

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ СЕГНЕТОКЕРАМИКИ МЕТАНИОБАТА ЛИТИЯ

В. А. Чернышков, А. Н. Павлов, А. П. Дранишников, Л. А. Резниченко,
Е. И. Бондаренко

Возможность применения сегнетокерамики метаниобата лития (МНЛ) для создания активных элементов устройств, работающих при температурах выше 800 К, существенно ограничивается резко убывающим в этой области температур электросопротивлением R [1]. С целью уточнения механизма корреляции между поведением R (или ρ — удельным электрическим сопротивлением, так как $R \sim \rho$) и изменением пьезоэлектрических характеристик провели комплексное исследование электрических свойств поликристаллического МНЛ в широкой области температур.

Для исследования использовали образцы, вырезанные из блоков ($\varnothing 70 \times 25$) $\cdot 10^{-6}$ м³, изготовленных методом одноосного горячего прессования (ГП), включающим ступенчатые

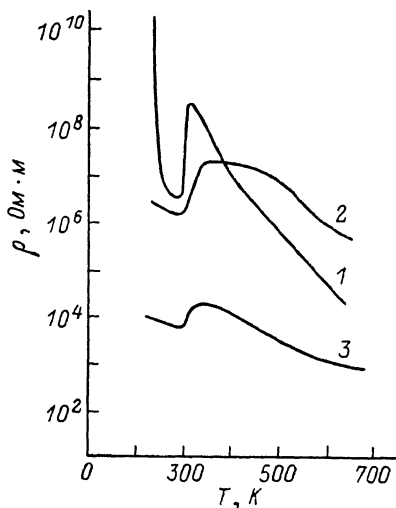


Рис. 1.

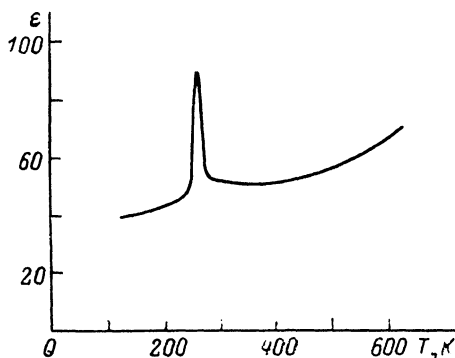


Рис. 2.

изменения температуры (до $T_{\text{макс}} = 1250$ К) и давления (до $P_{\text{макс}} = 60$ МПа), две изотермические и изобарные выдержки при $T_{\text{макс}}$ и $P_{\text{макс}}$. Спекание производили на установке ГП высокого давления, созданной в НИИ физики РГУ для получения крупногабаритных изделий из материалов типа МНЛ.

Рентгенографические исследования показали, что синтезированный МНЛ имеет плотную ($\rho_{\text{взм}}/\rho_{\text{рентген}} = 0.987$) гексагональную структуру псевдоильменита с параметрами элементарной ячейки при комнатной температуре $a = 0.515$ нм и $C = 1.388$ нм, что хорошо согласуется с соответствующими значениями параметров, определенными в [1, 2] на керамических образцах МНЛ с небольшими добавками метабората лития, приготовленных по другой технологии, а также приводимыми авторами при исследовании монокристаллов [3].

Перед исследованием пьезоэлектрических характеристик образцы поляризовали в полиэтиленсилоксановой жидкости ПЭС-5 следующим образом. Образцы загружали в камеру при 330 К и в течение $(0.9 \div 1.2) \cdot 10^3$ с осуществляли плавный подъем температуры до 410 К, сопровождающийся увеличением величин создаваемого поля от 0 до $(5 \div 7) \cdot 10^3$ кВ/м. В этих условиях образцы выдерживали $(1.2 \div 1.5) \cdot 10^3$ с, а затем охлаждали под полем до 330—360 К не менее $1.2 \cdot 10^3$ с.

Измерение ρ (рис. 1) проводили на постоянном (1) и переменном (2) токе; $f = 1$ кГц (2), 1 МГц (3). В интервале температур 200—300 К ρ убывает при возрастании температуры. В области 300—350 К наблюдается аномальный участок с положительным коэффициентом сопротивления (ПТКС). Здесь же имеет место аномалия диэлектрической проницаемости ϵ (рис. 2)

(ϵ измеряли на частоте 1 кГц). Дальнейшее повышение температуры приводит к уменьшению ρ , резкому при исследовании на постоянном токе.

