

01;05;09

Применение метода Монте-Карло для моделирования диэлектрического отклика сегнетоэлектриков

© П.Н. Юдин, М.А. Никольский, С.П. Зубко

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mwlab@eltech.ru

(Поступило в Редакцию 23 декабря 2002 г.)

Моделирование отклика сегнетоэлектрической пленки, входящей в состав планарного конденсатора или любого другого нелинейного элемента, является особенно актуальной задачей при конструировании СВЧ устройств на базе сегнетоэлектрических материалов. Приводятся модели, необходимые для описания диэлектрического отклика сегнетоэлектрического образца и емкости планарного сегнетоэлектрического конденсатора. На базе описанных моделей была разработана программа, реализующая математический алгоритм, который позволяет находить на основе экспериментальных данных параметры модели диэлектрического отклика сегнетоэлектрического материала.

Введение

В настоящее время возрос интерес к сегнетоэлектрикам и элементам на их основе в технике СВЧ [1–8]. Диэлектрическая нелинейность, а также достаточно низкий уровень СВЧ потерь в сегнетоэлектрических материалах позволяет конструировать электрически управляемые, высокочастотные СВЧ устройства на их основе, такие как перестраиваемые фильтры или фазовращатели.

Фаворитами СВЧ техники стали материалы, проявляющие сегнетоэлектрические свойства (виртуальные сегнетоэлектрики SrTiO_3 (STO), KTaO_3), хорошо совместимые с высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП) и используемые в области азотных температур, а также сегнетоэлектрик переменного состава $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ (BSTO) [1,2,5–8,9]. Последнее соединение примечательно тем, что устройства на его основе имеют хорошую управляемость при комнатной температуре. Это связано со сравнительно высокой температурой сегнетоэлектрического перехода этого соединения.

Основой применения сегнетоэлектриков в технике СВЧ стала планарная технология. Особый интерес представляет собой планарный конденсатор, емкость которого может изменяться под действием внешнего электрического поля [6,10].

Применение сегнетоэлектрических материалов для конструирования различных СВЧ устройств требует детальной разработки моделей сегнетоэлектрического элемента, которые затем могут быть положены в основу систем автоматизированного проектирования (САПР) СВЧ устройств, использующих сегнетоэлектрические материалы. В настоящий момент существует ряд надежных и проверенных моделей, позволяющих произвести учет сегнетоэлектрика: феноменологическая модель, описывающая зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика в функции от температуры и приложенного поля [1–4], метод конформных отображений и частичных емкостей, позволяющие рассчитать

емкость планарного конденсатора, в состав которого входит сегнетоэлектрическая пленка [10].

Произвести подбор нескольких параметров модели, удовлетворяющих экспериментальным данным, является непростой задачей. Рассмотренный в данной работе математический алгоритм поиска модельных параметров позволяет производить оптимизацию сразу по нескольким параметрам модели и существенно снизить время обработки данных, что представляется весьма важной в дальнейшем задачей для разработки САПР сегнетоэлектрических СВЧ устройств.

В работе [9], посвященной моделированию диэлектрического отклика сегнетоэлектриков, было предложено использовать известные модели для формирования стратегии исследования сегнетоэлектрических материалов с целью выяснения природы СВЧ потерь в них и последующего увеличения фактора коммутационного качества (ФКК) сегнетоэлектрического компонента [6] на СВЧ. Представленная работа является началом развития этой идеи, примененной для поиска параметров модели из экспериментальных зависимостей диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика или емкости планарного конденсатора от температуры и напряженности электрического поля.

Расчет емкости планарного конденсатора методом частичных емкостей

Применительно к слоистым структурам метод частичных емкостей впервые использовался в работах [15,16]. Метод заключается во введении нулевых граничных условий для нормальных компонент поля на границе раздела сред („магнитных стенок“) и последующей корректировке значения диэлектрической проницаемости каждой из сред.

