

01;05

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ТОНКОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ II. ПЛАНАРНЫЙ КОНДЕНСАТОР

© О.Г.Вендик, Л.Т.Тер-Мартirosян

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

Показано, что при расчете погонной емкости планарный конденсатор, образованный на поверхности тонкого сегнетоэлектрического слоя, можно приближенно заменить совокупностью элементарных плоских конденсаторов, емкость каждого из которых можно рассчитать с учетом размерного эффекта. Получены выражения для погонной емкости и эффективной диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического материала планарного конденсатора, зависящих от размеров конденсатора и приложенного поля смещения. Показано, что для более полного использования диэлектрической нелинейности сегнетоэлектрического материала необходимо выбирать ширину зазора между электродами планарного конденсатора не менее 30 мкм.

Сегнетоэлектрические материалы находят применение в технике СВЧ в виде тонких (доли мкм) пленок, нанесенных на диэлектрическую подложку; расположенные на пленке металлические электроды образуют планарную конденсаторную структуру, представленную на рис. 1,а [1,2].

Для расчета емкости такого конденсатора используют формулы, полученные методом конформных отображений [1]; при этом диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя предполагается одинаковой во всех точках.

Вместе с тем в силу размерного эффекта в приэлектродных областях материала сегнетоэлектрическая поляризация Φ оказывается в значительной степени подавленной, что приводит к снижению эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} сегнетоэлектрического материала в конденсаторной структуре. Соответствующий расчет для простейшего случая плоского (типа "сэндвич") конденсатора был выполнен ранее [3].

Очевидно, что аналогичные размерные эффекты должны наблюдаться и в планарных сегнетоэлектрических конденсаторах, однако расчет ϵ_{ef} в этом случае с помощью метода конформных отображений

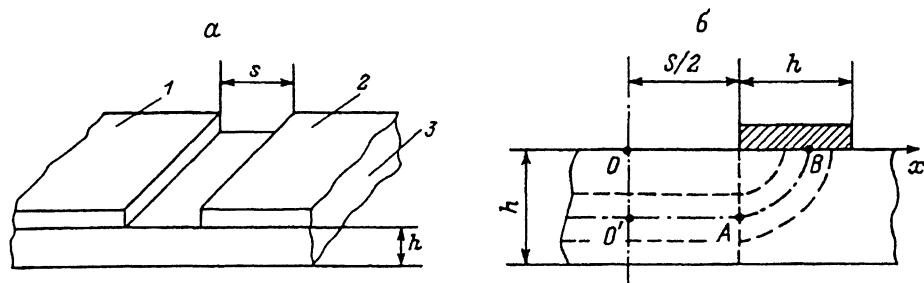


Рис. 1. Планарный конденсатор.

a — общий вид конденсатора: 1, 2 — электроды, 3 — слой сегнетоэлектрика; *b* — схема для расчета длины силовой линии.

весьма сложен. Вместе с тем оценка ϵ_{ef} для планарного конденсатора на сегнетоэлектрической пленке весьма актуальна. В частности, определение взаимосвязи эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} и истинной диэлектрической проницаемости ϵ сегнетоэлектрической пленки необходимо для определения характеристик пленки по результатам измерений емкости планарного конденсатора.

Целью настоящей работы является приближенный расчет емкости планарного конденсатора с учетом размерных эффектов и диэлектрической нелинейности сегнетоэлектрического материала.

Планарный конденсатор как совокупность плоских конденсаторов

Расчет погонной емкости планарного конденсатора (рис. 1, *a*) на основе тонкого слоя диэлектрика с весьма большой диэлектрической проницаемостью, выполненный методом конформных отображений в предположении, что весь поток индукции идет по слою диэлектрика, при бесконечно большой ширине электродов дает [1]

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{4} \frac{\pi}{\ln 2 + \frac{\pi s}{4h}} \quad (1)$$

Из общих соображений легко заключить, что максимальный вклад в емкость планарного конденсатора при $s > h$ дают области электродов, расположенные вблизи зазора; иначе говоря, поле быстро убывает вдоль электрода при удалении от зазора. Для приближенного расчета примем ширину электрода равной толщине h сегнетоэлектрического слоя.

Далее, примем, что поток электрической индукции в сегнетоэлектрике выходит из него только на электродах, причем в областях искривления потока модуль вектора индукции не изменяется; иначе говоря, будем считать, что расстояние между силовыми линиями в области, занятой полем, одинаково. В этом приближении элементарный конденсатор с шириной электрода (в плоскости рисунка) dx можно заменить эквивалентным плоским конденсатором. Расстояние между электродами этого плоского конденсатора определяется длиной силовой линии (рис. 1, *b*), половину которой для удобства расчетов выберем проходящей через точки O , A и B (отрезок прямой и четверть окружности). Из рис. 1, *b* видно, что полная длина силовой линии $2O'AB = s + \pi(x - s/2)$.

