

- [6] Weber W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 13, p. 1371—1374.  
 [7] Schüttler H.—B., Jarrell M., Scalapino D. J. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 11, p. 1147—1149.  
 [8] Cava R. J., van Dover R. B., Batlogg B., Rietman E. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 408—410.  
 [9] Холопов Е. В. ФНТ, 1988 (в печати).  
 [10] Kholopov E. V Phys. Lett. A, 1987 (в печати).  
 [11] Фетисов Е. П., Хомский Д. И. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 1, с. 105—117.

Институт неорганической  
химии СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
25 июля 1987 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ПОЛЯ В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В. Я. Шур, А. Л. Груверман, Н. В. Коровина,  
М. З. Орлова, Л. В. Шерстобитова

В сегнетоэлектриках-полупроводниках внутреннее экранирование неполяризующих полей [1], а также внешних электрических полей [2] приводит к возникновению объемных зарядов, локализованных на глубоких примесных центрах (ловушках). Эффекты экранирования приводят к тому, что электрическое поле в объеме сегнетоэлектрика (внутреннее поле) пространственно неоднородно. Кроме того, образование и рассасывание локализованных на примесных уровнях объемных зарядов происходит сравнительно медленно, что приводит к динамике внутренних полей во внешнем поле. Существование внутренних полей влияет, в частности, на параметры доменной структуры, образующейся при фазовом переходе, и динамику доменов при переполяризации [3].

Целью работы являлось изучение на примере одноосного сегнетоэлектрика—полупроводника германата свинца  $Pb_5Ge_3O_{11}$  пространственного распределения и динамики внутреннего поля при приложении внешнего электрического поля, обусловленных процессами образования объемных экранирующих зарядов. Исследовались образцы с разными типами доменной структуры: исходной и связанной [4, 5].

Монокристаллы германата свинца, номинально чистые и легированные хромом, выращивались вытягиванием из расплава по методу Чохральского в направлении [001]. Образцы имели форму параллелепипедов с полированными гранями и размерами  $Y, X = 3 \div 5$  мм и  $Z = 1.4 \div 3$  мм. Прозрачные электроды из  $In_2O_3$  Sn напылялись на  $YX$ -поверхности методом ионно-плазменного напыления.

Измерение динамики и пространственного распределения внутреннего поля при приложении внешнего поля проводилось поляризационно-оптическим методом [6], использующим поперечный электрооптический эффект [7]. Метод позволяет на основании измерения изменения двулучепреломления определять пространственное распределение внутреннего поля в образце.

Использовались два способа измерения двупреломления. В первом способе вся грань  $YZ$  или  $XZ$  образца освещалась коллимированным пучком, и полученная интерференционная картина (линии равной толщины) фотографировалась с последующим микрофотометрированием. Пространственное разрешение способа до 40 штрихов/мм, ошибка в измерении внут-

ренного поля —  $(5 \div 10) \cdot 10^4 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ . Второй способ позволял непрерывно измерять изменение двупреломления в заданном участке образца, через который пропускали пучок света диаметром около 200 мкм. Ошибка в определении внутреннего поля составляла не более  $2 \cdot 10^4 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ . Калибровка сдвига интерференционных полос и интенсивности прошедшего света в значениях  $\Delta n$  производилась с помощью компенсатора.

В монодоменных образцах распределение внутреннего поля после включения внешнего, не переключающего поляризацию поля (рис. 1), показывает, что первоначально однородное распределение внутреннего поля изменяется со временем. В результате экранирования уменьшается

