Связь между измеряемыми токами и зарядами в образце при диагностике неоднородных диэлектрических пленок

© С.Г. Дмитриев¶

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Россия

(Получена 24 марта 2008 г. Принята к печати 17 ноября 2008 г.)

Представлено соотношение между измеряемыми токами и токами в образце при диагностике неоднородных диэлектрических пленок. Рассмотрены примеры с многослойными структурами и квазистатическими методами диагностики, с учетом токов через границы раздела пленки и другие примеры.

PACS: 73.40.Qv, 82.32.-y, 84.37.+q

1. Введение

При диагностике сложных полупроводниковых структур на измеряемые во внешней цепи токи оказывают влияние различные факторы, в то время как полезной является обычно информация о конвективных (связанных с движением зарядов) токах $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и изменениях концентрации связанных зарядов в различных точках $\mathbf{r}$ структуры (см., например, [1]). Для произвольной геометрии электродов вклад от двигающегося в вакууме заряда в измеряемый ток рассмотрен в [2,3]. В случае одномерной геометрии ситуации упрощается, и формулы для диагностики подвижных и связанных зарядов в однородных пленках диэлектриков приведены во многих работах [1,4–12]. Однако неоднородности, например, нескольких слоев с различными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon = \varepsilon_0\tilde{\varepsilon}$ (где $\tilde{\varepsilon}$ — относительная диэлектрическая проницаемость, а $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная вакуума) в МДП структуре заметно усложняют анализ [13]. Не упрощает его и наличие токов через границы образца [11,13,14].

В данной работе рассмотрена связь между токами в *неоднородном образце* и измеряемыми во внешней цепи токами с учетом токов через границы образца, а также проведены оценки влияния на эту связь различных факторов.

2. Общий случай

Рассмотрим металлические электроды А и В, образец С и интеграл J по пространству V без электродов:

$$J = \iiint\limits_{V/(\mathrm{A}\cup\mathrm{B})} \mathrm{div}\left\{\Phi_0\tilde{\mathbf{j}} - \frac{\partial\Phi}{\partial t}\mathbf{D}_0\right\}d\mathbf{r}. \tag{1}$$

Здесь потенциал $\Phi(t,\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению Пуассона в случае, когда в образце есть заряды $\rho(t,\mathbf{r})$, токи $\mathbf{j}(t,\mathbf{r})$ и поляризация $\mathbf{P}(t,r)$, а $\Phi_0(t,\mathbf{r})$ — в случае, когда их нет:

$$\mathrm{div}\mathbf{D} = \rho, \quad \mathbf{D} = \varepsilon(t,\mathbf{r})\mathscr{E} + \mathbf{P}, \tag{2а}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{D}_0 = 0, \quad \mathbf{D}_0 = \varepsilon(t,\mathbf{r})\mathscr{E}_0, \tag{2б}$$

где

$$\mathscr{E}(t,\mathbf{r}) = -\mathrm{grad}\Phi, \quad \mathscr{E}_0(t,\mathbf{r}) = -\mathrm{grad}\Phi_0$$

и $\mathbf{D}(t,\mathbf{r})$, $\mathbf{D}_0(t,\mathbf{r})$ — электрические поля и индукции, а

$$\tilde{\mathbf{j}}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{j} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}$$

— полный ток. Подынтегральное выражение в (1) можно, с учетом равенств (2б) и $\mathrm{div}\tilde{\mathbf{j}} = 0$, упростить:

$$J = -\iiint\limits_{\mathrm{C}} \mathscr{E}_0\left(\mathbf{j} + \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + \mathscr{E}\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\right)d\mathbf{r}. \tag{3}$$

Из (3) видно, что интегрирование в (1) проводится на самом деле по образцу С.