Реальное значение емкости будет больше нашей оценки, поскольку в действительности ширина электродов намного превышает толщину пленки. Таким образом, мы приближенно заменили планарный конденсатор совокупностью параллельно включенных плоских конденсаторов, расстояние $20AB$ между электродами которых изменяется от s до $s + \pi h$. Тогда погонная емкость планарного конденсатора без учета размерного эффекта может быть найдена как сумма емкостей элементарных плоских конденсаторов

$$C \simeq \int_{s/2}^{h+s/2} \frac{\epsilon_0 \epsilon dx}{s + \pi x - \pi s/2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\pi} \ln \left(1 + \frac{\pi h}{s} \right). \quad (2)$$

Обычно значения отношения s/h лежат в интервале $3 \lesssim s/h \lesssim 10$. Результаты расчетов $C/\epsilon_0 \epsilon$ по формулам (1) и (2) для значений s/h в указанном интервале показывают, что формула (2) дает значения емкости несколько меньше, чем расчет по формуле (1). Для некоторой компенсации этой разницы заменим коэффициент $1/\pi$ в (2) на $1/3$, тогда

$$C \simeq \frac{\epsilon_0 \epsilon}{3} \ln \left(1 + \frac{\pi h}{s} \right). \quad (3)$$

При $(s/h) = 3$ ошибка по сравнению с формулой (1) составляет 7.4%, при $(s/h) \geq 6$ ошибка не превышает 3%.

Размерный эффект в планарном конденсаторе

Для учета размерного эффекта в планарном конденсаторе диэлектрическую проницаемость материала в каждом элементарном плоском конденсаторе следует заменить на эффективную диэлектрическую проницаемость [2] сегнетоэлектрического материала в плоском конденсаторе, зависящую от половины расстояния между электродами, равной в рассматриваемом случае $(\pi x/2) - (\pi/2 - 1)s/2$

$$\epsilon_{ef} \simeq \frac{\epsilon}{1 + \sqrt{2\lambda_1 \epsilon} / [(\pi x/2) - (\pi/2 - 1)s/2]}, \quad (4)$$

где λ_1 — корреляционный параметр.

Подставляя (4) вместо ϵ в подинтегральное выражение в (2), выполняя интегрирование и заменяя множитель $1/\pi$ на $1/3$, получаем приближенное выражение для погонной емкости планарного конденсатора с учетом размерного эффекта

$$C \simeq \frac{\epsilon_0 \epsilon}{3} \ln \left(1 + \frac{\pi h}{s + \sqrt{8\lambda_1 \epsilon}} \right), \quad (5)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя.

Выражение (5) должно совпадать с (3), если в (3) заменить ϵ на эффективную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{ef}^{(f)}$ сегнетоэлектрического материала в планарном конденсаторе, так что

$$\epsilon_{ef}^{(f)} = \epsilon \frac{\ln[1 + \pi h / (s + \sqrt{8\lambda_1 \epsilon})]}{\ln(1 + \pi h / s)}. \quad (6)$$

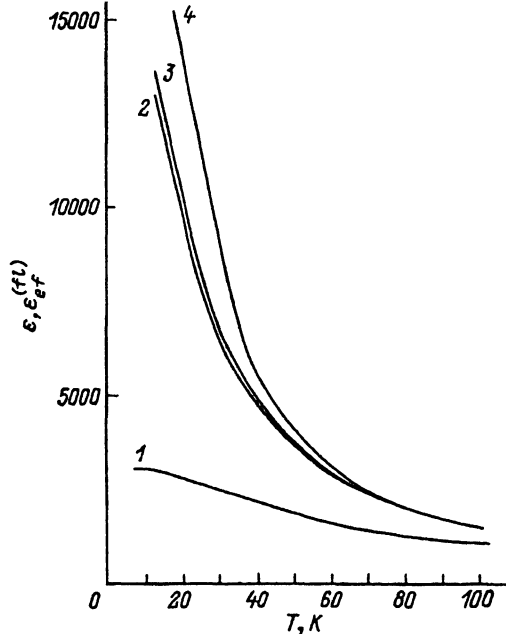


Рис. 2. Расчетные температурные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости титаната стронция в планарном конденсаторе.

1 — $s = 3$ мкм, $h = 0.3$ мкм; 2 — $s = 30$ мкм, $h = 0.3$ мкм; 3 — $s = 30$ мкм, $h = 3$ мкм; 4 — диэлектрическая проницаемость объемного монокристалла [3].