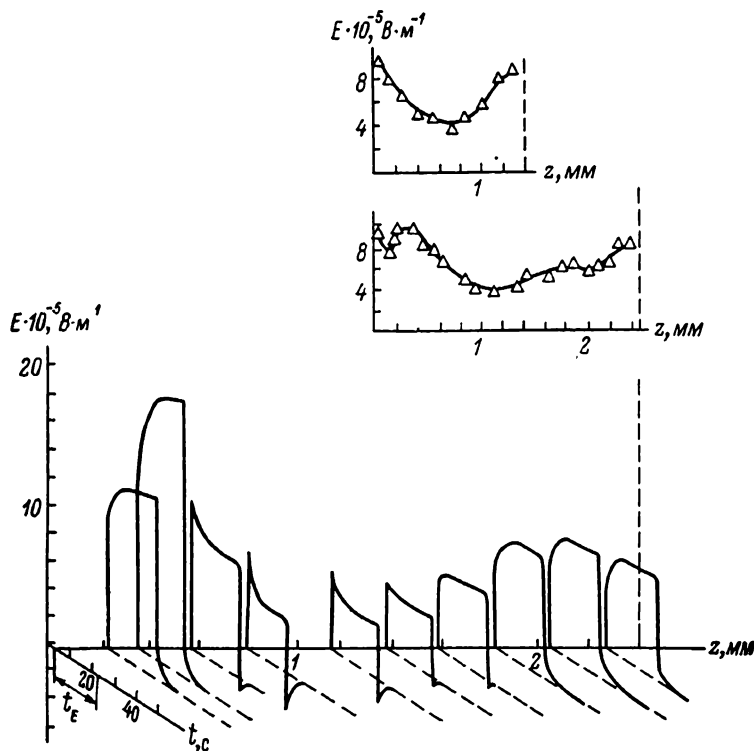


Рис. 1. Динамика внутреннего поля в монодоменном образце при приложении и выключении внешнего поля, не переключающего поляризацию.

На вставке — пространственное распределение внутреннего поля при приложении внешнего напряжения для образцов разной толщины:  $d=1.40$  мм, 2.48 мм.

поле в объеме и увеличивается поле в приповерхностных слоях толщиной около 0.5 мм. В результате напряженность поля в этих слоях в несколько раз превышает  $\bar{E}=U/d$ , где  $U$  — напряжение, приложенное к электродам, а  $d$  — толщина образца. Выключение внешнего поля приводит к изменению знака внутреннего поля в объеме образца и скачкообразному уменьшению поля в приповерхностных слоях. При комнатной температуре поле в образце релаксирует к нулевому значению за время около 300 с.

Пространственное распределение потенциала, полученное путем интегрирования  $E(Z)$  (рис. 3), обнаруживает изгибы в приповерхностных слоях толщиной 300–400 мкм с некоторой асимметрией у разных электродов. Распределение концентрации экранирующего объемного заряда можно оценить с помощью уравнения Пуассона для одномерной задачи.

Сравнение пространственного распределения внутреннего поля для образцов разной толщины (рис. 1) показывает, что уже при  $d=1.4$  мм объемный заряд перераспределяется во всем объеме кристалла. Этот факт позволяет объяснить наблюдающуюся в [7] аномальную толщинную зависимость напряженности связанного внутреннего поля (возникающего

в германате свинца при экранировании деполаризующего поля) при толщинах менее 1.4 мм за счет перекрытия областей объемного заряда.

Характерная длина экранирования, определенная из зависимости  $n(Z)$ , составляет около 100 мкм (при  $T=300$  К). Если считать, что она должна быть порядка дебаевской длины экранирования [1], то можно оценить концентрацию носителей в германате свинца  $n=3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (для  $\epsilon=40$ ).

Известно, что в результате термической деполаризации в германате свинца возникает исходная доменная структура (ИДС), содержащая большое количество 180-градусных и встречных доменных стенок [4, 5]. В работе термическая деполаризация производилась при охлаждении в интервале  $200 \div 160$  °С со скоростью  $0.1 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$  образцов с закороченными электродами или при подаче постоянного напряжения,

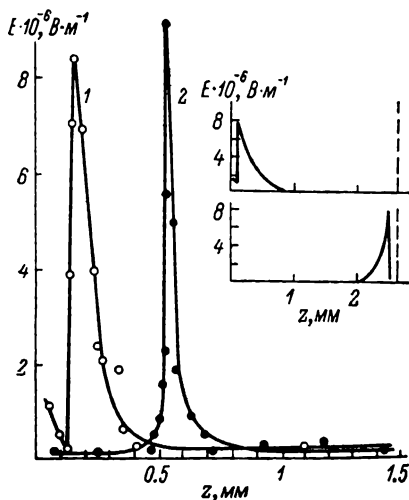


Рис. 2. Пространственное распределение внутреннего поля в приповерхностном слое при приложении внешнего поля  $E=U/d=6.4 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  в образце с ИДС, полученной без поля (1) и в поле  $E=U/d=10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  (2).

На вставке — распределение внутренних полей в образце с ИДС при приложении внешнего напряжения различной полярности ( $d=2.64$  мм).