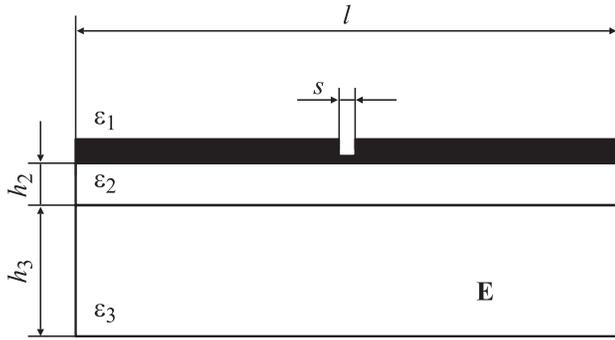


Рис. 1. Планарный конденсатор, состоящий из диэлектрической подложки, тонкого слоя сегнетоэлектрика и проводящих электродов, разделенных зазором шириной s .

Согласно методу частичных емкостей [10], емкость планарного конденсатора (рис. 1) может быть представлена как совокупность емкостей отдельных его частей: емкости полей рассеяния в окружающем пространстве (в воздухе) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 1$, емкости сегнетоэлектрического слоя толщиной h_2 с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и емкости подложки толщиной h_3 с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 .

Таким образом, сложный слоистый конденсатор (рис. 1) разбивается на 3 планарных конденсатора с однородным заполнением (рис. 2), соединенных параллельно,

$$C = C_1 + C_2 + C_3. \tag{1}$$

С учетом коррекции диэлектрических проницаемостей и с использованием некоторых упрощений [10]

$$\epsilon_2^* = \epsilon_2 - \epsilon_3; \quad \epsilon_3^* = \epsilon_3 - 1 \tag{2}$$

получим удобные для практического применения формулы

$$C_1 = w \cdot \epsilon_0 \frac{2}{\pi} \ln\left(4 \frac{l}{s}\right) \quad \text{для } s \leq 0.25l, \tag{3}$$

$$C_2 = \frac{w \cdot \epsilon_0 (\epsilon_2 - \epsilon_3)}{s/h_2 + (4/\pi) \ln 2} \quad \text{для } s \geq h_2, \tag{4}$$

$$C_3 = w \cdot \epsilon_0 (\epsilon_3 - 1) \frac{1}{\pi} \ln\left(16 \cdot \frac{h_3}{\pi s}\right), \quad \text{для } s \leq 0.5h_3, \tag{5}$$

где w — длина зазора конденсатора.

Достоверность метода частичных емкостей проверена численным расчетом, выполненным в [17]. Пределы применимости формул (1)–(5) были установлены в [10].

Феноменологическое описание сегнетоэлектрика

В общем случае диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика является комплексной величиной. Она является функцией температуры T , напряженности приложенного поля E , частоты ω , параметра структурного качества образца ξ_S , а также в случае сегнетоэлектрика переменного состава типа (BSTO) функцией содержания бария x [9–14]

$$\epsilon(T, E, x, \xi_S, \omega) = \frac{\epsilon_{00}(x)}{G^{-1}(T, E, x, \xi_S) + i \sum_{q=1}^4 \Gamma_q(T, E, x, \xi_S, \omega)}, \tag{6}$$

где $G(T, E, x, \xi_S)$ — вещественная часть функции Грина для диэлектрического отклика сегнетоэлектрика [9–14,18].

Сумма в знаменателе выражения (6) описывает четыре механизма потерь, возникающих в сегнетоэлектрическом материале [11–14,18]. На частотах $\omega \ll \omega_c$ (собственная частота мягкой сигнетомоды [19]) или в диапазоне частот $f \leq 100$ GHz вещественная часть функции Грина $G(T, E, x, \xi_S)$ не зависит от частоты. Ограничимся рассмотрением только вещественной части функции Грина, т.е. рассмотрим сегнетоэлектрик без потерь. Тогда выражение (6) примет вид

