

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КЕРАМИКЕ PFN И PFN-PT

© 2016 г. А.А. БОГОМОЛОВ, К.В. МАРТЮГИН, А.В. СОЛНЫШКИН, И.П. РАЕВСКИЙ\*

Тверской государственный университет,  
\*НИИ физики Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону  
e-mail: martyugin@my.com

### Введение

Керамика феррониобата свинца  $Pb_{1/2}Fe_{1/2}O_3$  (PFN) является представителем класса свинецсодержащих сегнетоэлектриков. Как и в других тройных оксидах семейства перовскита с общей формулой  $A(B'_{1/2}B''_{1/2})O_3$ , физические свойства феррониобата свинца сильно зависят от степени композиционного упорядочения (степени упорядочения в размещении ионов  $B'(Fe)$  и  $B''(Nb)$  по одинаковым кристаллографическим положениям). В свою очередь, степень упорядочения определяется множеством таких факторов, как условия изготовления, хранения, отжига и др. В настоящей работе приведены результаты исследований диэлектрического гистерезиса и релаксационных явлений поляризованной сегнетокерамики  $PbFe_{1/2}Nb_{1/2}O_3$  (PFN) и PFN с добавкой 9 мол.%  $PbTiO_3$  (PFN-PT), имеющих, соответственно, ромбоэдрическую и тетрагональную симметрию.

### Методы и результаты исследования

Исследуемые образцы имели форму дисков диаметром ~1 см и толщиной ~1 мм. Диэлектрический гистерезис исследовался с помощью метода Соьера – Тауэра. Переключаемая поляризация определялась на основе насыщенных петель диэлектрического гистерезиса при различных частотах переменного электрического поля (20 – 2000 Гц).

На рис. 1, а представлена частотная зависимость переключаемой поляризации образца керамики PFN. Из рис. 1, а видно, что величина переключаемой поляризации с ростом частоты значительно возрастает и достигает на частоте 2000 Гц значения  $7 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ . Уменьшение частоты (обратный ход) приводит сначала к существенному падению поляризации, а затем её величина выходит на насыщение на уровне  $6,5 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ . Таким образом, имеет место гистерезисная зависимость поляризации от частоты при прямом и обратном ходе.

На рис. 1, б представлена частотная зависимость поляризации образцов керамики PFN-PT. Как видно из рис. 1, б в области частот 20 – 500 Гц поляризация слабо изменяется, далее в области частот 500 – 1200 Гц происходит резкий рост поляризации, затем её величина медленно нарастает. При обратном ходе в области частот 500 – 2000 Гц поляризация слабо увеличивается, а в области 20 – 500 Гц – резко уменьшается.

Из сравнения этих рисунков можно сделать вывод, что в случае образцов PFN-PT величина переключаемой поляризации на порядок больше чем для PFN и имеет место более значительный гистерезис поляризации при прямом и обратном ходе.

Несмотря на то, что с ростом частоты поляризация увеличивается как случае керамики PFN, так и в PFN-PT, однако есть экспериментальное отличие в их поведении. Сразу после отжига керамики PFN величина максимальной поляризации на частоте 20 Гц составляла приблизительно  $7 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ , то спустя два месяца ее значение

увеличилось до  $10 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ . При повторном снятии зависимости максимальной поляризации от частоты высокая степень поляризации керамики PFN сохраняется. Резкое увеличение регистрируемой поляризации в объектах PFN на частоте 2000 Гц не позволило получить зависимость поляризации при более высоких частотах. Не исключено, что наблюдаемое явление связано с сильным разогревом этих объектов за счёт всё возрастающей проводимости, которая приводит к росту диэлектрических потерь. Интересно отметить, что обратный ход сохраняет высокое значение поляризации.

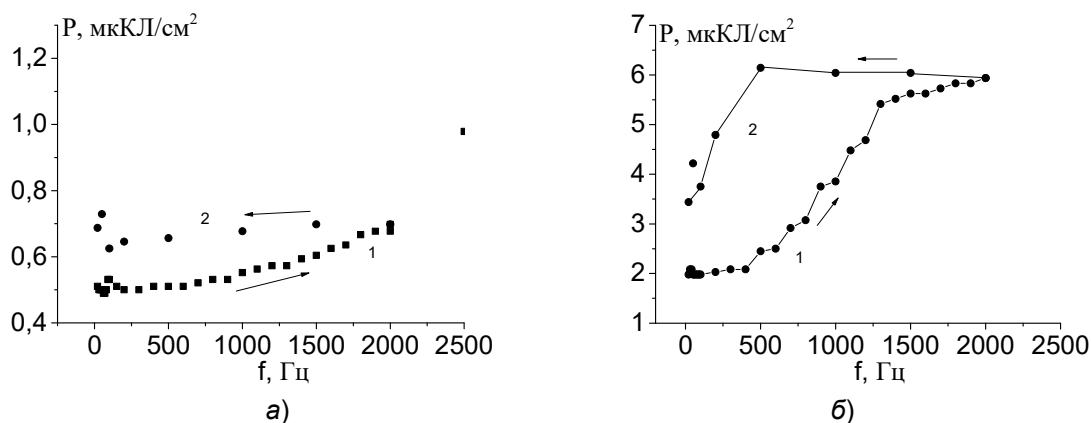


Рис. 1. Частотные зависимости максимальной поляризации керамики PFN (а) и PFN-РТ(б): 1 – прямой ход; 2 – обратный.

