

УДК 538.9

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ И ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУР МЕТАЛЛ-ОКИСЕЛ-ПОЛУПРОВОДНИК СО СВЕРХТОНКИМИ СЛОЯМИ ОКИСЛА КРЕМНИЯ ПО ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

© 2024 г. Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева\*, И. А. Шушарин

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

\*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 13.12.2023 г.

Принято к публикации 24.01.2024 г.

Разработан алгоритм определения из экспериментальных полевых зависимостей высокочастотного импеданса кремниевых структур со сверхтонким (менее 5 нм) слоем SiO<sub>2</sub> емкости изолирующего промежутка и концентрации легирующей примеси непосредственно у границы раздела Si–SiO<sub>2</sub>. Получены соотношения, позволяющие оценить предельные погрешности развитого подхода. Предложенный метод применен к экспериментальным характеристикам структуры металл–окисел–полупроводник с толщиной SiO<sub>2</sub> 4.2 нм. Показано, что разработанный алгоритм имеет достаточно высокие точность и доступность для использования при обработке данных высокочастотных измерений.

*Ключевые слова:* структуры металл–окисел–полупроводник, сверхтонкий изолирующий промежуток, высокочастотные вольт–фарадные характеристики

DOI: 10.31857/S0033849424070076, EDN: NYVSYW

### ВВЕДЕНИЕ

Структуры  $n^+$ polySi–SiO<sub>2</sub>–Si со сверхтонкими (с толщиной менее 5 нм) слоями окисла кремния являются в настоящее время и останутся в перспективе минимум одного–двух десятков лет основным элементом, используемым в производстве современных и новых объектов нанoeлектроники [1]. Это утверждение основано на следующих обстоятельствах. По современной технологии высокотемпературного окисления кремния — радикальном термическом окислении с генерацией водяного пара у поверхности Si (in situ steam generation, ISSG) [2] — удается создавать структуры металл–окисел–полупроводник (МОП) высокого качества. Они практически бездефектные, концентрация содержащихся в них электронных ловушек (ЭЛ) невелика и позволяет развиваться эффекту поля. Реализованы структуры с толщинами пленок окисла кремния под затвором в несколько атомных слоев [3]. Материалы — кандидаты на замену SiO<sub>2</sub> несмотря на непрерывное развитие — таких свойств еще не достигли. Таким образом, массовый переход в нанoeлектронной индустрии к изолирующим

слоям из заменяющих SiO<sub>2</sub> диэлектриков или сегнетоэлектриков — это вопрос не ближайшего десятилетия.

Экспериментальные исследования физических явлений в МОП–структурах и контроль качества их изготовления требуют измерений потенциального и зарядового профилей в полупроводнике в окрестности его границы раздела (ГР) с окислом кремния. Информацию об изгибе зон в полупроводнике, падении внешнего напряжения на изоляторе, заряде пограничных ЭЛ и накоплении неосновных носителей заряда у поверхности Si получают из результатов измерений высокочастотной емкости МОП–структур с помощью построенных в рамках классической статистики формул [4]. Для обработки данных высокочастотных вольт–фарадных характеристик (ВЧ ВФХ) необходимо знать значения емкости изолирующего слоя  $C_{из}$ , площади полевого электрода  $S$  и концентрации легирующей примеси в полупроводнике непосредственно у его границы с диэлектриком  $N_D$ . Реальное значение  $S$  устанавливается из оптических измерений. Однако с двумя оставшимися константами сложнее. Во-первых,

для кремниевых МОП-структур известно [5], что в условиях высокотемпературного окисления поверхности Si за счет термостимуляции процессов диффузии легирующей примеси концентрация  $N_D$  у ГР Si-SiO<sub>2</sub> изменяется по сравнению с ее значением в толще полупроводниковых подложек. Отклонения значений концентраций могут быть в разы, что не позволяет вычислять  $N_D$  из значения удельного сопротивления подложки.

Во-вторых, в опытах при комнатной температуре локализованные на ГР Si-SiO<sub>2</sub> ЭЛ перезаряжаются практически во всей области обеднения полупроводника. Поэтому использование с целью определения  $N_D$  в широкой области напряжений формул ВФХ для идеальной МОП-структуры (т.е. в отсутствие перезаряжающихся локализованных электронных состояний) приводит к значительным погрешностям [6].

