

01;05
©1994 г.

НЕЛИНЕЙНЫЙ КОНДЕНСАТОР С ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ

А.И.Дедык, Л.Т.Тер-Мартirosян

Предложена модель для расчета основных характеристик избыточного объемного заряда в нелинейном диэлектрике по экспериментально измеряемым параметрам ВФХ конденсаторных структур. Разработана расчетная методика, реализующая эту модель. Приведен пример, иллюстрирующий применимость методики для конденсаторной структуры на основе монокристаллического титаната стронция при 4.2 К.

Введение

Емкость конденсатора на основе сегнетоэлектрика под действием внешнего напряжения уменьшается в силу диэлектрической нелинейности материала. При последующем снижении внешнего напряжения до нуля емкость возрастает, однако, как правило, остается меньше первоначального значения. Это явление известно как диэлектрический гистерезис [1].

Исследование диэлектрического гистерезиса в конденсаторных структурах на основе монокристаллического титаната стронция при 4.2 К показало, что сохраняющееся долгое время пониженное значение емкости после воздействия внешнего напряжения в большинстве случаев связано с образованием избыточного отрицательного объемного заряда (03) в прикатодной области кристалла [2]. Известно, что в запрещенной зоне титаната стронция имеется широкий спектр локализованных состояний [3]; электроны из катода переходят в диэлектрик и распределяются по ловушкам, образуя метастабильный объемный заряд, который на глубоких ловушках может сохраняться при 4.2 К в течение нескольких суток [4].

Сочетание в титанате стронция значительной диэлектрической нелинейности и достаточной стабильности объемного заряда при низкой температуре делает этот материал весьма удобным для излучения избыточного объемного заряда.

Целью настоящей работы является получение количественных соотношений, связывающих экспериментально определяемое изменение емкости нелинейного конденсатора с характеристиками избыточного объемного заряда в прикатодной области.

Рассмотрим одномерную модель плоского конденсатора на основе монокристаллического титаната стронция толщиной L с металлическими электродами; ось x направим от катода ($x = 0$) к аноду ($x = L$). Пусть при воздействии внешнего напряжения у катода образовалась область избыточного отрицательного объемного заряда толщиной $l \leq L$; примем, что концентрация заряженных центров в этом слое (т.е. концентрация локализованных избыточных электронов) не зависит от координаты и равна N , а свободные носители заряда отсутствуют.

При уменьшении внешнего напряжения до нуля конденсатор оказывается в режиме короткого замыкания (разность потенциалов между катодом и анодом равна нулю); при этом на катоде и аноде возникают положительные заряды (сумма которых равна избыточному отрицательному заряду), обеспечивающие электронейтральность конденсатора. Далее будем рассматривать такой конденсатор с короткозамкнутыми электродами и с избыточным объемным зарядом в прикатодной области.

Электрическое поле в нелинейном диэлектрике

Для определения зависимости электрической индукции $D(x)$ от координаты воспользуемся теоремой Гаусса, применяя ее к объему, прилегающему к электроду и содержащему часть диэлектрика (рис. 1). С учетом электронейтральности конденсатора получаем очевидные соотношения

$$\begin{aligned} D(x) &= \epsilon N(x_0 - x), \quad 0 \leq x \leq l, \\ D(x) &= D(L), \quad l \leq x \leq L. \end{aligned} \quad (1)$$

Электрическая индукция линейно уменьшается от значения $D(0)$ у катода, обращаясь в нуль при некотором x_0 ; на участке $x_0 \leq x \leq L$ индукция отрицательна; при $l \leq x \leq L$ $D = \text{const}$.

Взаимосвязь индукции $D(x)$ и напряженности электрического поля $E(x)$ удобно принять в виде [5]

$$D(x) = \epsilon_0 \left\{ (\epsilon_{\max} - \epsilon_{\min}) E_{\text{н}} \operatorname{arctg} \left[\frac{E(x)}{E_{\text{н}}} \right] + \epsilon_{\min} E(x) \right\}, \quad (2)$$

где ϵ_{\max} , ϵ_{\min} — диэлектрическая проницаемость материала в отсутствии поля и в сильном поле соответственно; $E_{\text{н}}$ — нормировочная константа.

