

06;07;11;12

Анализ распределения заряда в диэлектрике МДП структуры по спектральным зависимостям фотоэмиссионного тока

© М.Н. Левин, Е.Н. Бормонтов, О.В. Волков, С.С. Остроухов, А.В. Татаринцев

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия
E-mail: levin@lev.vsu.ru

(Поступило в Редакцию 7 июня 1999 г. В окончательной редакции 21 марта 2000 г.)

Рассмотрена полевая зависимость фотоэмиссионных токов в МДП структуре при произвольном распределении объемного заряда по толщине диэлектрического слоя. Аналитически установлено, что положение вершины потенциального барьера для фотоэмиттируемых из затвора в диэлектрик МДП структуры электронов определяется производной высоты этого барьера по напряженности внешнего поля. Предложен метод корректного определения профиля объемной плотности заряда в диэлектрике МДП структуры по семейству спектральных характеристик, измеренных при различных напряжениях на затворе. Метод эффективен при исследовании распределения отрицательного заряда в диэлектрических слоях МДП структур.

Введение

Высокая чувствительность фотоэмиссионных токов (ФЭТ), возбуждаемых ультрафиолетовым (УФ) излучением в структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), к локализованному в диэлектрике заряду установлена давно и обеспечивает уникальные возможности исследования пространственного распределения этого заряда [1,2]. В полном объеме эти возможности не реализованы до настоящего времени, и актуальность разработки надежных фотоэмиссионных методов исследования распределения заряда в диэлектрике МДП структуры сохраняется.

Впервые метод определения профиля заряда в диэлектрике МДП структуры по полевым зависимостям ФЭТ был предложен Пауэллом и Берглундом [3]. Метод направлен на исследование распределения заряда вблизи эмиттирующей границы на участке диэлектрика, в пределах которого возможно изменение положения потенциального барьера для эмиттируемых внешним полем носителей. Принципиальным недостатком метода, ставящим под сомнение достоверность получаемых с его помощью результатов, является то, что при анализе полевой зависимости ФЭТ не учитывается влияние исследуемого заряда на рассеяние фотоэмиттируемых электронов во встречном поле потенциального барьера. Именно рассеяние носителей определяет зависимость ФЭТ от положения потенциального барьера [4]. Использование значения феноменологического параметра, предварительно найденного для электронейтрального диэлектрика, неправомерно, а определить этот параметр для диэлектрика с неизвестным (искомым) распределением заряда по полевой зависимости ФЭТ не представляется возможным.

При высоких плотностях положительного заряда его поле смещает потенциальный барьер для фотоэмиттируемых электронов настолько близко к границе раздела с эмиттером, что рассеянием носителей во встречном поле потенциального барьера можно пренебречь при

любых значениях напряжения на затворе, а полевая зависимость ФЭТ определяется полевой зависимостью высоты потенциального барьера. При этом параметры распределения заряда могут быть найдены в частных случаях, если предварительно задан функциональный вид распределения. Например, в работе [5] проанализирована полевая зависимость ФЭТ в МДП структуре с равномерно заряженными слоями в диэлектрике у границ раздела с полупроводником и затворным электродом и предложен метод определения толщин положительно заряженных слоев и плотности заряда по вольт-амперной характеристике ФЭТ.

В отличие от полевых зависимостей ФЭТ спектральные характеристики, т.е. зависимости ФЭТ от энергии квантов УФ излучения, измеряемые при фиксированной напряженности внешнего поля, позволяют разделить влияние высоты и положения вершины потенциального барьера на ФЭТ. В частности, разработаны способы корректного определения высоты потенциального барьера на границе раздела полупроводник–диэлектрик по спектральным зависимостям ФЭТ, исключая влияние интерференции УФ излучения в тонкопленочной МДП структуре на интенсивность поглощаемого в эмиттере излучения [6,7].

В данной работе представлен метод определения пространственного распределения объемной плотности произвольно распределенного в диэлектрическом слое МДП структуры заряда по спектральным зависимостям ФЭТ. Метод основан на анализе полевой зависимости высоты потенциального барьера, определяемой из семейства спектральных характеристик ФЭТ, измеренных при различных напряжениях на затворе МДП структуры.