$$\epsilon(T, E, x, \xi_S) = \epsilon_{00}(x)G(T, E, x, \xi_S). \tag{7}$$

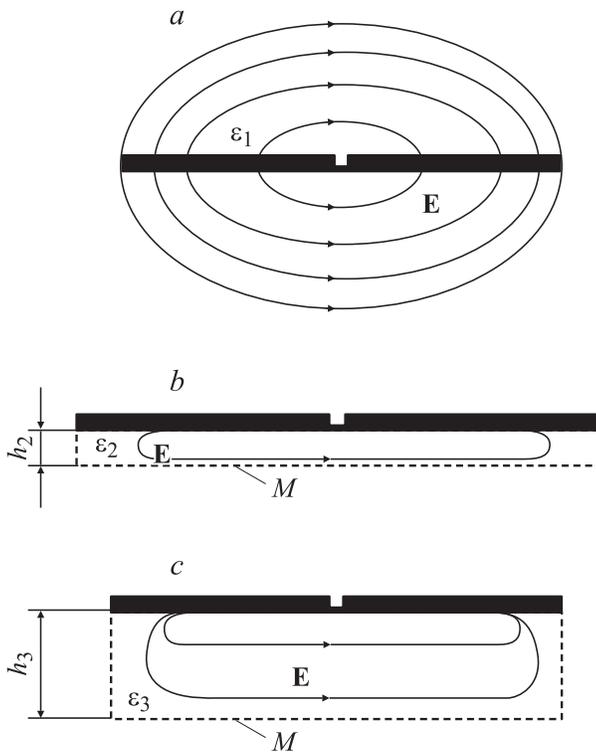


Рис. 2. Разделение планарного конденсатора (рис. 1) на частичные емкости, положенное в основу расчета, a — электроды в „воздухе“, b — тонкий сегнетоэлектрический слой, c — подложка. M — магнитная стенка.

Для описания вещественной части функции Грина используется многократно проверенная модель [11–14]: парафаза [$a(T, E, x, \xi_S) \geq 0$]

$$G(T, E, x, \xi_S) = \frac{1}{(a(T, E, x, \xi_S)^{1/2} + \xi(E, x, \xi_S))^{2/3} + (a(T, E, x, \xi_S)^{1/2} - \xi(E, x, \xi_S))^{2/3} - \eta(T, x)}, \quad (8)$$

сегнетофаза [$a(T, E, x, \xi_S) < 0$]

$$G(T, E, x, \xi_S) = \frac{1}{\frac{1}{4}a(T, E, x, \xi_S)\xi(E, x, \xi_S)^{1/3} + \xi(E, x, \xi_S)^{2/3} - 2\eta(T, x)} \quad (9)$$

где

$$\eta(T, x) = \frac{\Theta_F}{T_C(x)} \sqrt{\frac{1}{16} + \left(\frac{T}{\Theta_F}\right)^2} - 1, \\ \xi(E, x, \xi_S) = \frac{\sqrt{[\xi_S E_N(0)]^2 + E^2}}{E_N(x)}, \\ a(T, E, x, \xi_S) = \xi(E, x, \xi_S)^2 \eta(T, x)^3. \quad (10)$$

Здесь используются 5 модельных параметров [9,11–14]:

$$1) \varepsilon_{00}(x) = \frac{C}{T_C(x)}$$

— аналог константы Кюри–Вейса, C — константа Кюри–Вейса и $T_C(x)$ — температура Кюри, являющаяся в общем случае (для BSTO) функцией концентрации бария x [9] и описывается для образцов $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ следующим выражением:

$$T_C(x) = 42 + 439x - 96x^2;$$

2) Θ_F — эффективная температура Дебая для подрешеток кристалла, ответственных за сегнетоэлектрическую поляризацию; 3) $E_N(x)$ — нормирующая напряженность поля, определяемая из выражения

$$E_N(x) = \frac{2 \cdot D_N}{\varepsilon_0 (3 \cdot \varepsilon_{00}(x))^{3/2}};$$

4) ξ_S — коэффициент, являющийся мерой дефектности образца (для монокристаллов: $\xi_S = 0.01–0.05$, для пленочных образцов $\xi_S = 0.1–1.5$ [11–14]); 5) концентрация бария x .