В монокристаллическом титанате стронция при 4.2 К $\epsilon_{\max} \simeq 2.5 \cdot 10^4$, $\epsilon_{\min} \simeq 2 \cdot 10^3$, $E_{\text{н}} \simeq 5 \cdot 10^4$ В/м [5,6]. В области, занятой объемным зарядом, уравнение $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ принимает вид

$$\frac{dD}{dx} = -|e|N. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3), получаем

$$\left(\frac{K}{1+z^2} + 1 \right) dz = -\frac{|e|N}{\epsilon_0 \epsilon_{\min} E_{\text{н}}} dx, \quad (4)$$

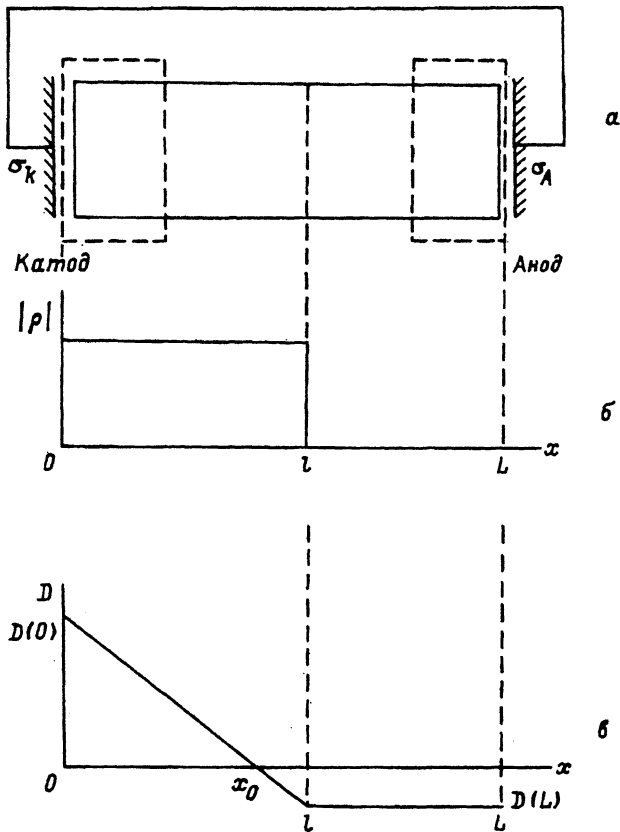


Рис. 1. Нелинейный конденсатор с избыточным объемным зарядом.
 а — расположение замкнутых поверхностей для расчетов с помощью теоремы Гаусса; реально зазор между электродом и диэлектриком отсутствует; б — распределение объемной плотности $|\rho| = |e|N$ заряда по толщине диэлектрика; в — распределение электрической индукции по толщине диэлектрика.

где

$$z(x) = \frac{E(x)}{E_H}, \quad (5)$$

$$K = \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}} - 1. \quad (6)$$

На электроде $D = \sigma$, где σ — поверхностная плотность заряда электрода. Тогда условие электронейтральности конденсатора с объемным зарядом можно записать в виде

$$K(\arctg z_0 - \arctg z_L) + z_0 - z_L = \frac{|e|Nl}{\epsilon_0 \epsilon_{\min} E_H}, \quad (7)$$

где $\sigma_{из} = |e|Nl$ — избыточный объемный заряд на единицу площади электрода.

Найдем теперь разность потенциалов между различными сечениями конденсатора. Разность потенциалов между сечениями $x = 0$ и $x = x_0$

$$\varphi(0) - \varphi(x_0) = \int_0^{x_0} E(x) dx = E_H \int_0^{x_0} z(x) dx. \quad (8)$$

Для определения зависимости $z(x)$ проинтегрируем (4) по z от z_0 до z , по x от 0 до x

$$K \operatorname{arctg} z + z - K \operatorname{arctg} z_0 - z_0 = -\frac{|l|N}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H} x, \quad (9)$$

откуда выразим

$$z = -\frac{|e|N x}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H} + z_0 + K \operatorname{arctg} z_0 - K \operatorname{arctg} z. \quad (10)$$

Полученное выражение определяет в неявном виде зависимость нормированной напряженности электрического поля от координаты в интервале $0 \leq x \leq x_0$. Подставляя (10) в (8) и заменяя переменную интегрирования x на z с помощью (4), окончательно получаем

$$\varphi(0) - \varphi(x_0) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H^2}{2|e|N} [K \ln(1 + z_0^2) + z_0^2]. \quad (11)$$