Теоретический анализ

Идея предлагаемого метода заключается в следующем. Высота потенциального барьера для фотоэмиттируемых носителей определяется суперпозицией трех

потенциалов: сил изображения, внешнего поля и поля исследуемого заряда. Распределения потенциалов сил изображения и внешнего поля по толщине диэлектрика известны. Как известно, из семейства спектральных зависимостей ФЭТ можно найти полевую зависимость высоты потенциального барьера. Поэтому, если удастся установить полевую зависимость координаты вершины потенциального барьера, окажется возможным определение координатной зависимости высоты потенциального барьера, а следовательно, и распределения потенциала внутреннего поля по толщине диэлектрика. Полученное таким образом распределение потенциала внутреннего поля позволит определить искомое распределение заряда в диэлектрике.

Высота потенциального барьера $\Delta\Phi$ и координата его вершины x_0 непосредственно входят в известное феноменологическое выражение для спектральной зависимости ФЭТ [1,2]

$$I(h\nu) = A(h\nu - \Delta\Phi)^p \exp\left(-\frac{x_0}{l}\right), \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия квантов УФ излучения. Входящие в выражение (1) параметры A , p и l определяются интенсивностью поглощаемого в эмиттере излучения, механизмом оптического возбуждения носителей в эмиттере и механизмами рассеяния эмиттируемых носителей во встречном поле потенциального барьера, соответственно.

Электростатическое поле распределенного в диэлектрике заряда находится из решения уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial^2 x} = -a \cdot \rho(x) \quad (2)$$

с граничными условиями $\varphi(0) = 0$, $\varphi(d) = V_g$. Здесь $\rho(x)$ и $\varphi(x)$ — распределения заряда и потенциала по толщине диэлектрика МДП структуры соответственно; $a \equiv q/(\varepsilon_0 \varepsilon_{0x})$, ε_0 — электрическая постоянная, ε_{0x} — относительная низкочастотная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; d — толщина диэлектрика; V_g — напряжение на затворе МДП структуры; q — заряд электрона. За начало отсчета потенциала φ принято дно зоны проводимости электронейтрального диэлектрика при нулевом смещении на затворе. Расстояние x отсчитывается от эмиттирующей границы.

Распределения напряженности и потенциала поля объемного заряда в диэлектрике, найденные из решения уравнения (2) при заданных граничных условиях с учетом силы изображения со стороны эмиттера, могут быть представлены в следующем виде:

$$E(x) = \frac{b}{2x^2} - \frac{V}{d} - a \int_0^d \rho(x) dx + \frac{a}{d} \int_0^d x\rho(x) dx + a \int_0^x \rho(x) dx, \quad (3)$$

$$\varphi(x) = \frac{b}{2x} + \frac{V}{d}x + ax \int_0^d \rho(x) dx - \frac{a}{d}x \int_0^d x\rho(x) dx + a \int_0^x x\rho(x) dx - ax \int_0^x \rho(x) dx, \quad (4)$$

где $b \equiv q/(8\pi\varepsilon_0\varepsilon_i)$, ε_i — оптическая диэлектрическая проницаемость диэлектрика; $V = V_g - \varphi_s$ — падение напряжения на диэлектрическом слое, φ_s — поверхностный потенциал полупроводника.

Выражения (3) и (4) позволяют определить высоту потенциального барьера для эмиттируемых электронов при наличии объемного заряда в диэлектрике

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \frac{b}{x_0} - a \int_0^{x_0} x\rho(x) dx, \quad (5)$$

где Φ_0 — высота потенциального барьера в электронейтральном диэлектрике при нулевом смещении.

Кроме того, из условия равенства нулю напряженности поля в точке экстремума потенциала $E(x_0) = 0$ следует соотношение, связывающее напряженность внешнего электрического поля в диэлектрике $E_{ex} = -(V/d)$ с координатой вершины потенциального барьера x_0

$$E_{ex} = \frac{b}{2x_0^2} + a \int_0^{x_0} \rho(x) dx - \frac{a}{d} \int_0^d (d-x)\rho(x) dx. \quad (6)$$