Преобразуем далее (1) в поверхностный интеграл (с помощью теоремы Остроградского–Гаусса). Предположим, что система А, В и С в целом электронейтральна и ограничена, а электрод В заземлен, т. е. его потенциал $\Phi^{\mathrm{B}} = 0$, $\Phi_0^{\mathrm{B}} = 0$. Тогда первое слагаемое в (1) преобразуется к виду

$$J_1 = \Phi_0^{\mathrm{A}}\left(I^{\mathrm{A}} - \frac{\partial Q^{\mathrm{A}}}{\partial t}\right),$$

$$-Q^{\mathrm{A}} = \iint\limits_{S_{\mathrm{A}}}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{n})dS, \quad I^{\mathrm{A}} = \iint\limits_{S_{\mathrm{A}}}(\mathbf{j}\cdot\mathbf{n})dS, \tag{4а}$$

где $\mathbf{n}$ — внутренняя нормаль к поверхности S_{A} электрода А, I^{A} — втекающий в него из образца ток, а Φ_0^{A} и Q^{A} — потенциал и заряд электрода А. Предполагается также, что подводящие к электроду ток проводники слабо влияют на распределения потенциала и зарядов в системе. Тогда

$$I + I^{\mathrm{A}} = \frac{\partial Q^{\mathrm{A}}}{\partial t},$$

где I — втекающий в электрод А из внешней цепи (т. е. измеряемый) ток, и (4а) приобретает вид

$$J_1 = -I\Phi_0^{\mathrm{A}}.$$

¶ E-mail: sgd@ms.ire.rssi.ru

Аналогично второе слагаемое в (1) можно преобразовать к виду

$$J_2 = Q_0^{\mathrm{A}} \frac{d\Phi^{\mathrm{A}}}{dt}, \quad -Q_0^{\mathrm{A}} = \iint\limits_{S_{\mathrm{A}}} (\mathbf{D}_0 \cdot \mathbf{n}) dS. \qquad (4б)$$

В результате равенство $J = J_1 + J_2$ (со значением J из (3)) после деления на Φ_0^{A} приобретает вид

$$I = C_0 \frac{d\Phi^{\mathrm{A}}}{dt} + \iiint\limits_{C} \tilde{\mathscr{E}}_0 \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mathscr{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) d\mathbf{r}, \qquad (5)$$

где $C_0 = Q_0^{\mathrm{A}}/\Phi_0^{\mathrm{A}}$ — емкость системы без токов, $\tilde{\boldsymbol{\mathscr{E}}}_0 = \boldsymbol{\mathscr{E}}_0/\Phi_0^{\mathrm{A}}$, а слагаемое

$$I_{\mathrm{con}} = \iiint\limits_{\mathrm{C}} (\tilde{\boldsymbol{\mathscr{E}}}_0 \cdot \mathbf{j}) d\mathbf{r} \qquad (5а)$$

описывает вклад I_{con} от конвективных токов в образце в измеряемый ток I.

Заметим, что в реальных условиях могут существовать паразитные емкостные связи между образцом и проводниками внешней цепи или удаленными проводниками („землей", в частности), которые не учитывались в предыдущем анализе. Паразитные факторы при измерениях можно учитывать отдельно (см., например, [15]).

3. Примеры

Вклад δI_0 от одного точечного заряда q_0, создающего ток

$$\mathbf{j}_0 = q_0 \mathbf{v}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0),$$

где скорость равна $\mathbf{v}_0(t) = d\mathbf{r}_0(t)/dt$, a $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ — δ-функция:

$$\delta I_0 = q_0 (\tilde{\boldsymbol{\mathscr{E}}}_0 \cdot \mathbf{v}_0), \qquad (6а)$$

имеет тот же вид, что и в работах [2,3], а изменение заряда δQ_0 электрода при движении q_0 от A до B равно (в силу определения $\tilde{\boldsymbol{\mathscr{E}}}_0$)

$$\delta Q_0 = \int \delta I(t) dt = q_0 \int\limits_{T} \tilde{\boldsymbol{\mathscr{E}}}_0 \cdot d\mathbf{r}_0 = q_0,$$

где $d\mathbf{r}_0 = \mathbf{v}_0 dt$, а T — траектория заряда. При движении q_0 от точки $\mathbf{r}_1$ до точки $\mathbf{r}_2$

$$\delta Q_0 = q_0 \frac{\Phi_0(\mathbf{r}_1) - \Phi_0(\mathbf{r}_2)}{\Phi_0^{\mathrm{A}}}, \qquad (6б)$$

а если заряд пересекает границу электрода, то начальный или конечный потенциал в (6б) равен Φ_0^{A} или Φ_0^{B}.