Аналогичным образом находим

$$\varphi(x_0) - \varphi(l) = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H^2}{2|e|N} [K \ln(1 + z_L^2) + z_L^2]. \quad (12)$$

Разность потенциалов между сечениями $x = l$ и $x = L$ легко рассчитывается, поскольку на этом участке $z = z_L = \text{const}$,

$$\varphi(l) - \varphi(L) = E_H z_L (L - l). \quad (13)$$

В рассматриваемой модели разность потенциалов между катодом и анодом равна нулю $\varphi(0) - \varphi(L) = 0$; складывая (11)–(13), получаем

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H}{2|e|N} \left(K \ln \frac{1 + z_0^2}{1 + z_L^2} + z_0^2 - z_L^2 \right) + z_L (L - l). \quad (14)$$

Уравнения (7) и (14) связывают четыре неизвестные величины: N , l , z_0 , z_L . Еще одно уравнение можно получить, рассматривая изменение начальной емкости (т.е. емкости, соответствующей нулевой разности потенциалов между катодом и анодом) нелинейного конденсатора под действием поля объемного заряда.

Начальная емкость конденсатора с объемным зарядом

В рассматриваемой модели плоского конденсатора эквипотенциальные поверхности поверхности представляют собой плоскости, перпендикулярные оси x ; весь конденсатор можно рассматривать как последовательное соединение большого числа элементарных конденсаторов. Обратная емкость такого элементарного конденсатора, соответствующего участку от x до $x + dx$, равна $dx/(SdD/dE)$, где dD/dE — дифференциальная диэлектрическая проницаемость нелинейного диэлектрика в точке x . Обратная начальная емкость всего конденсатора определяется интегралом

$$\frac{1}{C(0)} = \int_0^L \frac{dx}{\frac{dD}{dE} \cdot S} = \frac{1}{S} \int_0^L \left(\frac{dD}{dz} - \frac{dz}{dE} \right)^{-1} dx, \quad (15)$$

где S — площадь поперечного сечения конденсатора.

Используя (2), (4) и (5), получаем выражение для удельной обратной начальной емкости конденсатора $S/C(0)$

$$\frac{S}{C(0)} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min}} \left[\int_0^l \left(\frac{K}{1+z^2} + 1 \right)^{-1} dx + \int_l^L \left(\frac{K}{1+z^2} + 1 \right)^{-1} dx \right].$$

В первом интеграле можно заменить dx на dz , используя (4), поскольку на участке от 0 до l $dz/dx \neq 0$. Во втором интеграле такая замена невозможна, так как на участке от l до L $z = \text{const}$. В результате интегрирования получаем

$$\frac{S}{C(0)} = \frac{E_{\text{н}}}{|e|N} (z_0 - z_L) + \frac{L-l}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min}} \left(\frac{K}{1+z_L^2} + 1 \right)^{-1}. \quad (16)$$

При отсутствии объемного заряда $z_0 = z_L = 0$, $l = 0$ и $N = 0$. Удельная обратная емкость рассматриваемого конденсатора при отсутствии объемного заряда

$$\frac{S}{C_0} = \frac{L}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\max}} = \frac{L}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} (K+1)},$$

что соответствует второму слагаемому в (16) при $l = 0$ и $z_L = 0$.

С помощью полученных выражений можно ввести параметр $\Delta C/C = [C_0 - C(0)]/C_0$, которым принято характеризовать диэлектрический гистерезис; из (16) получаем

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_{\text{н}}}{|e|NL} (z_0 - z_L) + \left(1 - \frac{l}{L} \right) \frac{1+z_L^2}{K+1+z_L^2} = \left(1 - \frac{\Delta C}{C_0} \right)^{-1} (K+1)^{-1}. \quad (17)$$

Введем безразмерные параметры

$$Q = \frac{|e|NL}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_{\text{н}}}, \quad (18)$$

$$\zeta = \frac{l}{L} \quad (19)$$

и учтем, что $z_L < 0$, так что $z_L = -|z_L|$. Тогда система уравнений (7), (14) и (16) примет вид

$$\frac{\zeta}{2Q} \left(K \ln \frac{1+z_0^2}{1+z_L^2} + z_0^2 - z_L^2 \right) = (1-\zeta)|z_L|, \quad (20)$$

$$K(\arctg z_0 + \arctg |z_L|) + z_0 + |z_L| = Q, \quad (21)$$

$$\frac{z_0 + |z_L|}{Q} \zeta + (1-\zeta) \frac{1+z_L^2}{K+1+z_L^2} = \left(1 - \frac{\Delta C}{C_0}\right)^{-1} (K+1)^{-1}, \quad (22)$$

где неизвестные величины z_0 , $|z_L|$, ζ , Q , $\Delta C/C_0$.