Производная высоты потенциального барьера $\Delta\Phi$ по координате его вершины x_0 и производная координаты x_0 по напряженности электрического поля E_{ex} , найденные из уравнений (5) и (6), могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{\partial(\Delta\Phi)}{\partial x_0} = x_0(bx_0^{-3} - a\rho(x_0)), \quad (7a)$$

$$\frac{\partial x_0}{\partial E} = (bx_0^{-3} - a\rho(x_0))^{-1}. \quad (7b)$$

Полученные соотношения позволяют установить полевую зависимость координаты экстремума потенциального барьера

$$x_0 = \frac{\partial(\Delta\Phi)}{\partial E_{ex}} \quad (8)$$

и найти пространственное распределение объемной плотности заряда на участке изменения положения его вершины

$$\rho(x_0) = \frac{1}{a} \left(bx_0^{-3} - \left(\frac{\partial x_0}{\partial E_{ex}} \right)^{-1} \right). \quad (9)$$

Таким образом, для нахождения профиля распределения объемной плотности локализованного заряда по толщине диэлектрика МДП структуры необходимо измерить семейство спектральных характеристик стационарного ФЭТ при различных напряженностях поля E_{ex} ;

по экспериментальным спектральным характеристикам ФЭТ построить полевую зависимость высоты потенциального барьера $\Delta\Phi(E_{ex})$; дифференцируя функцию $\Delta\Phi(E_{ex})$ по напряженности внешнего поля в диэлектрике, найти зависимость координаты экстремума x_0 от E_{ex} ; установив зависимость положения вершины потенциального барьера от напряженности внешнего поля, рассчитать распределение $\rho(x)$, используя уравнение (9).

Профиль плотности заряда $\rho(x)$ может быть найден в интервале координат от x_0^{\min} до x_0^{\max} . Координата x_0^{\min} соответствует максимальной напряженности внешнего поля E_{ex}^{\max} , т.е. нижний предел интервала (x_0^{\min}, x_0^{\max}) обусловлен электрической прочностью диэлектрической пленки. Верхний предел x_0^{\max} определяется минимальной напряженностью поля, при которой возможно измерение стационарного ФЭТ.

Предложенный метод исследования пространственного распределения заряда не требует предварительного нахождения феноменологического параметра l , учитывающего рассеяние носителей до вершины потенциального барьера. Более того, семейство спектральных характеристик ФЭТ, измеренных при различных напряженностях E_{ex} , можно использовать для определения длины свободного пробега фотоинжектированных носителей l в диэлектрике с произвольным распределением локализованного заряда. Действительно, из уравнения (1) следует

$$l = -x_0 \left(p \ln \left(A^{-1/p} \operatorname{tg}(\alpha) \right) \right)^{-1}, \quad (10)$$

где α — угол наклона спектральной зависимости ФЭТ, построенной в координатах $\sqrt{I} - hv$; параметр A находится по наклону спектральной характеристики при

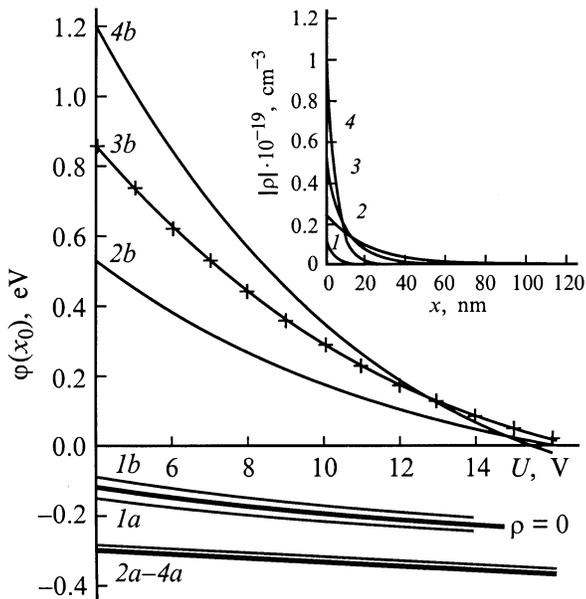


Рис. 1. Полевые зависимости изменения высоты потенциального барьера $\varphi(x_0) = \Phi_0 - \Delta\Phi$ для фотоэмиссии электронов. Заряд в диэлектрике: (1a–4a) положительный, (1b–4b) — отрицательный. На вставке — $\rho(x) = \rho_0 \exp(-kx/d)$ с параметрами: $|\rho_0| = 10^{18}$ (1), $2 \cdot 10^{18}$ (2), $5 \cdot 10^{18}$ (3), 10^{19} cm^{-3} (4) и $k = 2, 5, 10, 20$ (соответственно 1–4).