Для виртуальных сегнетоэлектриков реальная часть функции Грина описывается выражением (8). В случае же сегнетоэлектрика типа $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ материал может находиться и в сегнетофазе, и в парафазе, поэтому для описания температурной зависимости диэлектрической проницаемости используются оба выражения (8) и (9).

Выражения (8) и (9) являются решением кубического уравнения, которое может быть получено нормировкой

уравнения Гинзбурга–Девоншира для спонтанной поляризации [11–14]

$$\frac{P^3}{D_N^2} + \frac{1}{\varepsilon(T, E, x, \xi_S)} P = \varepsilon_0 E. \quad (11)$$

Анализ корней получившегося уравнения был подробно выполнен в работе [13]. В частности, когда материал находится в парафазе ($a(T, E, x, \xi_S) \geq 0$), для решения уравнения (11) используется формула Кардано. В случае же сегнетофазы ($a(T, E, x, \xi_S) < 0$) уравнение (11) имеет три вещественных корня, один из которых может быть представлен аппроксимацией (9) [12].

Извлечение модельных параметров тонкой сегнетоэлектрической пленки из экспериментальных характеристик

Процедура извлечения модельных параметров тонкой сегнетоэлектрической пленки реализуется с помощью метода Монте-Карло [20], базирующегося на свойствах псевдослучайных последовательностей Холтона [21,22]. С помощью последовательностей Холтона производится зондирование пространства оптимизируемых модельных параметров. Выбор данных последовательностей объясняется тем, что среди известных квазиравномерно распределенных последовательностей они обладают наилучшими характеристиками равномерности.

Выбор метода Монте-Карло основан на глобальном характере поиска экстремума целевой функции $Q(\mathbf{X})$

$$Q_1(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^n \left((C_{\text{exp}} - C_{\text{cal}}(\mathbf{X}_k))^2 / C_{\text{exp}}^2 \right),$$

$$Q_2(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^n \left((\tan\delta_{\text{exp}} - \tan\delta_{\text{cal}}(\mathbf{X}_k))^2 / \tan\delta_{\text{exp}}^2 \right). \quad (12)$$

Здесь Q_1 — вещественная часть целевой функции; Q_2 — мнимая часть целевой функции; C_{exp} , C_{cal} — экспериментальная и расчетная характеристики емкости планарного конденсатора соответственно; $\tan\delta_{\text{exp}}$, $\tan\delta_{\text{cal}}$ — экспериментальные и расчетные значения тангенса угла потерь сегнетоэлектрика; n — число измерений емкости; m — число измерений значений тангенса угла потерь сегнетоэлектрика; $\mathbf{X} = (\xi_S, \Theta_F, D_N, x, C_K)$ — вектор оптимизируемых параметров.

Для случая нахождения модельных параметров из экспериментальных зависимостей диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки от температуры и приложенного электрического поля используется следующая целевая функция:

$$Q_1(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^n \left((\varepsilon_{3 \text{ exp}} - \varepsilon_{3 \text{ cal}}(\mathbf{X}_k))^2 / \varepsilon_{3 \text{ exp}}^2 \right). \quad (13)$$

Здесь $\varepsilon_{3 \text{ exp}}$, $\varepsilon_{3 \text{ cal}}$ — экспериментальное и расчетное значения диэлектрической проницаемости; q — число измерений диэлектрической проницаемости. Для нахождения

вектора оптимальных модельных параметров требуется найти минимальное значение целевой функции $Q(\mathbf{X})$

$$\min_{\mathbf{x} \in D} Q = Q(\mathbf{X}^*) = Q^*, \quad (14)$$

с учетом параметрических ограничений

$$x_j^- \leq x_j \leq x_j^+; \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (15)$$

где $\mathbf{X}^* = (x_1^*, x_2^*, \dots, x_N^*)$ — вектор оптимальных параметров, соответствующий минимуму целевой функции $Q(\mathbf{X})$; N — число оптимизируемых параметров.