При повышении напряжения, действующего на конденсатор, значения этих параметров возрастают. В предельном случае избыточный объемный заряд занимает весь объем диэлектрика; при этом $\xi = 1$, $Q = Q_{\max} = |e|NL/\epsilon_0\epsilon_{\min}E_n$, $\Delta C/C_0 = (\Delta C/C_0)_{\max}$, $z_0 = z_{0 \max}$, $|z_L| = |z_L|_{\max} = z_{0 \max}$, так что система уравнений (20)–(22) принимает вид

$$K \arctg z_{0 \max} = \frac{Q_{\max}}{2}, \quad (23)$$

$$\frac{Q_{\max}}{2z_{0 \max}} = (K+1)[1 - (\Delta C/C_0)_{\max}]. \quad (24)$$

Значение $(\Delta C/C_0)_{\max}$ может быть определено экспериментально, как предел, к которому стремится $\Delta C/C_0$ при увеличении напряжения, приложенного к конденсатору; тогда из уравнений (23) и (24) можно найти Q_{\max} и $z_{0 \max}$. Заметим, что

$$Q = Q_{\max} \cdot \zeta. \quad (25)$$

Тогда окончательная система уравнений (20)–(22) может быть представлена в виде

$$\frac{1}{2Q_{\max}} \left(K \ln \frac{1+z_0^2}{1+z_L^2} + z_0^2 - z_L^2 \right) = (1-\zeta)|z_L|, \quad (26)$$

$$K(\arctg z_0 + \arctg |z_L|) + z_0 + |z_L| = Q_{\max} \zeta, \quad (27)$$

$$\frac{z_0 + |z_L|}{Q_{\max}} + (1-\zeta) \frac{1+z_L^2}{K+1+z_L^2} = \left(1 - \frac{\Delta C}{C_0}\right)^{-1} (K+1)^{-1}. \quad (28)$$

Если значения Q_{\max} и $\Delta C/C_0$ определены с помощью экспериментальных данных, то решение системы (26)–(28) позволяет найти соответствующие значения ζ , z_0 и $|z_L|$.

Полученная система уравнений справедлива при любой толщине кристалла титаната стронция. При $L \rightarrow \infty$ (толщина l слоя объемного

заряда имеет конечное значение) получаем $|z_L| \rightarrow 0$, $\zeta \rightarrow 0$. При этом сохраняется лишь уравнение (27), которое принимает вид

$$K \operatorname{arctg} z_0 + z_0 = \frac{|e|Nl}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H}, \quad (29)$$

а условие равенства нулю напряжения на конденсаторе теряет смысл. Разность потенциалов между точками $x = 0$ и $x = l$ определяется соотношением (11) и (12) при $z_L = 0$

$$\varphi(0) - \varphi(l) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\min} E_H^2}{2|e|N} [K \ln(1 + z_0^2) + z_0^2]. \quad (30)$$

Этот случай рассмотрен в работе [5].

Необходимо подчеркнуть, что проведенный в настоящей работе анализ основывается на предположении, что избыточный объемный заряд в диэлектрике уже образован. Вместе с тем значительные изменения толщины диэлектрика существенно влияют на условия его образования.

При увеличении L увеличивается напряжение, которое необходимо приложить к конденсатору для перехода электронов из электрода в кристалл. При этом вследствие неоднородностей кристалла в отдельных областях напряженность поля может достигнуть порогового значения и начнется пробой (для титаната стронция при 300 К на постоянном токе пробивная напряженность поля $E_{\text{пр}} \approx 3 \cdot 10^7$ В/м [7]).