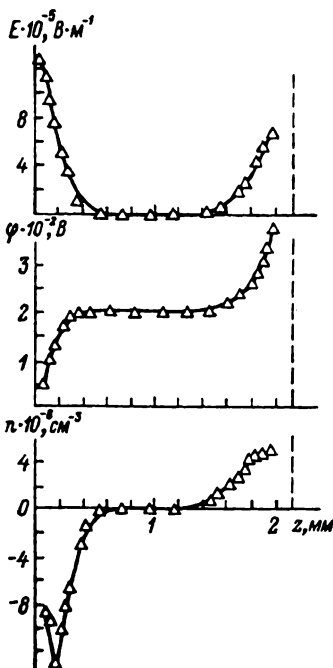


Рис. 3. Пространственное распределение внутреннего поля, потенциала и концентрации экранирующего заряда через 5 мин после приложения внешнего напряжения.

создающего поля напряженностью  $E=U/d=10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ . В образцах с ИДС отсутствовал переключаемый заряд и не наблюдались сквозные домены.

Распределение внутреннего поля в образцах с ИДС было необычным (рис. 2). Так, в образце толщиной 2.7 мм при приложении внешнего поля  $E=U/d=7 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  вблизи одной поверхности образца ( $Z=0.15 \div 0.3$  мм) возникала область сильного поля максимальной напряженностью до  $10^7 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ . Изменение направления внешнего поля приводило к появлению области сильного поля вблизи другого электрода ( $Z=2.4 \div 2.5$  мм). Появление области сильного поля при включении внешнего поля и ее исчезновение при выключении происходили за время не более 0.1 с. При многократных включениях поля характер распределения поля сохранялся.

Наблюдаемые особенности распределения внутреннего поля можно отнести за счет существования в образцах с ИДС приповерхностных монодоменных слоев, возникновение которых при фазовом переходе обусловлено поверхностным изгибом зон, тогда как в объеме образца возникает закрепленная объемными зарядами структура мелких доменов со встречными стенками [8].

Можно предположить, что внешнее поле достаточной напряженности переключает поляризацию в приповерхностном монодоменном слое и вблизи границы слоя возникает деполяризующее поле. Изменение направления внешнего поля вызывает переключение поляризации в другом монодоменном слое, следовательно, направление поляризации в них противоположно.

Приложение постоянного слабого электрического поля в процессе термической деполяризации приводит к сдвигу областей сильного внутреннего поля (рис. 2). Так,  $E=U/d=10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  приводит к сдвигу области сильного поля на глубину 0.6 мм. Этот результат в рамках изложенной модели свидетельствует об изменении поверхностного изгиба зон, что приводит к увеличению толщины одного из монодоменных слоев и уменьшению толщины другого.

Таким образом, показано, что внутреннее экранирование приводит к неоднородному распределению поля в объеме образца и возникновению вблизи поверхности областей с большой напряженностью поля. Характерная длина распределения экранирующего объемного заряда составляет при комнатной температуре около 100 мкм, что соответствует концентрации носителей около  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Выявлены особенности распределения внутреннего поля в образцах с ИДС, свидетельствующие о существовании вблизи электродов поверхностных монодоменных слоев с разным направлением поляризации.

В заключение авторы благодарят Ф. М. Мусалимова и А. В. Гурьева за предоставленные монокристаллы германата свинца.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Фридкин В. М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М.: Наука, 1976. 408 с.
- [2] Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука, 1968. 555 с.
- [3] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [4] Шур В. Я., Попов Ю. А., Летучев В. В. В сб.: Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин: Изд-во КГУ, 1983, с. 16—23.
- [5] Шур В. Я., Попов Ю. А., Субботин А. Л. ФТТ, 1983, т. 24, № 2, с. 564—565.
- [6] Астратов В. Н., Ильинский А. В. ФТТ, 1982, т. 24, № 1, с. 108—115.
- [7] Шур В. Я., Коровина Н. В., Груверман А. Л. ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 2048—2051.
- [8] Шур В. Я., Попов Ю. А., Румянцев Е. Л., Субботин А. Л., Вишневская В. В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, № 9, с. 1860—1862.

Уральский государственный  
университет им. А. М. Горького  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
15 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
29 июля 1987 г.

## СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ПРУСТИТА ( $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$ ) В ОБЛАСТИ 2—30 эВ

Я. О. Довгий, И. В. Китык, В. Н. Колобанов,  
И. Г. Маньковская, В. Н. Махов, В. В. Михайлин, П. П. Пуга

Кристаллы прустита являются типичными представителями нелинейных оптических кристаллов. Они обладают рядом уникальных свойств, в том числе низкотемпературными фазовыми переходами, включая несоизмерные. Для понимания физических механизмов указанных явлений важно иметь информацию о количественных параметрах зон в области энергий, определяющих их оптоэлектронные свойства. Наиболее эффективными и информативными здесь являются оптические спектры отраже-