Для построения последовательностей Холтона, с помощью которых производится зондирование пространства оптимизируемых модельных параметров, необходимо определить числовые последовательности $p_r(i)$ следующим образом:

$$i = \sum_{s=1}^N a_s r^{s-1}, \quad p_r(i) = \sum_{s=1}^N a_s r^{-s}, \quad (16)$$

где a_s — целые r -ые цифры.

На практике в качестве r выбирают простые числа.

Приведенные формулы генерации точек последовательностей Холтона относятся к единичному гиперкубу. Для расчета последовательностей точек равномерно распределенных в заданном гиперпараллелепипеде со сторонами, параллельными координатным граням, применяется линейное преобразование

$$\alpha_{i,j} = x_j^- + (x_j^+ - x_j^-) p_r(i). \quad (17)$$

Решение задачи нахождения экстремума целевой функции $Q(\mathbf{X})$ состоит в следующем.

1. Точка последовательности Холтона, равномерно распределенная в единичном гиперкубе, переводится в точку области допустимых решений D через линейное преобразование (17).

2. Осуществляется формальная проверка параметрических ограничений (15). Если они не выполняются, то точка из дальнейшего рассмотрения исключается. В противном случае точка сохраняется в качестве пробной точки в области D .

3. В пробной точке вычисляется значение целевой функции $Q(\mathbf{X})$.

4. Пункты 1–3 повторяются для каждой полученной точки, при этом отслеживается минимальное значение целевой функции $Q(\mathbf{X})$ и соответствующего вектора параметров \mathbf{X} .

5. По окончании генерации точек последовательности Холтона производится сужение области допустимых решений D за счет изменения параметрических ограничений.

6. Пункты 1–5 повторяются до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность определения минимального значения целевой функции $Q(\mathbf{X})$ и соответствующего вектора параметров \mathbf{X} .

Сравнение экспериментальных данных с результатом моделирования

Приведенный выше алгоритм был реализован в виде программы, позволяющей извлечь 5 модельных параметров сегнетоэлектрической пленки (выражения (12), (13)) из температурных и полевых зависимостей диэлектрической проницаемости, а также на основании измерений емкости планарного сегнетоэлектрического конденсатора от температуры и приложенного напряжения. Апробация программы производилась как для случая поиска параметров пленки по известным зависимостям диэлектрической проницаемости, взятым из ряда экспериментальных работ [23–25], так и на основании измерений емкости планарного сегнетоэлектрического (BSTO) конденсатора от температуры и приложенного напряжения.

На рис. 3–6 представлены экспериментальные и модельные зависимости диэлектрической проницаемости монокристаллических образцов и пленок сегнетоэлектрика, а также емкости планарного конденсатора в функции от температуры и напряженности поля. В случае обработки данных измерения емкости планарного конденсатора геометрия конденсатора: h_3, l, w, h_2, s (рис. 1),

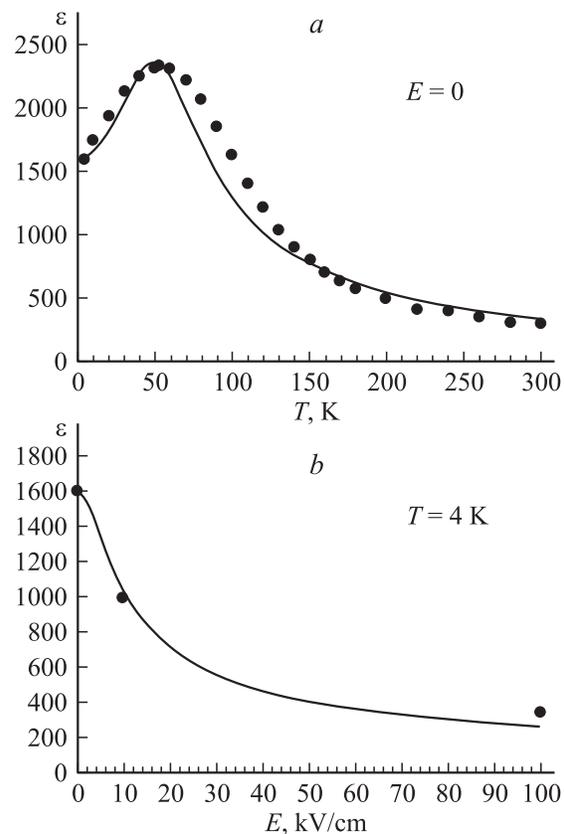


Рис. 3. Измеренные (•) и расчетные (сплошная кривая) значения диэлектрической проницаемости пленки STO в функции от температуры (а) и напряженности поля (б), взятые из работы [25]. Параметры модели сегнетоэлектрика представлены в таблице.