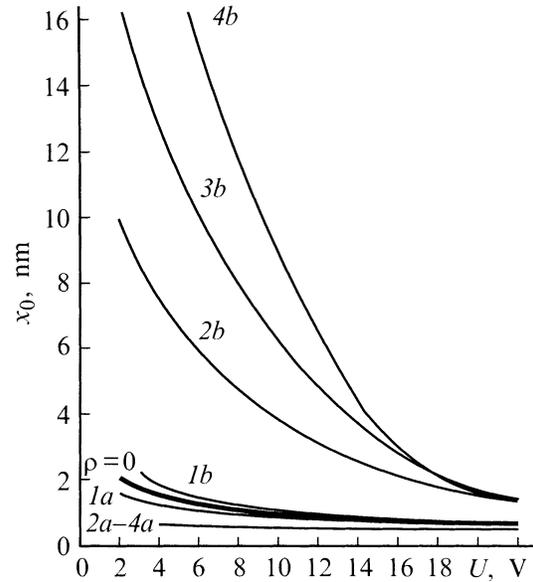


Рис. 2. Полевые зависимости координаты вершины потенциального барьера x_0 . (1a–4a) и (1b–4b) — то же, что и на рис. 1.

максимальной напряженности внешнего поля, при этом $\exp(-(x_0/l)) \approx 1$; координата $x_0(E_{ex})$ находится из зависимости $\Delta\Phi(E_{ex})$ по формуле (8).

Возможности предложенного метода были проанализированы численным расчетом полевых зависимостей высоты и положения вершины потенциального барьера для различных распределений плотности заряда в диэлектрике МДП структуры. Примеры таких распределений приведены на рис. 1. Соответствующие полевые зависимости высоты барьера и координаты его экстремума представлены на рис. 2. Результаты расчета свидетельствуют о том, что метод практически применим для исследования распределения отрицательного заряда в диэлектрике. Распределения потенциала по толщине диэлектрика, представленные на рис. 3, наглядно демонстрируют повышение полевой чувствительности высоты потенциального барьера при отрицательном заряде в диэлектрике и ослабление при положительном. Отрицательный заряд существенно расширяет участок диэлектрика, на котором возможно определение распределения заряда, а положительный заряд смещает барьер к эмиттирующей границе, практически фиксируя его положение.

Методика эксперимента

Исследования проводились на структурах Au–SuO₂–Si с полупрозрачными электродами. Слой двуокиси кремния толщиной $d \approx 110$ nm формировался термическим окислением кремниевых пластин n -типа проводимости с концентрацией легирующей примеси $2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} в сухом кислороде при температуре 1050°C. После окисления часть пластин из партии подвергалась отжигу в

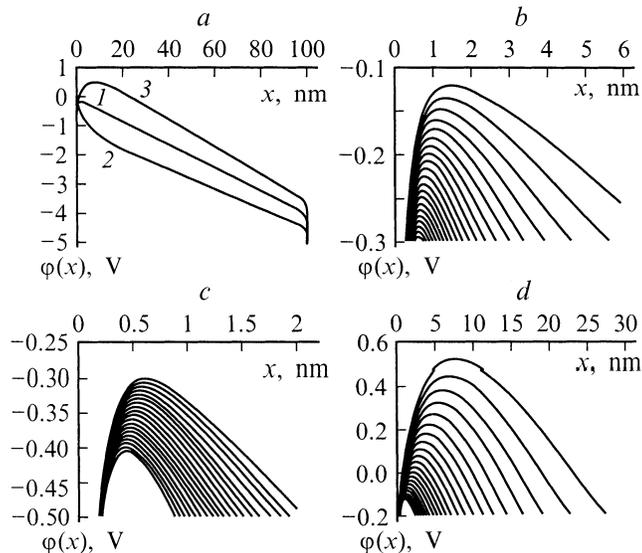


Рис. 3. Распределение потенциала $\varphi(x)$ по толщине диэлектрика МДП структуры. *a* — зависимости $\varphi(x)$, рассчитанные для распределений зарядов: 1 — $\rho(x) = 0$, 2 — $\rho(x) = 10^{19} \exp(-20x/d)$, 3 — $\rho(x) = -10^{19} \exp(-20x/d)$ при напряжении и $U = 4$ В; *b-d* — в увеличенном масштабе вершина барьера при значениях напряжения $U = 4 + n \cdot 0.5$ В, где $n = 0, 1, 2, \dots$ для распределений плотности заряда 1–3 соответственно.

