

01;05

**РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ  
В ТОНКОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ  
I. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ  
ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА**

© *О.Г.Вендик, Л.Т.Тер-Мартirosян*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 24 января 1995 г.)

Получено решение дифференциального уравнения для поля в тонком сегнетоэлектрическом слое с учетом пространственной дисперсии при наличии сильного поля смещения. Показано, что влияние поля смещения на размерный эффект в структуре типа "сэндвич" заключается в уменьшении диэлектрической проницаемости объемного материала, получены выражения, описывающие зависимости диэлектрической проницаемости объемного материала и эффективной диэлектрической проницаемости материала в структуре типа "сэндвич" от напряженности поля смещения.

В сегнетоэлектрических материалах без сквозной проводимости и избыточного объемного заряда пространственная дисперсия сегнетоэлектрической моды затрудняет резкое, скачкообразное изменение в пространстве ионной сегнетоэлектрической поляризации  $P$  в материале [1,2]. В то же время на границе с металлическим электродом  $P = 0$  [3]; таким образом, поляризация постепенно увеличивается в глубь сегнетоэлектрического материала по мере удаления от электрода. Поэтому в простейшей конденсаторной структуре — плоском конденсаторе (типа "сэндвич") поляризация максимальна в середине диэлектрика и обращается в нуль на электродах. При этом емкость конденсатора оказывается меньше, чем в случае одинакового значения поляризации во всем объеме сегнетоэлектрика; это снижение емкости — так называемый размерный эффект тем больше, чем меньше толщина сегнетоэлектрического слоя между электродами [4].

Подавление поляризации в приэлектродных слоях сегнетоэлектрика оказывает влияние и на диэлектрическую нелинейность этих слоев, а следовательно, на нелинейность емкости конденсатора в целом.

Настоящая работа посвящена анализу влияния размерного эффекта на нелинейность плоского (структура типа "сэндвич") сегнетоэлектрического конденсатора.

# 1. Эффективная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика при наличии статического поля

Рассмотрим тонкий сегнетоэлектрический слой толщиной  $2h$ , расположенный между металлическими электродами; ось  $x$  перпендикулярна слою и электродам, векторы поля направлены вдоль оси  $x$ ; начало координат поместим в середине сегнетоэлектрического слоя [4]. Как и в работе [4], будем предполагать, что в сегнетоэлектрическом слое отсутствуют проводимость по постоянному току и избыточный объемный заряд; но в отличие от предыдущего анализа будем считать, что в материале наряду со слабым переменным полем обозначаемым индексом  $\sim$ , присутствует также сильное статическое (управляющее) поле, обозначаемое индексом 0.

Тогда из исходного дифференциального уравнения для поля с учетом пространственной дисперсии [4] получаем, удерживая лишь линейные по переменному полю члены,

$$\frac{2\lambda_1}{\epsilon_0} \frac{d^2 P_{\sim}}{dx^2} - \frac{D_{\sim}}{\epsilon_0 \epsilon} - 2\beta D_0^2 D_{\sim} = -E_{\sim}, \quad (1)$$

где  $\lambda_1$  — корреляционный параметр;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость объемного сегнетоэлектрика при однородной поляризации в отсутствие статического поля;  $\beta$  — коэффициент, определяющий диэлектрическую нелинейность объемного материала.

Обозначим

$$\epsilon_p = \frac{\epsilon}{1 + 2\beta\epsilon_0\epsilon D_0^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_p$  представляет собой диэлектрическую проницаемость объемного сегнетоэлектрического материала в статическом поле с индукцией  $D_0$ . Для удобства дальнейших выкладок введем нормирующую индукцию  $D_{0,N}$ , при которой исходное значение диэлектрической проницаемости материала под действием управляющего поля уменьшается вдвое. Из (2) находим

$$D_{0,N} = \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon\beta}. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (1), получаем

$$\frac{2\lambda_1}{\epsilon_0} \frac{d^2 P_{\sim}}{dx^2} - \frac{D_{\sim}}{\epsilon_0 \epsilon_p} = -E_{\sim}. \quad (4)$$

Уравнение (4) совпадает с решенным в работе [4] уравнением, если в последнем заменить  $\epsilon$  на  $\epsilon_p$ . Тогда эффективная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика с учетом толщины слоя и наличия металлических электродов при  $\epsilon \gg 1$  при  $\lambda_1 \simeq 11.5 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  [2] и  $2h \gg 10 \text{ нм}$  может быть записана в виде [4]

$$\epsilon_{ef} \simeq \frac{\epsilon_p}{1 + \frac{\epsilon_p}{mh}}, \quad (5)$$

где  $m = (2\lambda_1)^{-1/2}$ .