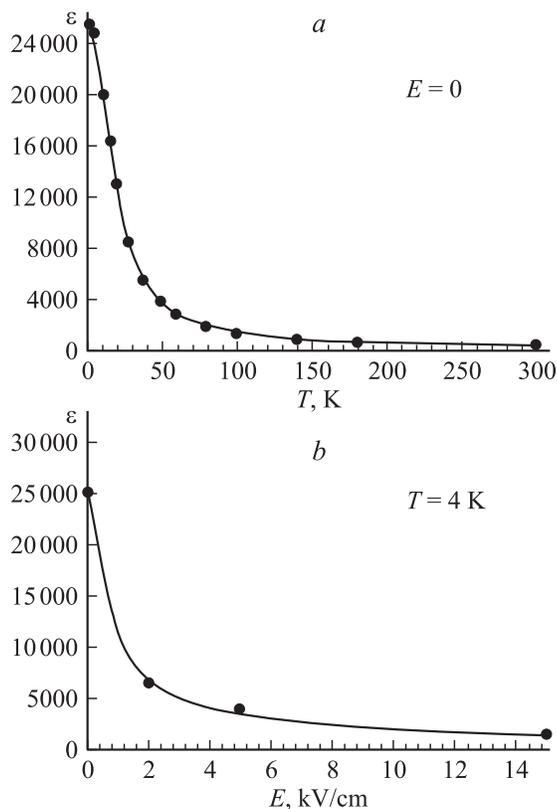


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для монокристалла STO. Использованы данные из работы [23].

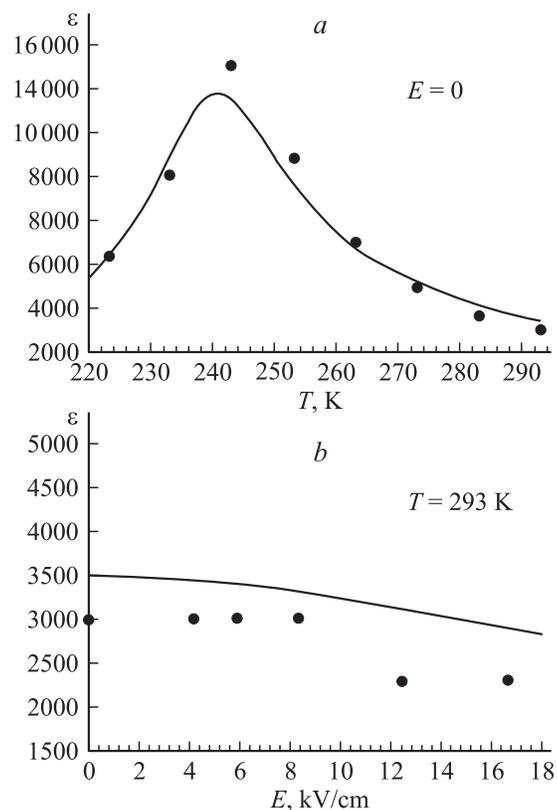


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для BSTO керамики. Использованы данные из работы [24].