Применительно к *одномерной геометрии* (рассматриваемой как предел конечной системы):

$$\tilde{\mathscr{E}}_0(x) = \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon(x) d}, \quad C_0 = \frac{\varepsilon^* S}{d},$$

$$\varepsilon^* = (\overline{\varepsilon^{-1}})^{-1}, \quad \overline{\varepsilon^{-1}} = \frac{1}{d} \int\limits_0^d \frac{dx}{\varepsilon(x)}, \qquad (7)$$

где d — толщина, а S — площадь пленки, черта означает усреднение по пленке, а ось $0x$ направлена от A к B. Для *многослойной пленки*

$$C_0^{-1} = \sum_{k=1}^{n} C_k^{-1},$$

где $C_k = \varepsilon_k S/d_k$ — емкости слоев.

Для *однородной пленки* $\varepsilon(x) = \mathrm{const} = \varepsilon$, $\tilde{\mathscr{E}}_0 = 1/d$, $C_0 = \varepsilon S/d$ и вклад I_{con} от конвективных токов $j(x)$ равен [1,5,11]

$$I_{\mathrm{con}} = \frac{S}{d} \int\limits_0^d j(x) dx, \qquad (8а)$$

т.е. среднему по пленке току, $I_{\mathrm{con}} = \bar{j} S$, независимо от токов через границы пленки. Вклад от одного заряда, при его движении от x_1 до x_2, в изменение заряда электрода A

$$\delta Q_0 = \frac{q_0(x_2 - x_1)}{d}. \qquad (8б)$$

Если электроды блокируют движение зарядов q_0 и полный подвижный заряд $N = N_S S$ в пленке сохраняется (где N_S — приведенная к единице площади концентрация заряда, а N — число зарядов), то вклад в изменение заряда электрода δQ_{con} равен:

$$\delta Q_{\mathrm{con}} = \frac{q_0 N_S S \Delta X_c}{d}, \quad X_c = N^{-1} \sum_k x^{(k)}, \qquad (8в)$$

где $\Delta X_c = X_{c2} - X_{c1}$ — изменение положения центроида зарядов X_c, а суммирование проводится по всем зарядам. На этой формуле и основан метод динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ), метод „вычитания", а также определение концентрации подвижных ионов в пленках [1,5,6,16,17]:

$$N_S \approx \left| \frac{\delta Q_{\mathrm{con}}}{q_0 S} \right|. \qquad (8г)$$

Для его реализации необходимо вычесть из измеряемого тока в (5) те его компоненты, которые не связаны с конвективными токами (в частности, емкостной ток), и обеспечить эффективную поляризацию образца в начальном и конечном состоянии, так чтобы $|\Delta X_c|/d \approx 1$. Заметим, однако, что при таких измерениях в пленке могут возникать и электронные токи [11,14].

Обобщением формул (8в)–(8г) на неоднородный случай служат формулы:

$$\delta Q_{\mathrm{con}} = q_0 N \frac{\Delta\overline{\Phi_0}}{\Phi_0^{\mathrm{A}}}, \quad \overline{\Phi_0} = N^{-1}\sum_k \Phi_0(\mathbf{r}^{(k)}), \tag{9а}$$

$$N \approx \left|\frac{\delta Q_{\mathrm{con}}}{q_0}\right|, \tag{9б}$$

где $\Delta\overline{\Phi_0} = \overline{\Phi_{0.1}} - \overline{\Phi_{0.2}}$ — изменение среднего потенциала $\overline{\Phi_0}$ „нулевой“ системы (взятого в тех точках, где расположены заряды системы с токами), а суммирование проводится по всем зарядам. Условие эффективности поляризации принимает вид $|\Delta\overline{\Phi_0}/\Phi_0^{\mathrm{A}}| \approx 1$. Формулы (9а), (9б) справедливы уже и для неоднородных пленок с неблокирующими электродами произвольной формы. В реальных процессах могут участвовать заряды $q^{(j)}$ различных типов и знаков (ионы, электроны и дырки), однако обычно $|q^{(j)}| = q$ (где $q > 0$ — элементарный заряд), а факторы $q^{(j)} \propto \Delta\Phi_0^{(j)}$ имеют одинаковый знак, так как заряды, как правило, двигаются по полю ($q^{(j)} > 0$) или против поля ($q^{(j)} < 0$). Тогда формулы