водороде при 400°C в течение 20 min для создания центров электронного захвата в окисле. Золотые электроды радиусом $r \approx 0.2$ см и толщиной $h \leq 70$ nm наносились через маску термическим испарением в вакууме на холодную подложку. На тыльной стороне пластин окисел удалялся химическим травлением и формировался омический контакт нанесением эвтектической смеси индий–галлий. Эффективный заряд в диэлектрике Q_{0t} и спектральная плотность поверхностных состояний D_{it} на границе раздела Si–SiO₂, определенные по высокочастотным вольт-фарадным характеристикам (ВФХ), имели значения $1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $1.8 \cdot 10^{11} (\text{eV})^{-1} \text{ cm}^{-2}$ для МДП структур, изготовленных с водородным отжигом, и $2.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $3.4 \cdot 10^{11} (\text{eV})^{-1} \text{ cm}^{-2}$ для МДП структур, изготовленных без такого отжига.

МДП структуры, сформированные с использованием водородного отжига, подвергались длительному (до часа) воздействию интенсивного УФ излучения. В качестве источника УФ излучения использовалась ртутная лампа ДРШ-1000. Облучение проводилось при положительном напряжении на затворе $U_g = 30$ В. Интенсивность УФ облучения обеспечивала протекание ФЭТ $\sim 10^{-8}$ А на начальном этапе облучения. Изменение эффективного заряда диэлектрика в результате УФ воздействия периодически контролировалось по ВФХ.

Спектральные характеристики ФЭТ измерялись как на МДП структурах, изготовленных без водородного отжига, так и на МДП структурах, подвергнутых отжигу в водороде и последующей УФ обработке. В качестве

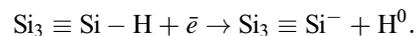
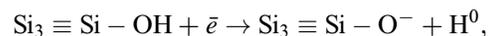
источника излучения при измерении спектральных зависимостей ФЭТ использовалась ксеноновая лампа с непрерывным спектром ДКСШ-1000. Облучение проводилось через монохроматор МДР-24 с регулируемыми входной и выходной щелями.

При измерении спектральных зависимостей ФЭТ величина дифференциальной емкости освещаемой МДП структуры поддерживалась постоянной, что достигалось регулировкой интенсивности падающего излучения в соответствии со способом [7]. Экспериментальная характеристика ФЭТ пересчитывалась с учетом известной частотной зависимости квантового внутреннего фотоэффекта в кремнии [8]. Полученная таким образом спектральная зависимость ФЭТ соответствовала постоянной интенсивности поглощаемого в эмиттере УФ излучения во всем спектральном диапазоне. Высота потенциального барьера определялась экстраполяцией линейного участка характеристики, построенной в координатах $\sqrt{I} - h\nu$, на ось энергии квантов ультрафиолетового излучения.

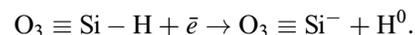
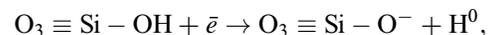
Экспериментальные результаты и их обсуждение

Интенсивное УФ облучение МДП структур, сформированных с использованием отжига в водороде, приводило к накоплению отрицательного заряда в диэлектрике. Продолжительность УФ обработки обеспечивала насыщение эффективной величины этого заряда, контролируемой по смещению ВФХ при напряжении плоских зон V_{FB} .

Наблюдавшийся эффект отрицательного фотозаряжения характерен для МДП структур с влажным окислом [2]. Известно, что образование отрицательного заряда в слое двуокиси кремния с высоким содержанием водорода может быть обусловлено захватом инжектируемых электронов вблизи границы раздела с кремнием [9]



Подобные электрохимические реакции с захватом инжектированного электрона и выделением атомарного водорода могут происходить и в слое стеклообразной двуокиси кремния



Спектральные зависимости ФЭТ, соответствующие постоянной интенсивности УФ излучения, поглощаемого полупроводником во всем спектральном диапазоне, приведены на рис. 4 для обоих типов исследованных МДП структур.