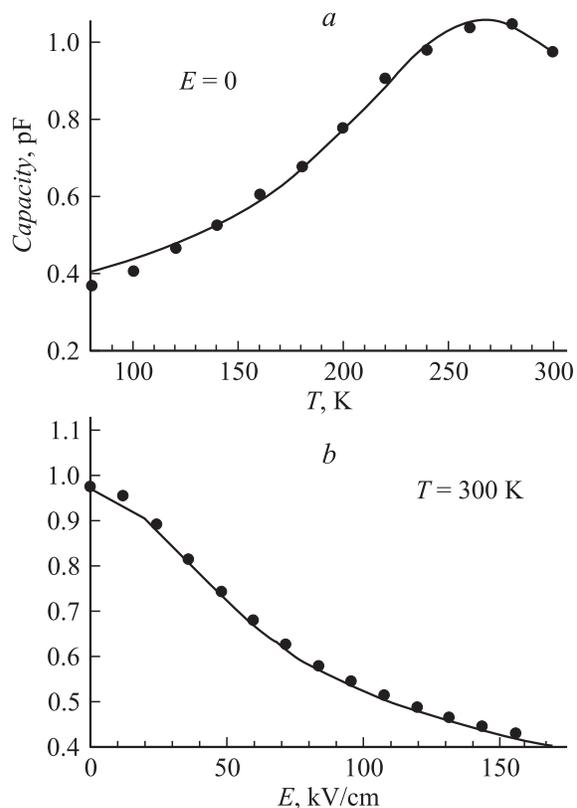


Рис. 6. Измеренные (●) и расчетные (сплошная кривая) значения емкости планарного конденсатора с пленкой STO в функции от температуры (a) и поля (b). Параметры модели сегнетоэлектрика представлены в таблице. Геометрия планарного конденсатора: $h_2 = 0.8 \mu\text{m}$, $h_3 = 500 \mu\text{m}$, $s = 5 \mu\text{m}$, $l = 1800 \mu\text{m}$, $w = 0.71 \text{ mm}$, $\epsilon_3 = 9.8$.

а также диэлектрическая проницаемость подложки ϵ_3 считаются достоверно известными и не рассматриваются как параметры оптимизации.

Кроме того, разработанная программа позволяет обрабатывать зависимость тангенса угла потерь сегнетоэлектрика в функции от температуры и поля в соответствии с целевой функцией (12). В рамках этой работы потери в сегнетоэлектрическом материале не рассматриваются.

Как можно видеть (рис. 3–6), расчетные характеристики и экспериментальные хорошо совпадают при определенных параметрах модели (см. таблицу) [7,10–14].

Расчитанные в программе значения параметров модели

Зависимость	Параметры модели				
	ξ_S	Θ_F, K	$D_N, \text{C/m}^2$	C, K	x
Рис. 3 [25]	0.58	134	2.6	$0.87 \cdot 10^5$	—
Рис. 4 [23]	0.013	181	4.1	$1 \cdot 10^5$	—
Рис. 5 [24]	0.15	200	10	$2.09 \cdot 10^5$	0.5
Рис. 6	2.42	199.5	3.42	$1.02 \cdot 10^5$	0.46

Значения температуры Кюри T_C для BSTO образцов приводятся с использованием концентрации бария x , найденной в результате оптимизации. Расхождение расчетных и экспериментальных характеристик определяется как адекватность модели (6)–(10), так и погрешностью эксперимента.

Заключение

Метод частичных емкостей в сочетании с феноменологическим описанием сегнетоэлектрика позволяет рассчитывать емкость планарного сегнетоэлектрического конденсатора при известных геометрических размерах планарной структуры и параметрах сегнетоэлектрической пленки. Описанный математический алгоритм подбора модельных параметров позволяет производить оптимизацию сразу по нескольким параметрам в рамках заданных параметрических ограничений и находить все 5 параметров модели, используемых для описания диэлектрического отклика сегнетоэлектрика. Предложенный метод существенно упрощает обработку экспериментальных характеристик планарного сегнетоэлектрического конденсатора и позволяет значительно снизить время расчета. Это может быть полезно для статистической обработки результатов эксперимента с целью исследования свойств рассматриваемых образцов и отладки технологии напыления пленок сегнетоэлектриков, что, в свою очередь, чрезвычайно важно для увеличения ФКК сегнетоэлектрического компонента и хорошей повторяемости характеристик устройств на сегнетоэлектрике, необходимых при их массовом производстве, а также для использования впоследствии моделей, заложенных в программу, в качестве основы для САПР СВЧ устройств на сегнетоэлектрике.