Для численных оценок в качестве сегнетоэлектрического материала выберем монокристаллический титанат стронция, тогда $\lambda_1 \approx 11.5 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ [4]. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости монокристаллического титаната стронция определена экспериментально [5].

Результаты расчетов $\varepsilon_{ef}^{(f)}$ по формуле (6) для различных значений s и h , характерных для СВЧ планарных конденсаторов, приведены на рис. 2. Видно, что размерный эффект сильно проявляется при малых расстояниях между электродами ($s \lesssim 10$ мкм), как и в случае плоского конденсатора [3]. При $s \gtrsim 30$ мкм, особенно при $T \gtrsim 60$ К, размерный эффект практически не оказывает влияния на $\varepsilon_{ef}^{(f)}$.

Диэлектрическая нелинейность планарного конденсатора

Для учета зависимости емкости планарного конденсатора от приложенного к нему внешнего постоянного напряжения воспользуемся зависимостью [6] диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика в плоском конденсаторе от напряженности внешнего электрического поля E_{av} , усредненной по расстоянию между электродами,

$$\varepsilon(E_{av}) = \frac{\varepsilon(0)}{1 + K^2}, \quad (7)$$

$$K = \xi^{1/3} \left\{ \left[1 + \left(1 + \frac{1}{27\xi^2} \right)^{1/2} \right]^{1/3} + \left[1 - \left(1 + \frac{1}{27\xi^2} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \right\}, \quad (8)$$

$$\xi = \frac{E_{av}}{E_{NT}}, \quad (9)$$

E_{NT} — напряженность электрического поля, уменьшающая в два раза диэлектрическую проницаемость объемного сегнетоэлектрического материала (нормирующая напряженность поля); эта характеристика материала является функцией температуры и определяется экспериментально.

Выражение (8) весьма осложняет дальнейшие преобразования. Для упрощения воспользуемся приближенным соотношением $K^2 \simeq \xi$; при такой замене ошибка не превысит нескольких процентов. Итак,

$$\varepsilon(E_{av}) \simeq \frac{\varepsilon(0)}{1 + \xi}. \quad (10)$$

Тогда в (4) следует подставить $\varepsilon(E_{av})$ вместо ε . При этом следует иметь в виду, что в случае планарного конденсатора задана разность потенциалов U_0 между электродами (управляющее напряжение); средняя напряженность поля E_{av} в каждом элементарном плоском конденсаторе будет различной $E_{av} = U_0/2z$, где $z = O'AB = \pi x/2 - (\pi/2 - 1)s/2$ (рис. 1,б), так что

$$\varepsilon_{ef} = \frac{\varepsilon(0) \cdot z}{z + (U_0/2E_{NT}) + \sqrt{2\lambda_1}\varepsilon(0)}. \quad (11)$$

Подставляя (11) вместо ε в подынтегральное выражение в (2), выполняя интегрирование и заменяя множитель $1/\pi$ на $1/3$, получаем приближенное выражение для погонной емкости планарного конденсатора с учетом размерного эффекта и воздействия внешнего постоянного (управляющего) напряжения

$$C \simeq \frac{\varepsilon_0\varepsilon(0)}{3} \ln \left[1 + \frac{\pi h}{s + \sqrt{8\lambda_1}\varepsilon(0) + U_0/E_{NT}} \right]. \quad (12)$$

Для сравнения нелинейности планарного конденсатора с нелинейностью плоского конденсатора [6] рассмотрим плоский конденсатор с расстоянием между электродами, равным s (т.е. равным зазору между планарными электродами), и воспользуемся приближенным соотношением $K^2 \simeq \xi$, тогда для плоского конденсатора [6]

$$\frac{C(U_0)}{C(0)} \simeq \frac{s + \sqrt{8\lambda_1}\varepsilon(0)}{(1 + \xi)s + \sqrt{8\lambda_1}\varepsilon(0)}, \quad (13)$$

а для планарного конденсатора, учитывая, что $U_0/E_{NT} = \xi s$, получаем

$$\frac{C(U_0)}{C(0)} \approx \frac{\ln\{1 + \pi h / [(1 + \xi)s + \sqrt{8\lambda_1 \varepsilon(0)}]\}}{\ln\{1 + \pi h / [s + \sqrt{8\lambda_1 \varepsilon(0)}]\}}. \quad (14)$$

Результаты расчетов по формулам (13) и (14) для монокристаллического титаната стронция при $T = 70$ К для различных значений s и h приведены на рис. 3.