При изменении температуры до 1173 К керамика МНЛ сохраняет пьезоактивность, при этом относительная величина пьезомодуля $d_{33}(T)/d_{33}(300\text{ К})$ (кривая 1 на рис. 3), измеряемая по методике, исключаяющей влияние ρ на результат [4], проявляет небольшой рост при увеличении температуры.

Требующееся для ряда практических применений пьезоэлектрическое напряжение V , возникающее в цепи при приложении к пьезоэлементу внешней механической нагрузки σ , существенно зависит от сопротивления пьезоэлемента, а тем самым от его ρ . Если зависимость σ от времени t описывается выражением $\sigma = \sigma_0 \sin \omega t$, то

$$V(t) = \frac{\omega \sigma d_{33}}{C} \frac{(RC)^{-1} \cos \omega t + \omega \sin \omega t}{(RC)^{-2} + \omega^2},$$

где $R^{-1} = R_i^{-1} + R_e^{-1}$; $C = C_i + C_e$; R_i, R_e — сопротивления; C_i, C_e — емкости пьезоэлемента и внешней цепи соответственно. В данной схеме пьезоэлемент рассматривается как источник тока, к которому параллельно подсоединены емкости C_i, C_e и сопротивления R_i, R_e . В связи с необходимостью иметь большие величины V берут $R_e \gg R_i$, поэтому $R \approx R_i$.

При $(R_i C)^{-1} < \omega$ амплитудное значение пьезоэлектрического напряжения $V_A \approx \sigma C^{-1} d_{33}$ и не зависит от R_i . По мере увеличения температуры электросопротивление керамики R_i падает, и при определенных условиях становится верным неравенство $(R_i C)^{-1} > \omega$, тогда

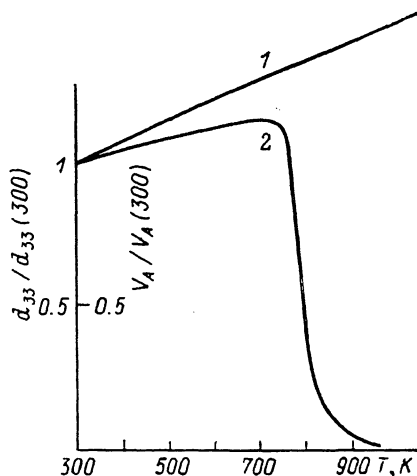


Рис. 3. Температурные зависимости относительных величин пьезомодуля $d_{33}(T)/d_{33}(300\text{ К})$ (1) и пьезоэлектрического напряжения $V_A(T)/V_A(300\text{ К})$ (2).

Сопротивление и емкость внешней цепи равны соответственно $5 \cdot 10^6$ Ом и $5 \cdot 10^{-9}$ Ф.

$V_A \sim \omega \epsilon_0 R_i d_{33}$. При этом V_A будет зависеть от ρ и убывать с ростом T , если ρ убывает. Сопоставление $\rho(T)$ (рис. 1, 1) и экспериментальной зависимости $V_A(T)/V_A(300\text{ К})$ (рис. 3, 2) наглядно подтверждает влияние ρ на V_A . Температуру T_B и величину ρ_B , при которых V_A начинает существенно зависеть от ρ , можно оценить теоретически из условия $(R_i C)^{-1} = \omega$, которое дает $T_B \sim 720\text{ К}$ и $\rho_B \sim 10^6$ Ом·м. (Для расчета использовали: $\omega \sim 10^2\text{ с}^{-1}$, $C_e \sim 5 \cdot 10^{-9}$ Ф, $S = 10^{-4}\text{ м}^2$, $h = 10^{-3}\text{ м}$, где S, h — площадь и толщина измеряемого образца). Полученные величины хорошо согласуются с экспериментом, что видно из рис. 3.