$$\delta Q_{\mathrm{con}} = \sum_j q^{(j)} N^{(j)} \frac{\Delta\Phi_0^{(j)}}{\Phi_0^{\mathrm{A}}}, \tag{10а}$$

$$N_{\mathrm{eff}} = \frac{|\delta Q_{\mathrm{con}}|}{q} \tag{10б}$$

описывают эффективное число всех подвижных зарядов в пленке.

4. МДП структуры

В предыдущем анализе потенциалы Φ^{A} и Φ_0^{A} имели смысл потенциалов электрода A относительно электрода B. При записи в явном виде это приведет к замене в соотношении (5) производной $d\Phi^{\mathrm{A}}/dt$ на $d(\Phi^{\mathrm{A}} - \Phi^{\mathrm{B}})/dt$ и Φ_0^{A} на $\Phi_0^{\mathrm{A}} - \Phi_0^{\mathrm{B}}$ при определении C_0 и $\tilde{\mathscr{E}}_0$ (сами величины C_0 и $\tilde{\mathscr{E}}_0$, конечно, не изменятся). При формальном выводе эти замены получаются с учетом формул

$$I + I^{\mathrm{A}} = \frac{\partial Q^{\mathrm{A}}}{\partial t}, \tag{11а}$$

$$I^{\mathrm{B}} - I = \frac{\partial Q^{\mathrm{B}}}{\partial t}, \tag{11б}$$

означающих, что ток I вытекает (во внешнюю цепь) из электрода B и втекает в A, и условием электронейтральности является $Q_0^{\mathrm{A}} + Q_0^{\mathrm{B}} = 0$. В таком варианте формула (5) справедлива не только для случая металлических электродов, но и для любых двух эквипотенциальных поверхностей S_{A} и S_{B}, если только их форма не изменяется в процессе эксперимента (вследствие симметрии системы, например). „Образцом“ C будет часть системы между S_{A} и S_{B}. Если рассматривать таким образом пленку диэлектрика в составе МДП структуры, то роль разности $\Phi^{\mathrm{A}} - \Phi^{\mathrm{B}}$ играет величина $\Delta\varphi_d = \varphi_{\mathrm{m}} - \varphi_{\mathrm{s}}$, где φ_{m} и φ_{s} — потенциалы металла и полупроводника (отсчитываемые от объема полупроводника). Эта величина зависит от параметров структуры [1,18] $\Delta\varphi_d = V_{\mathrm{g}} + \varphi_{\mathrm{ms}} - \varphi_{\mathrm{s}}$ (т.е. на структуру „подается“ разность потенциалов $V_{\mathrm{g}} + \varphi_{\mathrm{ms}}$), где V_{g} — напряжение на структуре, а φ_{ms} — контактная разность потенциалов между металлом и полупроводником (при $\varphi_{\mathrm{s}} = 0$). Для однородной пленки $\varphi_{\mathrm{ms}} = (\Phi_{\mathrm{m}} - \chi - \mu)/(-q)$, где Φ_{m} и χ — внутренние (по отношению к диэлектрику) работа выхода металла и сродство к электрону полупроводника, $\mu = E_{\mathrm{c}} - E_{\mathrm{F}}$, а E_{c} и E_{F} — уровни дна зоны проводимости и Ферми полупроводника [1,18]. Поэтому емкостное слагаемое $C_0 d(\Delta\varphi_d)/dt$ в соотношении (5) зависит от деления разности потенциалов $V_{\mathrm{g}} + \varphi_{\mathrm{ms}}$ на структуре между диэлектриком и полупроводником, а в экспериментах с термостимулированными токами (ТСТ) [1,9,13] еще и от температурной зависимости $\varphi_{\mathrm{ms}}(T)$, в особенности $\mu(T)$.