Для приложенной удобно выразить  $\epsilon_p$  через приложенное к конденсатору постоянное напряжение  $U_0$ .

## 2. Распределение статического поля в слое сегнетоэлектрика

Дифференциальное уравнение, аналогичное (1) и описывающее статическое поле в сегнетоэлектрическом слое, имеет вид

$$\frac{2\lambda_1}{\varepsilon_0} \frac{d^2 P_0}{dx^2} - \frac{D_0}{\varepsilon_0 \varepsilon} - 2\beta D_0^3 = -E_0. \quad (6)$$

Поскольку по исходному предположению свободные носители заряда в материале отсутствуют, то  $D_0$  не зависит от координаты  $x$ . Используя соотношение  $D_0 = \varepsilon_0 E_0 + P_0$ , получаем дифференциальное уравнение для статической поляризации  $P_0$  с не зависящей от координаты правой частью

$$2\lambda_1 \frac{d^2 P_0}{dx^2} - P_0 = \frac{D_0}{\varepsilon} (\chi - 2\varepsilon_0 \varepsilon \beta D_0^2), \quad (7)$$

где  $\chi = \varepsilon - 1$ .

Решение уравнения (7) при нулевых граничных условиях на электродах имеет вид

$$P_0 = \frac{D_0}{\varepsilon} (\chi - 2\varepsilon_0 \varepsilon \beta D_0^2) \left( 1 - \frac{\text{ch } mx}{\text{ch } mh} \right), \quad (8)$$

тогда

$$E_0 = \frac{D_0}{\varepsilon} \left[ 1 - \frac{1}{\varepsilon} (\chi - 2\varepsilon_0 \varepsilon \beta D_0^2) \left( 1 - \frac{\text{ch } mx}{\text{ch } mh} \right) \right]. \quad (9)$$

С помощью (9) легко найти напряжение  $U_0$ , приложенное к электродам конденсатора,

$$U_0 = \int_{-h}^h E_0 dx = \frac{2D_0 h}{\varepsilon_0} \left[ 1 - \frac{1}{\varepsilon} (\chi - 2\varepsilon_0 \varepsilon \beta D_0^2) \left( 1 - \frac{\text{th } mh}{mh} \right) \right], \quad (10)$$

При выбранных выше значениях параметров  $mh \gg 1$ ,  $\text{th } mh \simeq 1$ , так что

$$U_0 \simeq \frac{2D_0 h}{\varepsilon_0} \left( \frac{1}{\varepsilon} + 2\varepsilon_0 \beta D_0^2 \right). \quad (11)$$

Введем среднюю напряженность электрического поля в сегнетоэлектрическом слое

$$E_{av} = \frac{U_0}{2h} \quad (12)$$

и нормирующую напряженность электрического поля  $E_{NT}$ , соответствующую индукции  $D_{0,N}$ ; с помощью (3), (11) и (12) получаем

$$E_{NT} = \frac{2}{\varepsilon_0^3 \varepsilon^3 \beta}. \quad (13)$$

Решая (11) относительно  $D_0$  и используя (12) и (13), получаем

$$\frac{D_0}{D_{0,N}} = K, \quad (14)$$

где

$$K = \xi^{1/3} \left\{ \left[ 1 + \left( 1 + \frac{1}{27\xi^2} \right)^{1/2} \right]^{1/3} + \left[ 1 - \left( 1 + \frac{1}{27\xi^2} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \right\}, \quad (15)$$

$$\xi = \frac{E_{av}}{E_{NT}}. \quad (16)$$

Используя (13) и (14), окончательно получаем

$$\varepsilon_p(\xi) = \frac{\varepsilon}{1 + K^2}. \quad (17)$$

Проведенный анализ основан на предположении, что коэффициент  $\beta$  в (1) не зависит от напряженности электрического поля, иначе говоря, более высокие степени разложения по  $D$  отброшены. Поэтому в полученных выражениях положение максимума температурной зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(T)$  не зависит от приложенного поля. Следовательно, полученные выражения справедливы при не слишком сильном внешнем поле, когда температура, соответствующая максимуму  $\varepsilon(T)$ , ниже рабочей температуры; при этом изменение положения максимума  $\varepsilon(T)$  во внешнем поле учитывается зависимостью нормирующей напряженности поля  $E_{NT}$  от температуры, определяемой экспериментально.

В конденсаторах на основе титаната стронция указанное условие выполняется при  $T > 50$  К и при напряженности внешнего поля (поля смещения)  $E < E_{NT}$ .