На рис. 5 представлены полевые зависимости высоты потенциального барьера, определенные по спектральным

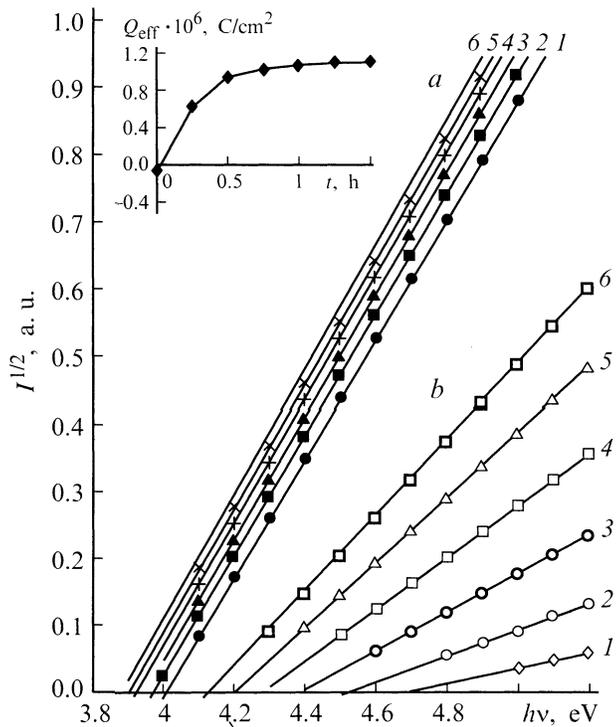


Рис. 4. Спектральные зависимости фотоэмиссионного тока в структурах Au-SiO₂-Si, полученных без отжига в водороде (а) и с отжигом в водороде и последующим интенсивным УФ облучением (b) при напряжении на затворе: 1 — 12, 2 — 16, 3 — 20, 4 — 24, 5 — 28, 6 — 32 V. На вставке — зависимость эффективного заряда в диэлектрике МДП структуры, сформированной с отжигом в водороде, от времени облучения.

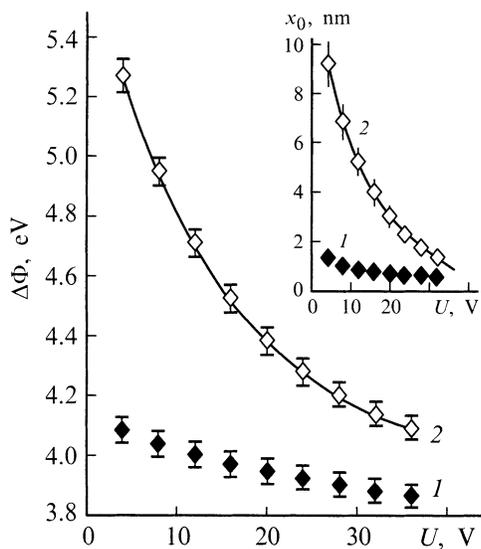


Рис. 5. Экспериментальные полевые зависимости изменения высоты потенциального барьера на границе раздела SiO₂-Si в МДП структурах Au-SiO₂-Si, полученных без отжига в водороде (1) и с отжигом в водороде и последующим ультрафиолетовым облучением (2). На вставке — полевые зависимости положения вершины барьера, рассчитанные по соответствующим экспериментальным полевым зависимостям его высоты (1, 2).