5. Квазистатические измерения

При медленных (квазистатических по отношению к полупроводнику) изотермических измерениях заряд в полупроводнике Q_{s}, включая и быстрые поверхностные состояния (ПС), описывается квазистатической (дифференциальной) емкостью $C_{\mathrm{s}}(\varphi_{\mathrm{s}})$: $dQ_{\mathrm{s}}/dt = -C_{\mathrm{s}} d\varphi_{\mathrm{s}}/dt$ [1,18]. Обычно полагают, что ε и φ_{ms} при измерениях изменяются слабо, а поляризация отсутствует. Если, кроме того, граница раздела (ГР) полупроводник–диэлектрик является блокирующей (т.е. $I^{\mathrm{B}} = 0$), то уравнения (5) и (11б) для МДП структуры с одномерной геометрией приобретают вид

$$I = C_0\left(\frac{dV_{\mathrm{g}}}{dt} - \frac{d\varphi_{\mathrm{s}}}{dt}\right) + I_{\mathrm{con}}, \tag{12а}$$

$$I = \frac{C_{\mathrm{s}} d\varphi_{\mathrm{s}}}{dt}, \tag{12б}$$

откуда следует

$$I_{\mathrm{con}} = \frac{C_0}{C_{\mathrm{QS}}}\left(I - C_{\mathrm{QS}}\frac{dV_{\mathrm{g}}}{dt}\right), \tag{12в}$$

где

$$C_{\mathrm{QS}}(\varphi_{\mathrm{s}}) = \frac{C_0 C_{\mathrm{s}}}{C_0 + C_{\mathrm{s}}}$$

— квазистатическая емкость структуры без зарядов в диэлектрике. Формулу (12в) можно использовать для определения I_{con} в эксперименте, если синхронно с I измерять и емкость C_{QS} [11,12,14]. Частоты измерения C_{QS} должны быть достаточно малы, чтобы на них откликались заряды в полупроводнике и быстрые ПС, но не настолько малы, чтобы на них реагировали и заряды в пленке. Например, ионы Na^+ в термических пленках $\mathrm{SiO_2}$ дают большой вклад в емкость на частотах $f \approx 1$ кГц при $T \approx 300°$C [19]. Формулы (12а)–(12в) верны и для многослойных пленок (а вторая граница пленки может быть и неблокирующей), только связь I_{con} с зарядами в неоднородной пленке сложнее, чем в однородной.

Если ГР полупроводник–диэлектрик не является блокирующей, т. е. $I^{\mathrm{B}} \equiv I_{\mathrm{em}} \neq 0$ (где I_{em} — токи „эмиссии" из диэлектрика в полупроводник), но на емкость $C_{\mathrm{s}}(\varphi_{\mathrm{s}})$ эти токи влияют слабо, то уравнение (12б) приобретает вид

$$I = \frac{C_{\mathrm{s}} d\varphi_{\mathrm{s}}}{dt} + I_{\mathrm{em}}, \quad (13а)$$

а уравнение (12а) остается справедливым. Из равенств (12а) и (13а) вытекает:

$$I - C_{\mathrm{QS}} \frac{dV_{\mathrm{g}}}{dt} = \frac{C_{\mathrm{s}}}{C_0 + C_{\mathrm{s}}} I_{\mathrm{con}} + \frac{C_0}{C_0 + C_{\mathrm{s}}} I_{\mathrm{em}}, \quad (13б)$$

$$\frac{d\varphi_{\mathrm{s}}}{dt} = \frac{C_0}{C_0 + C_{\mathrm{s}}} \frac{dV_{\mathrm{g}}}{dt} + \frac{1}{C_0 + C_{\mathrm{s}}} (I_{\mathrm{con}} - I_{\mathrm{em}}). \quad (13в)$$

Первое слагаемое в (13в), в предположении $I_{\mathrm{con}} = I_{\mathrm{em}} = 0$, традиционно используют для определения релаксации потенциала $\delta\varphi_{\mathrm{s}}(t)$ [1,18,20]. Токи I_{con} и I_{em}, за исключением сильно неравновесных случаев, имеют одинаковый знак (текут по полю). Поэтому (см. (13б)) для контроля за выполнением условия $I_{\mathrm{con}} = I_{\mathrm{em}} = 0$ (и условием квазиравновесности измерений) можно использовать равенство $I = C_{\mathrm{QS}}(dV_{\mathrm{g}}/dt)$. Метод [20] справедлив и в случае сквозных токов $I_{\mathrm{con}} = I_{\mathrm{em}}$, который может соответствовать процессам денейтрализации (ионов или других дефектных комплексов) вблизи ГР [14].