К особенностям поведения керамики PFN можно отнести и тот факт, что при снятии частотной зависимости после двухмесячного перерыва рост поляризации с частотой не так сильно выражен, однако при обратном ходе наблюдается не падение (см. рис. 1, а), а увеличение поляризации с уменьшением частоты, рис. 2.

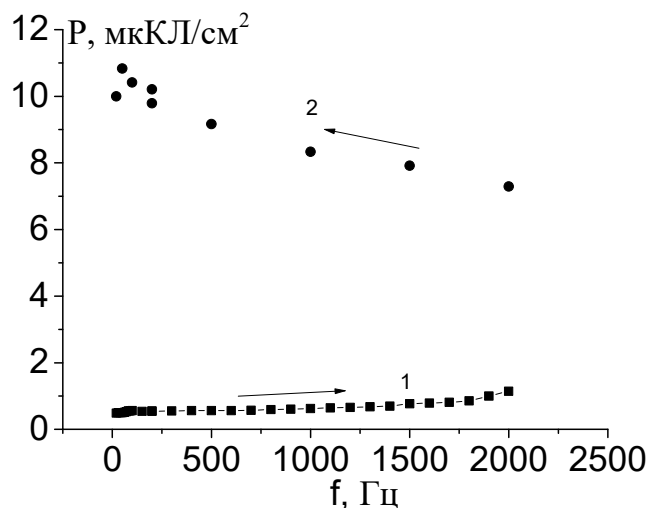


Рис. 2. Частотные зависимости максимальной поляризации керамики PFN: 1 – прямой ход; 2 – обратный.

Из зависимости, представленной на рис. 1, б, по формуле  $1/\tau = 2\pi f$  определено время релаксации, которое составило  $\tau = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Частота  $f$  отвечает наиболее крутому участку зависимости  $P(f)$ . В свою очередь  $\tau$  можно определить как время максвелл – вагнеровской релаксации заряда, для которого выполняется следующее соотношение.

$$\tau = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma \omega}, \quad (1)$$

При данном поле мы переключаем лишь малую часть поляризации ( $2 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ ), а как известно из [1], значение поляризации может достигать порядка  $20 - 25 \text{ мкКл}\cdot\text{см}^{-2}$ , то есть поляризация в поле  $1,6 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$  составляет всего десятую часть от общей поляризации. Остальная часть поляризации экранирована поверхностными зарядами, локализованными на поверхностных уровнях. Увеличение частоты переполяризующего поля приводит к частичному снятию экранирования и освобождению поляризации, причём это происходит в области частот  $500 - 1200 \text{ Гц}$ . При дальнейшем увеличении частоты поляризация нарастает сравнительно медленно. При уменьшении частоты освобождённая часть поляризации зарядами не экранируется и сохраняет возможность переключаться практически с неизменной величиной до частоты  $500 \text{ Гц}$  (рис. 1, б). при дальнейшем уменьшении частоты наблюдается спад поляризации, т.е., по всей видимости, поверхностные состояния успевают заполняться носителями заряда и вновь стабилизируют большую часть поляризации. Соответствующее время релаксации, которое мы наблюдаем близко к  $\tau_4 = 0,07 \text{ с}$ , представленному в работе [2]. Величина этого времени определяется формулой

$$\tau_4 = \frac{C_v + C_s}{\frac{1}{R_v} + \frac{1}{R_s}} = \varepsilon_0 \frac{\frac{\varepsilon_v}{l_v} + \frac{\varepsilon_s}{l_s}}{\left(\frac{1}{\rho_s l_s} + \frac{1}{\rho_v l_v}\right)}, \quad (2)$$

где  $\rho_v$ ,  $l_v$  – удельное сопротивление и линейный размер объёма кристаллита,  $\rho_s$ ,  $l_s$  – удельное сопротивление и толщина слоя Шоттки,  $\varepsilon_v$ ,  $\varepsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость объёма кристаллита и слоя Шоттки,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $C_v$  – ёмкость кристаллита,  $C_s$  – ёмкость диэлектрического слоя.

### Выводы

1. Установлен факт увеличения поляризации с ростом частоты, в то время как для монокристаллов сегнетоэлектриков наблюдается обратная зависимость. Можно предположить, что рост поляризации в образцах исследуемой керамики обусловлен вкладом максвелл – вагнеровской поляризации.

2. В результате исследований установлено несоответствие прямого и обратного хода частотной зависимости остаточной поляризации частной петли, т.е. наблюдается ее гистерезисная зависимость.

3. Определено время релаксации поляризации в PFN-PT, которое оказалось равным  $t_{\text{релакс}} = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павлов А.Н., Минасян Т.А., Раевский И.П., Малицкая М.А., Раевская С.И., Шевцова С.И., Захарченко И.Н. Зависимость параметров петли гистерезиса керамики сегнетоэлектрика феррониобата свинца от частоты // Материалы Международной научно-технической конференции, МОСКВА, МИРЭА. INTERMATIC – 2013, часть 2. С. 143-146.
2. Павлов А.Н., Раевский И.П. Возникновение частотной зависимости петли гистерезиса высокоомной керамики  $\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ . // Электронный журнал «Наукоеведение», 32ТРГСУ513, стр. 1- 7. <http://naukovedenie.ru>