

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Ф. Канаев, В. К. Малиновский, Асимметрия проводимости вдоль оси поляризации в сегнето-электрических кристаллах, *Докл. АН СССР*, 1982, том 266, номер 6, 1367–1370

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 194.226.59.193

13 июля 2023 г., 13:04:58



И.Ф. КАНАЕВ, В.К. МАЛИНОВСКИЙ

**АСИММЕТРИЯ ПРОВОДИМОСТИ ВДОЛЬ ОСИ ПОЛЯРИЗАЦИИ
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ**

(Представлено академиком Ю.Е. Нестерихиным 18 III 1982)

В последнее время при изучении сегнетоэлектриков большое внимание уделяется процессам переноса зарядов. В [1–3] было обнаружено новое явление: под действием однородного освещения однородных сегнетоэлектрических кристаллов возникали токи, время существования которых значительно превышало время диэлектрической релаксации. Для объяснения эффекта авторы [3] предложили принять во внимание асимметрию центров поглощения в сегнетоэлектриках. Они качественно сформулировали модель, в основу которой положена асимметрия элементарных процессов ионизации и рекомбинации. Из модели следует, что возможен направленный перенос фотовозбужденных зарядов вдоль оси спонтанной поляризации P_s . Детальное развитие идеи было осуществлено в ряде работ, подробно рассмотренных в [4]. К настоящему времени постоянные фототоки без приложения внешних сил наблюдались во многих сегнетоэлектриках, но они не обладают в полной мере тензорными характеристиками, которые предсказываются теорией фотогальванического эффекта (ФГЭ) [4]. Как правило, фототок наблюдается только вдоль оси P_s . Отсутствие однозначных данных в пользу одной из моделей ФГЭ стимулирует постановку новых экспериментов.

В предлагаемой статье будет показано, что кристаллы ниобата лития LiNbO_3 и ниобата бария–стронция SBN обладают диодными характеристиками. В них величина стационарного тока в $\pm P_s$ -направлениях под действием одного напряжения неодинакова, различие достигает порядка. Будет также показано, что асимметрия тока не связана с влиянием приповерхностных слоев, а обусловлена объемными свойствами сегнетоэлектриков.

Исследование токов проводилось по стандартной схеме: $\pm P_s$ -торцы кристаллов замкнуты на источник напряжения и измерительное сопротивление ($R_{\text{изм}} \ll R_{\text{кр}}$). Контакт образца с измерительной цепью осуществляется через жидкие электроды (вода). Токи исследовали на чистых, без специальных легирующих добавок, кристаллах. Для исключения токов переполаризации, которые, как известно, зависят от времени ($i_p \sim dP_s/dt$), были приняты меры. Во-первых, исследовался только стационарный ток. Во-вторых, когда приложенные поля приближались по величине к коэрцитивным и могла происходить частичная переполаризация, увеличивалось время проведения эксперимента. Измерения проводились до тех пор, пока суммарный заряд, переносимый стационарным током, не превышал заряд, необходимый для полной переполаризации. Изменение P_s контролировалось измерением пиротклика.

Кристаллы LiNbO_3 обладают низкой темновой проводимостью $\sigma_T \approx 10^{-18} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$. Для ее повышения образцы отжигали в вакууме при 500–700 °С. Эксперименты проводили с образцами, достигшими после отжига $\sigma_T = 10^{-11} \text{--} 10^{-14} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$. В этих образцах зависимость тока от приложенного поля обнаруживала несимметричность относительно нуля, величина тока оказыва-