В более общих случаях требуются дополнительные усилия. Упрощающее условие $d\varphi_{\mathrm{s}}/dt = 0$, например, можно обеспечить при измерениях в режиме $C_{\mathrm{QS}} = \mathrm{const}$, однако для определения I_{con} и I_{em} в рамках более популярного метода ДВАХ нужно дополнительно найти релаксацию потенциала $\Delta\varphi_{\mathrm{s}}(t)$(и затем $d\varphi_{\mathrm{s}}/dt = d(\Delta\varphi_{\mathrm{s}})/dt$) [11,14].

Измерения C_{QS} удобно проводить, если высокие и низкие частоты откликов хорошо разнесены. Тогда при измерениях на промежуточной частоте отклик высокочастотных процессов будет квазиравновесным. Наличие в МОП структурах ловушек с широкой частотной дисперсией откликов затрудняет измерения.

Медленные ПС в окисле вблизи ГР Si–SiO_2 (с широкой дисперсией времен откликов) связывают с E'-центрами, дефектными комплексами с участием водорода (перезарядка которых может сопровождаться выделением или поглощением водорода в той или иной его форме) и т. д. (см. обзоры [21,22]). Для изучения этих явлений используют комплексные методики (см., например, [23]).

6. Оценки

Оценим вклад от слагаемого с $\partial\varepsilon/\partial t$ из (5) в заряд ΔN_S^{ε} (в единицах q) на электроде при изменении температуры ΔT в однородной пленке: $\Delta N_S^{\varepsilon} \approx \varepsilon\theta\Delta T \mathscr{E}/q$, где $\theta = (\partial\varepsilon/\partial T)/\varepsilon$. Для $\tilde{\varepsilon} \approx 3.9$, $\theta \approx 10^{-4}\,\mathrm{K}^{-1}$, $\Delta T \approx 100\,\mathrm{K}$ и поля в окисле $\mathscr{E} \approx 1$ МВ/см вклад в заряд составляет $\Delta N_S^{\varepsilon} \approx 2.2 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$.

Рассмотрим далее вклад от слагаемого с $\partial P/\partial t$ из соотношения (5) в заряд ΔN_S^P на электроде при изменении $\Delta D = q\Delta l$ дипольного момента D, где Δl изменение эффективного плеча l диполя: $\Delta N_S^P \approx N_{\mathrm{dip}}\Delta l/d$, где N_{dip} — концентрация диполей в пленке на единицу площади, а d — толщина пленки. Для $N_{\mathrm{dip}} \approx 10^{13}\,\text{см}^{-2}$, $\Delta l \approx 1$ Å и $d \approx 1000$ Å вклад в заряд составляет $\Delta N_S^P \approx 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. Такой же вклад будет и при изменении концентрации диполей $\Delta N_{\mathrm{dip}} \approx 10^{13}\,\text{см}^{-2}$ с дипольным моментом $D = ql_0$ и $l_0 = 1$ Å. Возможность образования дипольных (нейтральных) комплексов большой концентрации в пленках окислов отмечалась в литературе [21,23,24].

Количество дефектов в МОП структурах, составлявшее в 1960-е годы $\sim 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ ($\sim 1\,\text{млн}^{-1}$ для пленок с $d \approx 1000$ Å), было уменьшено потом до $\sim 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ [1] и продолжает снижаться далее. Например, концентрация атомов тяжелых металлов (отвечающих за процессы генерации–рекомбинации) в верхних технологических слоях современных структур не должна уже превышать $\sim 10^{9}\,\text{см}^{-2}$ [25]. Рост рабочих полей в пленках диэлектриков (в интегральных схемах с большим числом элементов) до $\mathscr{E} \approx 1$ МВ/см (и больше) требует учета деградации отдельных элементов схемы в процессе ее работы. В частности, при термополевых воздействиях концентрация подвижных ионов N_S в пленке может (в отдельных элементах схемы) возрастать на порядок [26], что приводит к усилению ограничений на N_S от $\sim (1-3) \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ [1] до величины менее $10^{10}\,\text{см}^{-2}$ [26]. Концентрации $N_S \approx 10^{9}\,\text{см}^{-2}$, например, при измерениях на образцах с площадью $S \approx 1\,\text{мм}^2$ соответствует заряд $\sim 10^7 q$.

