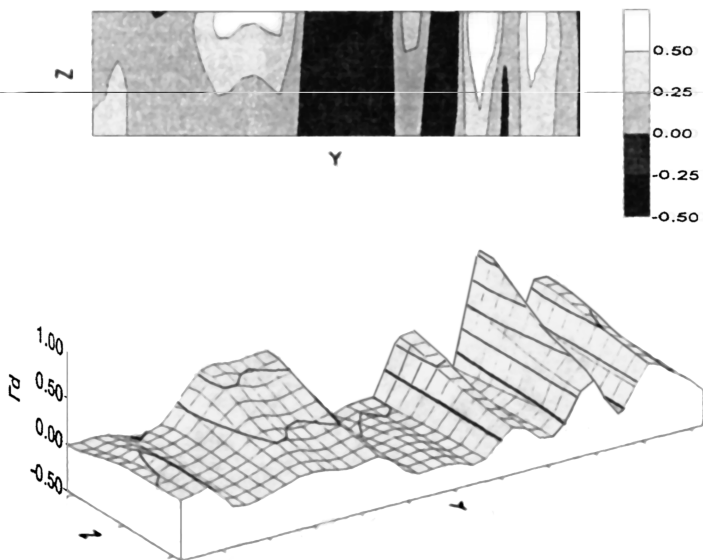


Рис. 2. Картина распределения доменной структуры по толщине образца (в плоскости YZ). Размеры сканируемой области $Y \times Z = 1.5 \times 4 \text{ мм}^2$.

тодом [7]. Следует отметить, что до измерений кристалл не подвергался отжигу, поляризации либо деполяризации, т. е. его доменная структура находилась в естественном исходном состоянии. В отожженном кристалле энергообмен не регистрируется вследствие образования мелкодоменной структуры, а в монодоменизированном Γd практически постоянно по объему образца.

Предложенный метод позволяет определить ориентацию домена (направление P_s), исследовать как общую картину доменной структуры кристалла, так и ее изменения в заданной точке образца, а также реализовать устройство записи информации на сегнетоэлектрических доменах с оптическим (голографическим) считыванием.

Список литературы

- [1] Gunter P., Huignard J.-P. // Photorefractive Materials and their Applications. V. 1. Berlin: Springer-Verlag, 1988. P. 7-73.
- [2] Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.T. // Ferroelectrics. 1979. V. 22. P. 949-964.
- [3] Грабар А.А., Мужикаш Р.И., Костюк А.Д., Высочанский Ю.М. // Физ. тверд. тела. 1992. Т. 33. В. 8. С. 2335-2339.
- [4] Kahmann F., Matull R., Rupp R.A., Seglins J. // Phase Transitions. 1992. V. 40. P. 171-185.

- [5] *Высочанский Ю.М., Слиэка В.Ю.* Сегнетоэлектрики семейства $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Свойства в окрестности точки Лифшица. Львов: Ориана-Нова, 1994.
- [6] *Реди Дж.* Промышленные применения лазеров. М.: Мир, 1978.
- [7] *Высочанский Ю.М., Майор М.М., Перечинский С.И., Тихомирова Н.А.* // Кристаллография. 1992. Т. 37. В. 1. С. 171–176.

Поступило в Редакцию
20 сентября 1995 г.