Размерный эффект практически не проявляется при ширине зазора $s \gtrsim 30$ мкм; при ширине зазора $s \lesssim 3$ мкм нелинейность планарного конденсатора значительно меньше, чем у объемного материала. Таким образом, не имеет смысла стремиться к формированию очень узкого (~ 1 мкм) зазора в планарном сегнетоэлектрическом конденсаторе. В случае же достаточно широкого зазора следует иметь в виду, что при малой (менее 1 мкм) толщине сегнетоэлектрической пленки существенно возрастает влияние паразитных емкостей, обусловленных потоками индукции по подложке и среде над электродами. Наличие паразитных емкостей снижает эффективную нелинейность конденсатора.

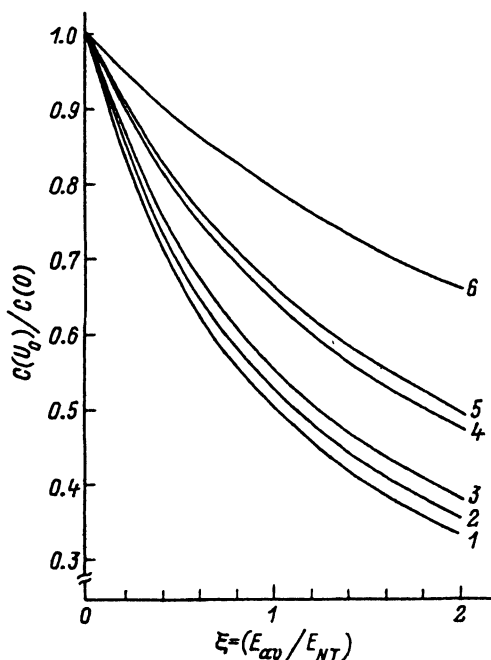


Рис. 3. Расчетные зависимости емкости конденсаторов на основе монокристаллического титаната стронция при $T = 70$ К ($E_{NT} = 3 \cdot 10^6$ В/м) от напряженности внешнего электрического поля.

1 — объемный монокристалл, расчет по формуле (10); 2 — планарный конденсатор, $s = 30$ мкм, $h = 0.3$ мкм; 3 — планарный конденсатор, $s = 30$ мкм, $h = 3$ мкм; 4 — конденсатор типа «сэндвич», расчет по [6] при расстоянии между электродами 3 мкм; 5 — планарный конденсатор, $s = 3$ мкм, $h = 0.3$ мкм; 6 — планарный конденсатор, $s = 1$ мкм, $h = 0.3$ мкм.

Проведен анализ размерного эффекта в планарном конденсаторе на основе тонкой сегнетоэлектрической пленки. Получены приближенные выражения для погонной емкости планарного конденсатора с учетом размерного эффекта и внешнего постоянного (управляющего) напряжения, справедливые при отношении ширины s зазора к толщине h сегнетоэлектрической пленки более 3.

Для более полного использования нелинейности материала следует выбирать ширину зазора $s \gtrsim 30$ мкм при толщине сегнетоэлектрического слоя $h \gtrsim 3$ мкм.

Заметим, что при выборе толщины сегнетоэлектрического слоя, кроме сказанного, в некоторых случаях следует учитывать тепловое сопротивление слоя (при интенсивном СВЧ воздействии на конденсатор), а также технологические особенности получения однородных по толщине пленок.

В проведенных расчетах предполагалось, что свойства сегнетоэлектрического слоя соответствуют монокристаллическому титанату стронция. Однако при нанесении сегнетоэлектрических пленок на подложку образующийся слой обычно значительно отличается от монокристаллического объемного материала; кроме возможных структурных дефектов в пленке существуют внутренние механические напряжения, а также в пленку может быть введен при технологических операциях избыточный объемный заряд. Внутренние напряжения и поле объемного заряда понижают диэлектрическую проницаемость и нелинейность сегнетоэлектрической пленки. Поэтому при расчетах эффективной диэлектрической проницаемости и нелинейности пленки в планарном конденсаторе необходимо использовать экспериментально определенные температурную зависимость диэлектрической проницаемости пленки и значение нормирующей напряженности электрического поля.

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

Список литературы

- [1] Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О.Г.Вендика. М.: Сов. радио. 1979. 272 с.
- [2] Galt D., Price J.C., Beal J.A., Ono R.H. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 63. N 22. P. 3078-3080.
- [3] Вендик О.Г., Тер-Мартirosян Л.Т. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 11. С. 3343-3351.
- [4] Вендик О.Г., Мироненко И.Г. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 11. С. 3445-3451
- [5] Bethe K. // Philips. Res. Repts. Suppl. 1970. N 2.
- [6] Вендик О.Г., Тер-Мартirosян Л.Т. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 4. С. наст. вып.