Образование избыточного объемного заряда определяется условиями на контакте металл-титанат стронция, где, как показывают эксперименты, образуется барьер для дырок [8]. Для приближенной оценки толщины l_B барьерного слоя можно считать ее равной дебаевской длине L_D экранирования; при этом следует иметь в виду, что в диэлектрике, в частности в монокристаллическом титанате стронция, концентрация свободных носителей заряда пренебрежимо мала, так что L_D определяется концентрацией заряженных центров N [9]

$$L_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 k_B T}{|e|^2 N}}. \quad (31)$$

Для титаната стронция при 4.2 К, полагая $\varepsilon \approx \varepsilon_{\max}$, $N \sim 10^{21}$ м⁻³, получаем $L_D \sim 1$ мкм.

Условия образования объемного заряда не будут зависеть от толщины L кристалла, если $L \gg L_D$. При $L \sim L_D$ условия на контактах требуют особого анализа.

Оценка концентрации локализованных электронов, образующих избыточный объемный заряд

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости $\Delta C/C_0$ от приложенного к конденсатору напряжения U для трех разных конденсаторов на основе титаната стронция при 4.2 К; там же приведены соответствующие аппроксимирующие зависимости. Принимая, что предельные значения $\Delta C/C_0$ соответствуют распространению объемного заряда на весь объем диэлектрика ($\zeta = 1$, $\Delta C/C_0 = (\Delta C/C_0)_{\max}$),

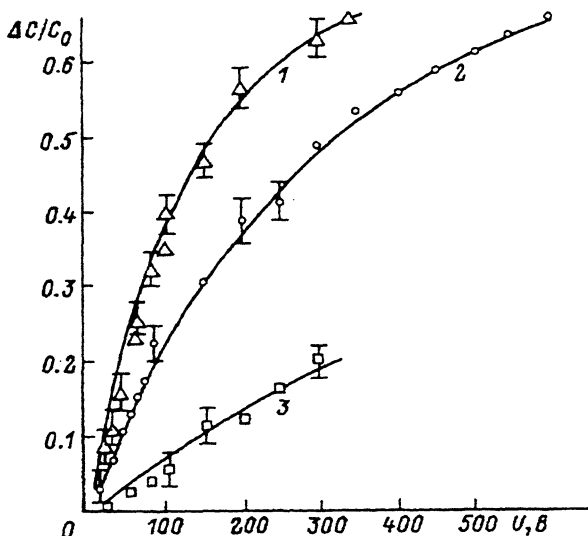


Рис. 2. Зависимость относительного изменения емкости $\Delta C/C_0$ нелинейных конденсаторов на основе монокристаллического титана стронция с металлическими электродами от приложенного напряжения U при 4.2 К. Точки — экспериментальные данные, пунктир — аппроксимирующие зависимости: 1 — $\Delta C/C_0 \approx 0.9[1 - \exp(-U/250)]$, $L \approx 0.2$ мм; 2 — $\Delta C/C_0 \approx 0.75[1 - \exp(-U/300)]$, $L \approx 0.16$ мм; 3 — $\Delta C/C_0 \approx 0.6[1 - \exp(-U/800)]$, $L \approx 0.2$ мм.

воспользуемся уравнениями (23) и (24). Исключая Q_{\max} и решая полученное трансцендентное уравнение, находим удовлетворяющие ему значения z_0 и далее соответствующие значения Q_{\max} . Наконец, зная толщину L диэлектрика, находим значения концентрации N локализованных электронов, образующих объемный заряд; иначе говоря, N есть концентрация ловушек, захватывающих избыточные электроны. Для трех конденсаторов, характеристики которых приведены на рис. 2, получаем соответственно $N_1 \approx 1.7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $N_2 \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $N_3 \approx 1.1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Разброс полученных значений связан, очевидно, с различиями в свойствах материала, а также с приближенным определением $(\Delta C/C_0)_{\max}$. Для оценочных расчетов примем $N \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$.

Обсуждение результатов

В общем случае для оценки характеристик объемного заряда необходимо решать систему (26)–(28). Заметим, что параметр $Q_{\max} = |e|NL/\epsilon_0\epsilon_{\min}E_n$ при заданных концентрации N ловушек и температуре диэлектрика определяется его толщиной L .

Обычно в экспериментах по диэлектрическому гистерезису при 4.2 К толщина L монокристаллов титаната стронция составляет 0.15...0.3 мм [2]; соответственно при $N \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ получаем $Q_{\max} = 27...54$. Примем для расчетов $Q_{\max} = 40$; при этом, как следует из (23) и (24), $(\Delta C/C_0)_{\max} = 0.64$.