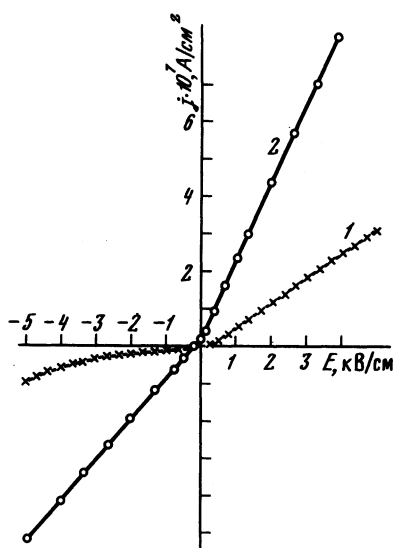


Рис. 1. Зависимость тока j (1 – в темноте, 2 – при облучении лазерным светом) от приложенного поля E в LiNbO_3 ; при $E > 0$ $P_s \uparrow \uparrow E$, при $E < 0$ $P_s \uparrow \uparrow E$

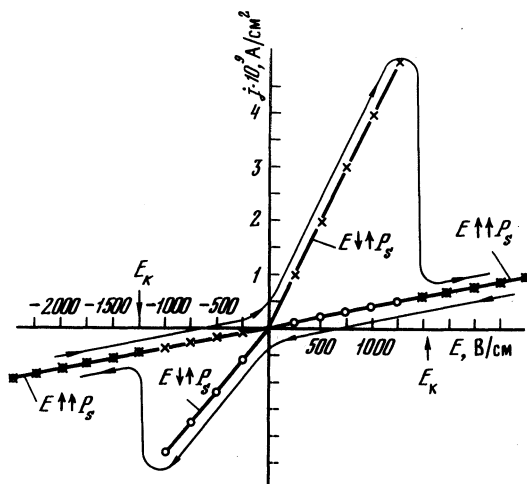


Рис. 2. Зависимость тока j (в темноте) от приложенного поля E в SBN

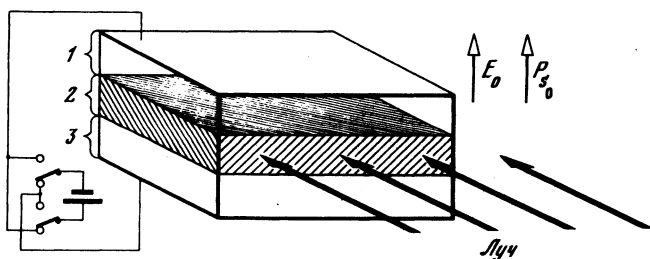


Рис. 3. Схема эксперимента по приготовлению трехдоменного образца

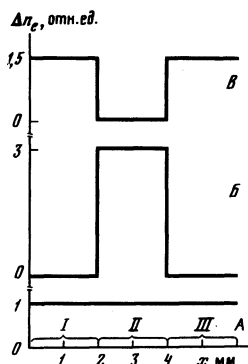


Рис. 4. Распределение поля ($E = \Delta n_e / \alpha$) в однодоменном (А) и трехдоменном (Б, В) образцах; области I, II, III соответствуют областям 1, 2, 3 рис. 3

лась больше, когда E было противоположно P_s ($E \uparrow \downarrow P_s$; рис. 1). Асимметрия растет с увеличением времени и температуры отжига (растет и σ_T). При интенсивном световом облучении, даже когда фотопроводимость превышает темновую на 2–3 порядка, асимметрия не исчезает. Отметим, что эксперименты на LiNbO_3 проведены до полей 70 кВ/см, при этом изменений в P_s не наблюдалось. С увеличением поля наклон кривых $j(E) \equiv j \uparrow \uparrow P_s$ и $j(-E) \equiv j \uparrow \downarrow P_s$ становится одинаковым, а разность $j(E) - j(-E)$ стремится к постоянной величине.