7. Заключение

Связь между измеряемыми при диагностике неоднородных диэлектрических пленок токами и токами в образце рассмотрена для произвольной геометрии электродов (см. формулы (5)). Рассмотрена многослойная структура (формулы (7)), случай квазистатических измерений конвективных токов в МОП структурах (формулы (12)) с учетом токов через границу раздела (формулы (13)) и другие примеры.

Список литературы

[1] E.R. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal–Oxide–Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., J. Willey & Sons, 1982).

[2] W. Schockley. J. Appl. Phys., **9** (10), 635 (1938).

[3] S. Ramo. Proc. IRE, **27** (9), 584 (1939).

[4] E.H. Snow, A.S. Grove, B.E. Deal, C.T. Sah. J. Appl. Phys., **36** (5), 1664 (1965).

[5] N.J. Chou. J. Electrochem. Soc., **118**, 601 (1971).

[6] M. Kuhn, D.J. Silversmith. J. Electrochem. Soc., **118** (6), 966 (1971).

[7] C.T. Sah, H.S. Fu. Phys. Status Solidi A, **11** (1), 297 (1972).

[8] D.J. DiMaria. In: *The Physics of SiO_2 and its Interfaces*, ed. by S.T. Pantelides (N.Y., Pergamon Press, 1978) p. 160.
[9] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. *Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков* (М., Наука, 1991).
[10] V.K. Adamchuk, V.V. Afanas'ev. Progr. Surf. Sci., **41** (2), 111 (1992).
[11] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин, В.Е. Сизов. РЭ, **51** (2), 133 (2006).
[12] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **42** (1), 45 (2008).
[13] S.L. Miller, D.M. Fleetwood, P.J. McWhorter, R.A. Reber, jr., J.R. Murrey. J. Appl. Phys., **74** (8), 5068 (1993).
[14] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. РЭ, **48** (3), 345 (2003).
[15] D.M. Boulin, J.R. Brews, E.H. Nicollian. Sol. St. Electron., **27** (11), 977 (1984).
[16] M. Yamin. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-12** (3), 88 (1965).
[17] D.R. Kerr. *Proc. Int. Conf. on Properties and Use of MIS Structures*, ed. by J. Bovel (Grenoble, France, 1969) p. 303.
[18] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
[19] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин, В.Е. Сизов. РЭ, **51** (6), 763 (2006).
[20] C.N. Berglund. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-13** (10), 701 (1966).
[21] P.M. Lenahan, J.F. Conley, jr. J. Vac. Sci. Technol. B, **16** (4), 2134 (1998).
[22] P. Balk. Microelectronic Eng., **48**, 3 (1999).
[23] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, W.L. Warren, J.R. Schwank, T.L. Meisenheimer, P.S. Winokur. Microelectron. Reliab., **35** (3), 403 (1995).
[24] M. Pepper. J. Phys. C, **10** (16), L445 (1977).
[25] J.D. Plummer, M.D. Deal, P.B. Griffin. *Silicon VLSI Technology. Fundamentals, Practice and Modeling* (Upper Saddle River, NJ 07458, Prentice Hall, 2000).
[26] L. Stauffer, T. Willey, T. Tiwald, R. Hance, P. Rai-Choudhury, D.R. Schroder. Sol. St. Technol., **38** (8), S3 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

A relation of measured currents with charges in sample during diagnostics of nonuniform dielectric films

S.G. Dmitriev

Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141190 Fryazino, Russia

Abstract A relation of measured currents with charges in sample during diagnostics of nonuniform dielectgrtic films is presented. Examples for multilayer structures and quasiequilibrium methods, including currents through interfaces, and others have been considered.