С учетом значений параметров система (26)–(28) принимает вид

$$11.5 \ln \frac{1 + z_0^2}{1 + z_L^2} + z_0^2 - z_L^2 = 80(1 - \zeta)|z_L|, \quad (32)$$

$$11.5(\operatorname{arctg} z_0 + \operatorname{arctg} |z_L|) + z_0 + |z_L| = 40\zeta, \quad (33)$$

$$\frac{z_0 + |z_L|}{40} + (1 - \zeta) \frac{z_L^2 + 1}{z_L^2 + 12.5} = \frac{0.08}{1 - \Delta C/C_0}. \quad (34)$$

Решение полученной системы удобно искать следующим образом. Задавая произвольно значения ζ ($0 \leq \zeta \leq 1$), с помощью (33) находим пары значений z_0 , $|z_L|$, удовлетворяющие этому уравнению. Подстановкой этих пар в уравнение (32) находим значения z_0 и $|z_L|$, представляющие собой решение системы (32)–(34). Подставляя эти значения в (34), находим $\Delta C/C_0$. Полученное таким образом решение дает взаимосвязь между неизвестными z_0 , $|z_L|$, ζ и $\Delta C/C_0$. Расчетные зависимости z_0 , $|z_L|$ и ζ от $\Delta C/C_0$ приведены на рис. 3.

Используя эти результаты расчета и экспериментальную зависимость $\Delta C/C_0 = f(U)$ (рис. 2), можно рассчитать зависимость избыточного объемного заряда от приложенного к конденсатору напряжения; при этом удобно оперировать поверхностной плотностью избыточного заряда $\sigma_{\text{из}} = |e|Nl = |e|Nl\zeta$, т.е. объемного заряда, приходящегося на единицу площади катода.

Используя расчетную зависимость $\zeta(\Delta C/C_0)$ и одну из аппроксимирующих зависимостей $\Delta C/C_0(U)$ (например, $\Delta C/C_0 \approx \approx 0.75[1 - \exp(-U/300)]$; рис. 2, кривая 2), легко рассчитать зависимость $\sigma_{\text{из}}(U)$ (рис. 4). Полученный результат позволяет произвести сравнение с экспериментальными данными, полученными в ходе измерений токов термостимулированной деполяризации (ТСД).

Конденсаторы охлаждались до 78 К, затем к ним прикладывалось напряжение U , при этом происходило образование избыточного объемного заряда в прикатодной области. После этого конденсатор замыкался на измеритель тока и производилось обычным образом измерение токов ТСД при увеличении температуры конденсатора; результаты измерений пересчитывались в поверхностную плотность $\sigma_{\text{из}}$ избыточного объемного заряда. Соответствующая зависимость приведена на рис. 4.

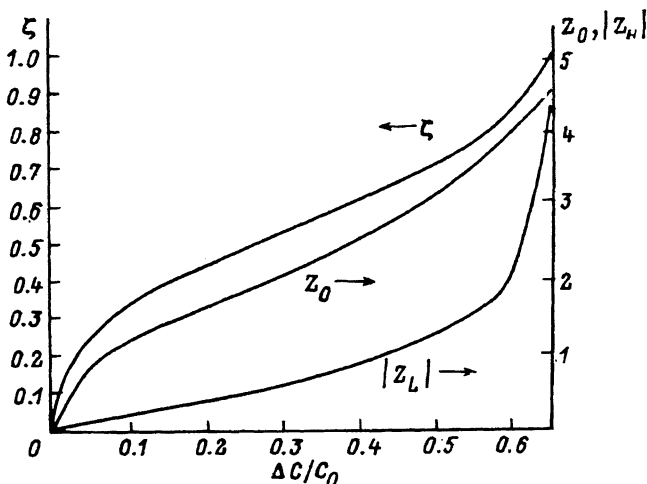


Рис. 3. Расчетные зависимости ζ , z_0 и $|z_L|$ от $\Delta C/C_0$.