В общем случае необходимо использовать для расчетов модель сегнетоэлектрической моды [5], однако это существенно усложняет расчеты.

### 3. Размерный эффект при наличии статического поля

Подставляя (17) в (5), получаем

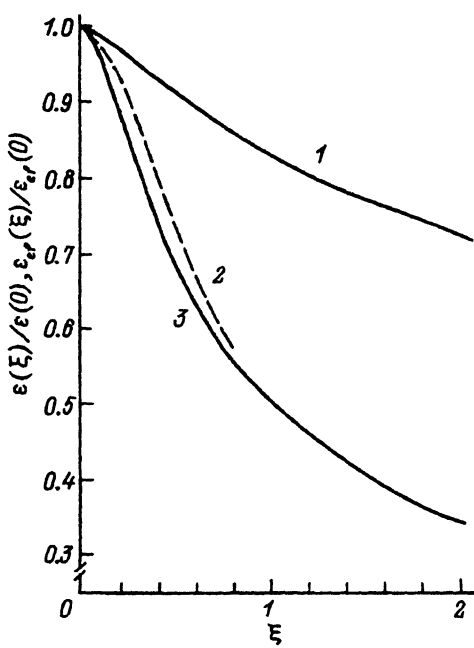
$$\varepsilon_{ef} = \frac{\varepsilon}{1 + K^2 + \frac{\varepsilon}{mh}}. \quad (18)$$

Обычно для характеристики диэлектрической нелинейности материала проницаемость  $\varepsilon(\xi)$  в управляющем поле относят к проницаемости  $\varepsilon(0)$  в отсутствие поля; из (18) находим

$$\frac{\varepsilon_{ef}(\xi)}{\varepsilon_{ef}(0)} = \frac{1}{1 + K_{ef}^2}, \quad (19)$$

где

$$K_{ef}^2 = \frac{K^2}{1 + \frac{\varepsilon}{mh}}. \quad (20)$$



Зависимости нормированной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ef}(\xi)/\epsilon_{ef}(0)$  и  $\epsilon_p(\xi)/\epsilon_p(0)$  в конденсаторной структуре типа "сэндвич" на основе монокристаллического титаната стронция с металлическими электродами от  $\xi = E/E_{NT}$  при  $T = 70$  К и  $E_{NT} = 3 \cdot 10^6$  В/м.

1 — расчет по формуле (19) при толщине слоя  $2h = 0.6$  мкм, 2 — расчет по модели сегнетоэлектрической моды [5] для объемного материала, 3 — расчет по формуле (17) для объемного материала.

Очевидно, что  $K_{ef} < K$ , иначе говоря, размерный эффект снижает нелинейность сегнетоэлектрического конденсатора.

Для иллюстрации полученных результатов на рисунке приведена зависимость отношения  $\epsilon_{ef}(\xi)/\epsilon_{ef}(0)$  от  $\xi$ , рассчитанная по формуле (19) для титаната стронция при температуре  $T = 70$  К и толщине слоя  $2h = 0.6$  мкм в плоском конденсаторе с металлическими электродами; для сравнения там же приведена зависимость  $\epsilon(\xi)/\epsilon(0)$  для объемного материала. Видно, что в тонкопленочных структурах эффективная диэлектрическая нелинейность материала существенно понижается.

В последнее время интенсивно исследуются тонкопленочные трехслойные конденсаторные структуры на основе сегнетоэлектриков (в частности, титаната стронция) с электродами из нормального металла и высокотемпературного сверхпроводника (см., например, [6-8]); целью этих исследований является реализация сверхпроводникового транзистора на основе эффекта поля. Опубликованные в этих работах данные для тонких пленок титаната стронция качественно соответствуют полученным в настоящей работе результатам; вместе с тем количественное сопоставление затруднено отличиями свойств напыленных сегнетоэлектрических пленок от свойств монокристаллического титаната стронция.

Работа выполнена в рамках государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость", проект № 94051.

- Гинзбург В.Л. // ФТТ. 1960. Т. 2. Вып. 9. С. 2031-2043.
- Вендик О.Г., Мироненко И.Г. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 11. С. 3445-3451.
- Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О.Г. Вендика. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- Вендик О.Г., Тер-Мартirosян Л.Т. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 11. С. 3343-3351.
- Вендик О.Г. // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 6. С. 989-997.
- Гольцман Б.И., Леманов В.В., Холкин А.Л., Шульман С.Г. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 20. С. 1-6.
- Findikoglu A.T., Doughty C., Anlage S.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. N 23. P. 3215-3217.
- Findikoglu A.T., Doughty C., Anlage S.M. et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 5. P. 2937-2950.
-