Кристаллы SBN переполяризуются в значительно меньших по сравнению с LiNbO_3 полях, поэтому в них удастся проследить за кинетикой переключения тока $j \uparrow \uparrow$ в $j \uparrow \downarrow$ и обратно в области полей, не равных 0 (рис. 2). На рис. 2 кривая со стрелками показывает направление изменения прикладываемого поля и соответ-

ствующие изменения тока. Для того чтобы убедиться в том, что регистрирующий ток не обусловлен переполаризацией, длительные измерения проведены в области полей, где обрываются кривые тока $j \uparrow \downarrow P_s$. Здесь постоянный ток наблюдался в течение 6 ч. За это время по цепи протекал заряд, на порядок превышающий тот, который необходим для переполаризации. Отметим, что частичная переполаризация наблюдается, но она происходит в основном в первые моменты времени после подключения напряжения. В области полей коэрцитивных (E_K) и больших мы не смогли измерить $j \uparrow \downarrow P_s$, поскольку здесь происходит переполаризация кристалла и стационарные токи соответствуют току $j \uparrow \uparrow P_s$. Из данных экспериментов следует, что отношение тангенсов угла наклона кривых $j \uparrow \uparrow$ и $j \uparrow \downarrow$, равное отношению проводимостей $\sigma \uparrow \uparrow / \sigma \uparrow \downarrow$, в кристаллах SBN достигает одного порядка.

Объемный характер описываемого эффекта можно подтвердить следующим опытом. Если проводимость в $\pm P_s$ -направлениях разная и это свойство обусловлено объемом, то приложенное напряжение распределится по кристаллу, состоящему из нескольких доменов, неравномерно. В соседних последовательно соединенных доменах в стационарном состоянии ($j = \text{const}$) должно выполняться условие $\sigma_1 E_1 = \sigma_2 E_2$. Измеряя отношение E_1/E_2 , мы определим σ_1/σ_2 , т.е. $\sigma \uparrow \uparrow / \sigma \uparrow \downarrow$.

Исследования E_1/E_2 были проведены на кристаллах SBN. Методика эксперимента следующая. 1/3 объема образца облучалась плоским световым пучком (рис. 3). В процессе облучения к нему прикладывалось поле, близкое по величине к E_K , но обратное по направлению полю E_0 , в котором образец был поляризован изначально. Интенсивность света подбиралась такой, чтобы поле в освещенной области компенсировалось за счет фотопроводимости быстрее, чем происходит переполаризация. В результате переполаризовывались только неосвещенные области и получался образец, состоящий из трех доменов (1, 2, 3 на рис. 3). Затем после релаксации наведенных электрических полей и в отсутствие облучения кристалл подключали к источнику напряжения. Распределение поля определялось с помощью интерферометрической методики по изменению необыкновенного показателя преломления n_e , поскольку из-за электрооптического эффекта оно пропорционально полю ($\Delta n_e = \alpha E$).

На рис. 4 приведено характерное стационарное распределение $\Delta n_e(x)$, наблюдаемое как в чистых, так и в легированных церием кристаллах SBN. В случае 1, когда кристалл был однодоменным, поле в образце однородно, изменение n_e соответствовало отношению $\Delta n = \alpha U / (l_1 + l_2 + l_3)$. В случаях 2 и 3 кристалл состоял из трех доменов и выполнялось соотношение $\Delta n = \alpha U / (l_1 + l_3)$, когда $E \uparrow \downarrow E_0$ и $\Delta n = \alpha U / l_3$, когда $E \uparrow \uparrow E_0$. Отметим, что практически все напряжение ($\geq 9/10$) падало на области, в которых $E \uparrow \uparrow P_s$. Это приводило к интересному эффекту: в полях, значительно превышающих коэрцитивные, кристалл не возвращался в исходное однодоменное состояние. Для возвращения было необходимо применить интенсивное облучение всего образца.

Из измерений величины $\Delta n_1/\Delta n_2$ следует, что отношение проводимостей в $\pm P_s$ -направлениях достигает порядка и более. Описанные эксперименты являются независимым подтверждением асимметрии проводимости, а также указывают на то, что в токовых измерениях мы исследовали объемную характеристику кристалла.