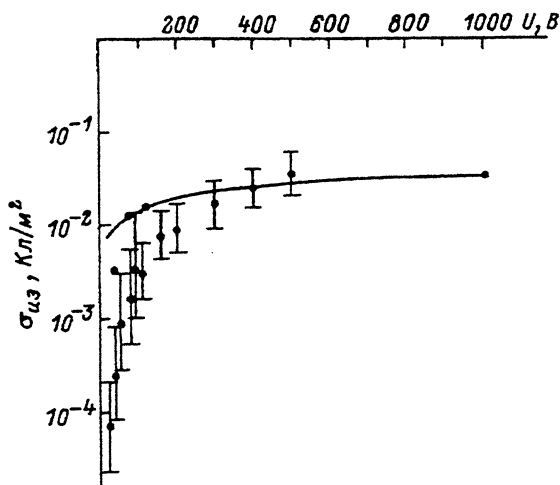


Рис. 4. Зависимость поверхностной плотности $\sigma_{из}$ избыточного заряда в нелинейном конденсаторе на основе титаната стронция от приложенного напряжения U . Сплошная кривая — расчет при $T = 4.2$ К, $L = 0.2$ мм, $N = 10^{21}$ м $^{-3}$; точки — экспериментальные данные по измерению токов ТСД; напряжение U прикладывалось при 78 К.

Значения $\sigma_{из}$, полученные расчетным путем и из экспериментов по ТСД, достаточно близки; это можно считать экспериментальным подтверждением рассмотренной модели. Различия в значениях $\sigma_{из}$ могут быть связаны с различиями в условиях образования избыточного объемного заряда при 4.2 и 78 К (особенно при $U < 250$ В); значительная погрешность связана с пересчетом экспериментальных данных в значения $\sigma_{из}$.

Выводы

Предложенная модель позволяет определить по экспериментально измеряемым ϵ_{max} , ϵ_{min} , E_n и $\Delta C/C_0$ основные характеристики избыточного объемного заряда в нелинейном диэлектрике: концентрацию N заряженных центров; толщину l области, занятой им; значения напряженности электрического поля у электродов в режиме короткого замыкания конденсатора.

Выше было найдено, что $N \sim 10^{21}$ м $^{-3}$. Тогда при обычно встречающихся в эксперименте значениях $\Delta C/C_0 = 0.1 \dots 0.3$ толщина l области, занятой избыточным объемным зарядом, составляет (рис. 3) $(0.35 \dots 0.55L)$, где L — толщина диэлектрика. При этом плотность избыточного заряда $\sigma_{из}$ составляет соответственно $0.012 \dots 0.019$ Кл/м 2 , что соответствует значениям, характерным для современных электретов (правда, при комнатной температуре) [10].

Таким образом, обычно избыточный объемный заряд занимает около половины толщины диэлектрика; при этом напряженность электрического поля у катода $E(0) = z_0 E_n = 5 \cdot 10^4 \dots 10^5$ В/м. Следовательно, диэлектрическая нелинейность части объема диэлектрика уже в значительной степени насыщена; поэтому достижимое значение емкости такого конденсатора под действием внешнего управляющего напряжения (управляемость конденсатора), т.е. отношение C_{max}/C_{min} , будет существенно меньше, чем отношение $\epsilon_{max}/\epsilon_{min}$ при данной температуре. Отсюда следует, что при реализации нелинейных конденсаторов на основе титаната стронция особую актуальность приобретают способы подавления диэлектрического гистерезиса.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность О.Г.Вендику за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] *Saifi M.A., Cross L.E.* // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. N 3. P. 677-684.
- [2] *Вендик О.Г., Дедык А.И., Дмитриева Р.В.* и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 3. С. 684-689.
- [3] *Кунин В.Я., Цикин А.Н., Штурбина Н.А.* // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 11. С. 3417-3419.
- [4] *Höchli U.T.* // Ferroelectrics. 1974. Vol. 7. N 1-4. P. 237-239.
- [5] *Дедык А.И., Прудан А.М., Тер-Мартirosян Л.Т.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1989. Т. 32. № 9. С. 74-76.
- [6] *Вендик О.Г., Дедык А.И., Зайончковский А.Я., Смурова Н.А.* // Изв. вузов. Физика. 1982. № 3. С. 68-71.
- [7] *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). М.: Госиздат, 1958. 908 с.
- [8] *Холкин А.Л., Сезонов Ю.И., Трепаков В.А., Лихолетов Ю.В.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 4. С. 1252-1254.
- [9] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [10] *Электреты* / Под ред. Г.Сесслера. М.: Мир, 1983. 488 с.

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет

Поступило в Редакцию
9 декабря 1992 г.