Проведенное рассмотрение подтверждает, что пьезоэлектрическое напряжение в существенной степени зависит от ρ пьезоэлемента и при определенных условиях падает с уменьшением ρ . Поэтому для создания пьезоэлементов, работающих в широком интервале температур, нужно знать механизмы формирования ρ . В исследованном нами поликристаллическом материале, как уже отмечалось выше, наблюдается эффект ПТКС, который обнаружен при использовании различных электродов (Ni, Ag) и поэтому не связан с приэлектродными процессами. Аномалия $\rho(T)$ уменьшается с ростом частоты f измерительного поля (рис. 1, 2, 3), что указывает на связь эффекта ПТКС с образованием потенциальных барьеров на границах зерен керамики [5]. Такой вывод согласуется с тем, что в монокристаллах LiNbO_3 в области температур 77—770 К не обнаружено ПТКС аномалий [6]. При наличии же потенциальных барьеров $\rho = \exp(\Phi/kT)$, где Φ — величина потенциального барьера. При температурах меньше температуры Кюри

$$\Phi = E_c (qn_s - \Delta P_s) / qN,$$

где q — элементарный электрический заряд, ΔP_s — скачок нормальной составляющей вектора спонтанной поляризованности на границе зерна, E_c — коэрцитивное поле, qN — плотность свободного заряда в объеме зерна,

$$n_s = N_s \left[1 + \exp \frac{E_s - E_F + \Phi}{kT} \right]^{-1},$$

N_s , E_s — плотность и энергия поверхностных состояний, создающих потенциальные барьеры; E_F — энергия Ферми [7].

Наблюдаемый эффект ПТКС при $T \sim 300$ К может быть связан с какими-то структурными аномалиями в этой области, что косвенно подтверждается наличием аномалии ϵ (рис. 2), приводящей к скачкообразному изменению E_s , ΔP_s , Φ , ρ .

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что для увеличения ρ , а тем самым расширения температурного интервала работы активных пьезоэлементов из керамики МНЛ нужно стремиться за счет ее легирования или подбора условий структурообразования уменьшить плотность свободных зарядов в объеме зерна или увеличивать плотность поверхностных состояний на границах зерен.

Литература

- [1] Фесенко Е. Г., Чернышков В. А., Резниченко Л. А. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 2, с. 412—415.
- [2] Фесенко Е. Г., Резниченко Л. А., Чернышков В. А. и др. Изв. АН СССР. Неорг. матер., 1985, т. 21, № 2, с. 317—319.
- [3] Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. М.: Наука, 1975.
- [4] Рябусов В. Ф., Копелювич М. Б., Магер В. П. В сб.: Пьезоэлектрические материалы и преобразователи. Ростов-на-Дону, 1985, с. 48—52.
- [5] Heuwing W. J. Amer. Ceram. Soc., 1964, v. 47, N 10, p. 484—490.
- [6] Mansingh A., Dhar A. J. Phys. D. Appl. Phys., 1985, v. 18, N 10, p. 2059—2071.
- [7] Бондаренко Е. И., Павлов А. Н., Прокопало О. И. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 8, с. 2530—2533.

Ростовский-на-Дону
государственный университет
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию
6 апреля 1987 г.

УДК 537.525.5

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

О ПАДЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ В ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

В. А. Немчинский

Многочисленные эксперименты, выполненные методом автографов, показали, что плотность тока на катоде вакуумной дуги достигает очень большой величины — до 10^8 А/см² и даже выше [1]. Ввиду ограниченной проводимости плазмы растекание тока при расширении токового канала около катода требует значительного падения напряжения

$$V_{\text{пк}} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{Ij}{2\pi}}, \quad (1)$$

I — ток дуги, j — плотность тока, σ — проводимость плазмы. Подставляя сюда $I=10$ А, $j=10^8$ А/см² и характерную для низкотемпературной плазмы величину $\sigma \sim 50 \div 100$ Ом⁻¹·см⁻¹, получаем $V_{\text{пк}} \sim 120 \div 250$ В. Если учесть, что полное напряжение на дуге, например, в случае медного катода составляет 20—25 В, а катодное падение потенциала около 15 В, то на долю падения в квазинейтральной плазме остается порядка десятка вольт, что во много раз меньше падения потенциала, оцененного выше по формуле (1). Поскольку на основании этого

p , атм	T , эВ	$\ln \Delta$	σ , Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	$\delta = \frac{e^2 n^{1/2}}{T}$	j , А/см ²	$V_{\text{пк}}$, В
10	2.7	3.3	150	0.06	$5 \cdot 10^8$	5.9
100	3.3	2.6	270	0.10	$5 \cdot 10^8$	10.4
1000	4.5	2.1	540	0.14	$5 \cdot 10^7$	16.5