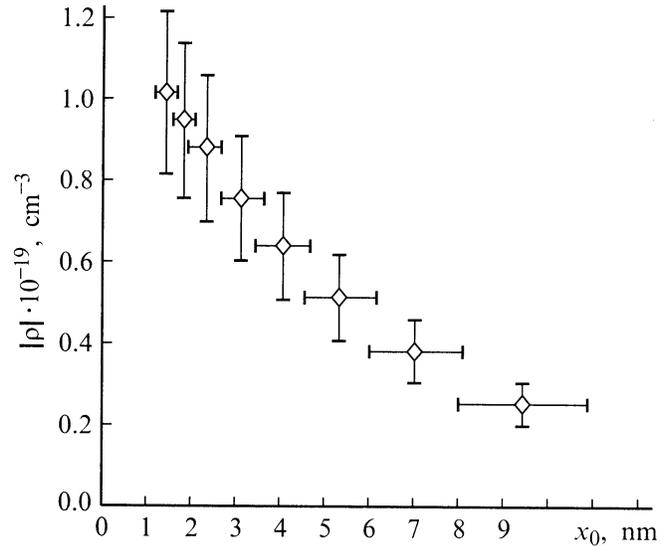


Рис. 6. Распределение объемной плотности отрицательного заряда вблизи границы раздела SiO₂-Si в МДП структуре Au-SiO₂-Si, сформированной с отжигом в водороде и последующим ультрафиолетовым облучением, найденное по спектральным зависимостям фотоэмиссионного тока представленным методом.

характеристикам ФЭТ, и полевые зависимости координаты его экстремума, рассчитанные по полевым зависимостям высоты барьера. Как и следовало ожидать, наличие отрицательного заряда в диэлектрике МДП структуры проявилось в повышении и усилении полевой зависимости высоты барьера, а также в существенном расширении участка диэлектрика вблизи эмиттирующей границы, в пределах которого происходит смещение вершины барьера внешним полем.

Распределение заряда, найденное на участке изменения координаты экстремума потенциального барьера, приведено на рис. 6. Эффективный заряд, рассчитанный для найденного распределения, имеет значение $Q_{\text{eff}} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, что разумно согласуется с величиной эффективного заряда $Q_{\text{eff}} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, определенной из ВФХ.

Соотношение (10) было использовано для нахождения значений феноменологической постоянной l , характеризующей рассеяние фотоэмиттируемых электронов до вершины потенциального барьера. Значение $l = 3.5 \pm 0.2 \text{ nm}$, найденное по спектральным зависимостям ФЭТ для МДП структур без отрицательного заряда, совпадает с известным значением $l = 3.4 \text{ nm}$, найденным Пауэллом по полевым зависимостям ФЭТ для электронейтрального диэлектрика. Однако для МДП структур с отрицательным зарядом в диэлектрике этот параметр имеет меньшее значение $l = 1.2 \pm 0.5 \text{ nm}$. Влияние распределенного в диэлектрике заряда на значение параметра l подтверждает возможность возникновения неконтролируемых погрешностей при определении профиля объемной плотности заряда по полевым зависимостям ФЭТ методом [3].

Заключение

Аналитически установлено, что положение потенциального барьера для фотоэмиттируемых из электрода в диэлектрик МДП структуры электронов определяется производной высоты этого барьера по напряженности внешнего поля в диэлектрике при произвольном профиле распределения объемной плотности локализованного в нем заряда. Предложен метод определения профиля заряда в диэлектрике МДП структуры по семейству спектральных характеристик фотоэмиссионного тока, измеренных при различных затворных напряжениях. Метод эффективен при исследовании распределения отрицательного заряда в диэлектрических слоях МДП структур. Образование отрицательного заряда в слое двуокиси кремния происходит в кремниевых МДП структурах, сформированных с использованием отжига в водороде под воздействием ультрафиолетового облучения.

Список литературы

- [1] *Kadlec J., Gundlach K.H.* // *Phys. St. Sol. (a)*. 1976. Vol. 37. N 9. P. 9–28.
- [2] *Nicollian E.H., Brews J.R.* *MOS (metal-oxide-semiconductor) Physics and Technology*. New York: Wiley, 1984. 760 p.
- [3] *Powell R.J., Berglund C.N.* // *J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 42. N 11. P. 4390–4397.
- [4] *Berglund C.N., Powell R.J.* // *J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 42. N 2. P. 573–579.
- [5] *Левин М.Н., Сахаров Б.Н., Гольдфарб В.А.* // *Микроэлектроника*. 1984. Т. 3. № 1. С. 47–50.
- [6] *Powell R.J.* // *J. Appl. Phys.* 1969. Vol. 40. N 13. P. 5093–5101.
- [7] *Сахаров Б.Н., Левин М.Н., Гольдфарб В.А., Сыноров В.Ф.* А.С. СССР. № 1200769 от 15.06.1984.
- [8] *Christensen O.* // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47. N 2. P. 689–694.
- [9] *Nicollian E.H., Berglund C.N., Schmidt P.E., Andrews J.M.* // *J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 42. N 13. P. 5654–5664.