Авторы выражают благодарность И.Б. Вендик и О.Г. Вендик за продуктивное обсуждение работы и высказанные ценные рекомендации при подготовке рукописи к печати. Авторы признательны С.Ф. Карманенко за предоставленные образцы сегнетоэлектрических материалов.

Финансирование работы осуществлялось Министерством промышленности, науки и технологии РФ (НИР „Фундаментальные исследования физических процессов в микроэлектронных устройствах“, договор № 239 СП/МЛП-10 в рамках госконтракта № 40.012.1.11.46 от 01.02.2002). Работа поддержана также Министерством образования РФ (грант на проведение молодыми учеными научных исследований в ведущих научно-педагогических коллективах вузов и научных организаций Минобрнауки России, грант № PD02-2.7-130, проект „Моделирование и разработка активных элементов СВЧ устройств на основе сегнетоэлектрических материалов“).

Список литературы

- [1] *Romanofsky R., Bernhard J., Washington G., Van Keuls F., Miranda F., Cannedy C.* // IEEE MTT=S IMS Digest. 2000. Vol. 3. P. 1351–1355.
- [2] *Sherman V., Astafiev K., Setter N., Tagantsev A., Vendik O., Vendik I., Hoffmann-Eijfert S., Waser R.* // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 201. Vol. 11. N 10. P. 407–409.
- [3] *Vendik O., Vendik I., Pleskachev V., Svishchev A., Woerdenweber R.* // IMS Digest. 2001. Vol. 3. P. 1461–1464.
- [4] *Vendik O.G., Vendik I.B., Pleskachev V., Nikol'sky M.A., Khazov M.* // Integrated Ferroelectrics. 2002. Vol. 43. N 1–4. P. 153–162.
- [5] *Kim D., Choi Y., Allen M. et al.* // IMS Proc., Seattle 2002. P. 1471–1474.
- [6] *Vendik O.G., Zubko S.P.* // Integrated Ferroelectrics. 2001. Vol. 34. N 1–4. Pt 5. P. 215–226.
- [7] *Vendik O.G., Zubko S.P.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 9. P. 5343–5350.
- [8] *Vendik O.G., Zubko S.P., Karmanenko S.F., Nikol'sky M.A., Isakov N.N., Serenkov I.T., Sakharov V.I.* // J. Appl. Phys. 2002. January. Vol. 91. P. 331–335.
- [9] *Vendik O.G., Zubko S.P., Nikol'sky M.A.* // J. Appl. Phys. 2003. January. In print.
- [10] *Вендик О.Г., Зубко С.П., Никольский М.А.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 1–7.
- [11] *Vendik O.G., Zubko S.P.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. P. 4475.
- [12] *Vendik O.G., Zubko S.P.* // Integrated Ferroelectrics. 2001. Vol. 34. Pt 5. P. 215.
- [13] *Vendik O.G., Zubko S.P.* // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. P. 5343.
- [14] *Vendik O.G., Ter-Martirosyan L.T., Zubko S.P.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 993.
- [15] *Кочанов Э.С.* // Радиотехника. 1967. Т. 22. Вып. 7. С. 82–85.
- [16] *Кочанов Э.С.* // Радиотехника. 1975. Т. 30. Вып. 1. С. 92–94.
- [17] *Деленив А.Н.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 8–13.
- [18] *Tagantsev A.K.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 1182.
- [19] *Вакс В.Г.* Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектричества. М.: Наука, 1973. 328 с.
- [20] *Соболь И.М.* Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
- [21] *Halton J.H.* // Numer. Math. 1960. Vol. 2. N 2. P. 84–90.
- [22] *Halton J.H.* // SIAM Rev. 1970. Vol. 12. N 1. P. 1–63.
- [23] *Bethe K.* // Philips Res. Repts. Suppl. 1970. Vol. 2. P. 1.
- [24] Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О.Г. Вендика. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- [25] *Galt D., Price J.* // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. N 22. P. 3078–3080.