Итак, в полярных кристаллах наблюдаются одновременно два явления: фотогальванический ток и асимметрия проводимости в $\pm P_s$ -направлениях. Можно ли объяснить их с единой точки зрения? Как уже отмечалось, при построении теории ФГЭ предполагалось, что центры поглощения в полярных кристаллах асимметричны и кристалл при этом однороден. Если первое предположение не вызывает возражений, то второе неочевидно — нарушения пространственной периодичности могут приводить к дисперсии величины P_s и формированию своеобразных p - n -переходов,

существование которых доказано для пленок полупроводников и некоторых кристаллов [5–7]. Предположения о возможности представления сегнетоэлектриков (и в частности LiNbO_3) в виде последовательно соединенных p – n -переходов также высказывались в литературе [8]. Если такие предположения верны, то экспериментально наличие пространственных неоднородностей поляризации должно проявляться в асимметрии проводимости в $\pm P_s$ -направлениях. Наши опыты прямо обнаружили такую асимметрию.

Отметим в заключение, что многие экспериментальные факты, описанные в литературе, могут быть объяснены асимметрией проводимости в $\pm P_s$ -направлениях: различие величины проводимости в поляризованной и неполяризованной керамике BaTiO_3 [9], эффект выпрямления переменного тока в двухдоменном BaTiO_3 [10]; зависимость времени формирования доменной границы и ее месторасположения от направления поля в SbSJ [11]; зависимость токов проводимости от степени монодоменизации и эффект полевого гашения проводимости в SBN [12]; специфичное влияние внешних кратковременно приложенных полей (больше коэрцитивных) на величину дифракционной эффективности и время хранения голограмм в SBN [13].

Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Академии наук СССР,
Новосибирск

Поступило
25 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen F.S. – J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 3389.
2. Fridkin V.M., Grekov A.A., Ionov P.V. et al. – Ferroelectrics, 1974, vol. 8, p. 433.
3. Glass A.M., von der Linde D., Negran T.J. – Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, p. 233.
4. Белиничер В.И., Стурман Б.И. – УФН, 1980, т. 130, с. 415.
5. Merz W.J. – Helv. phys. act, 1958, vol. 31, p. 625.
6. Neumark Gertrude F. – Phys. Rev., 1962, vol. 125, p. 838.
7. Рыбкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963.
8. Леванюк А.П., Осипов В.В. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 752.
9. Риз И.С., Гуревич В.М. Тр. II Всесоюз. конфер. по физике диэлектриков. М.: Изд. АН СССР, 1960, с. 410–414.
10. Шнейдер Э.Я., Гах С.Г., Бородин В.З. В сб. Физические явления в сегнетоэлектрических кристаллах. Л., 1981, с. 40–45.
11. Греков А.А., Ляховицкая В.А., Родин А.И., Фридкин В.М. – ФТТ, 1968, т. 10, с. 2239; Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М.: Наука, 1976, с. 303–309.
12. Волк Т.Р., Ковалевич В.И., Полозков Н.М. и др. – ФТТ, 1979, т. 21, с. 2591.
13. Takter B.L., Testigian M. – Appl. Opt., 1974, vol. 13, p. 913; Micheron F., Mauench C., Trotier J.C. – Appl. Opt., 1974, vol. 13, p. 784.

УДК 669.234:535.34

ФИЗИКА

Л.В. НОМЕРОВАННАЯ, М.М. КИРИЛЛОВА,
член-корреспондент АН СССР Е.М. САВИЦКИЙ, В.П. УРВАЧЕВ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ PdSc

Исследование оптических свойств цветного интерметаллического соединения PdIn показало большую чувствительность энергетического положения края основной полосы поглощения к изменению концентрации палладия и температуры [1, 2]. Этот результат был объяснен особенностями электронной структуры PdIn , благодаря которым формирование края основной полосы поглощения идет преимущественно за счет квантовых переходов с уровня Ферми E_F в свободные состояния (S – p)–