В-третьих, для образцов с толщинами слоя окисла кремния более 10 нм величина  $C_{из}$  достаточно точно определяется как максимальное значение емкости на плато ВФХ в области глубокого обогащения полупроводника. У МОП-структур со сверхтонким окислом данный диапазон полевых напряжений лежит уже в области существенного повреждения или пробоя. Поэтому такой экспериментальный подход не применим. Вместе с тем на свойства сверхтонкого окисла существенно влияют переходные слои, где диэлектрическая проницаемость изменяется от значения в кремнии до величины в массивном окисле, доля этих слоев в общем объеме — десятки процентов. Строгая величина емкости изолятора определяется как

$$C_{из} = S / 4\pi \int_0^H \frac{dz}{\epsilon_{из}(z)}, \text{ где } H \text{ — толщина пленки}$$

SiO<sub>2</sub>,  $\epsilon_{из}(z)$  — профиль диэлектрической проницаемости в окисле кремния,  $z$  — координата по нормали к ГР Si-SiO<sub>2</sub>. Поэтому и расчет значения  $C_{из}$  без знания функции  $\epsilon_{из}(z)$  невозможен. Таким образом, чтобы обработать данные ВЧ ВФХ, полученные для МОП-структур со сверхтонким окислом, необходимо найти из этих же характеристик значения  $C_{из}$  и  $N_D$ .

Цель данной работы — развить и проверить на практике методику определения емкости изолирующего промежутка и концентрации легирующей примеси в полупроводнике непосредственно у его границы с диэлектриком из экспериментальных данных ВЧ ВФХ МОП-структур со сверхтонким окислом.

### 1. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗНАЧЕНИЙ ЕМКОСТИ ИЗОЛИРУЮЩЕГО ПРОМЕЖУТКА И КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ МОП-СТРУКТУРЫ НЕПОСРЕДСТВЕННО У ГРАНИЦЫ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Для определенности будем считать, что структура выращена на кремнии  $n$ -типа. У образцов со сверхтонким окислом величина  $C_{из}$  настолько велика, что в области обогащения полупроводника сопротивление подложки существенно влияет на результаты высокочастотных вольт-емкостных измерений. Поэтому фиксируемая приборами емкость структуры  $C$  и емкость элемента  $n^+$ polySi-SiO<sub>2</sub>-заряженный поверхностный слой кремния  $\bar{C}$  различаются,  $C$  зависит от частоты тестирующего сигнала, а  $\bar{C}$  — нет. Независимо от перезарядки ЭЛ, значения высокочастотных емкостей подчиняются закону сложения:

$$\frac{1}{\bar{C}} = \frac{1}{C_n} + \frac{1}{C_{из}}, \quad (1)$$

где  $C_n$  — емкость заряженной части полупроводниковой подложки у границы раздела с окислом. Падения внешнего напряжения  $V_g$  на изолирующем слое  $V_i$  и на полупроводнике  $V_s$  связаны соотношением

$$V_g = V_i + V_s - \frac{E_F}{q}, \quad \frac{E_F}{T} = \ln \frac{N_c}{N_D}. \quad (2)$$

Здесь  $E_F$  — энергия Ферми электронов в кремнии,  $q$  — элементарный заряд,  $T$  — абсолютная температура в энергетических единицах,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости подложки. В выражениях (1) и (2) не учитываются емкость  $C_e$  и набег потенциала  $V_e$  на заряженной области полевого электрода из поликремния, а также в формуле (2) пренебрегается величиной энергии Ферми в затворе по сравнению со значением в полупроводнике.

Будем считать, что все перезаряжающиеся ЭЛ находятся на ГР Si-SiO<sub>2</sub>. Тогда можно записать

$$C_{из} V_i = qS(p_{sq} + n_s), \quad (3)$$

где  $qn_s$  — заряд единицы площади поверхности полупроводника, связанный с перетеканием свободных электронов при изменении  $V_g$ . Для величин  $C_n$  и  $n_s$  в рамках больцмановского распределения свободных электронов получаются следующие выражения [4]:

$$C_n = \frac{\tilde{C} [1 - \exp(-v_s)]}{2^{1/2} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2}},$$

$$\tilde{C} = S \left( \frac{\epsilon_n q^2 N_D}{4\pi T} \right)^{(1/2)}, \quad (4)$$

$$n_s = \frac{2^{1/2} T \tilde{C}}{q^2 S} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2} \text{sign } v_s \dots \quad (5)$$

Здесь  $\tilde{C}$  — емкость полупроводника в состоянии плоских зон ( $V_s = 0$ ),  $v_s = -(qV_s/T)$  — безразмерный изгиб зон в кремнии ( $v_s > 0$  при обеднении и  $v_s < 0$  при обогащении),  $\varepsilon_{\Pi}$  — диэлектрическая проницаемость подложки,

$$\text{sign } v_s = \begin{cases} 1, & v_s > 0, \\ -1, & v_s < 0. \end{cases}$$

Формулы (4), (5) получены для состояний обеднения или не слишком высокого обогащения поверхности полупроводника в отсутствие вырождения. Классическое распределение для электронов в состоянии обогащения кремния справедливо при условии  $(E_F - E_d/T) + v_s \gg 1$  ( $E_d$  — энергия активации электрона с мелкого донора,  $v_s < 0$ ). Для концентраций легирования не более  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , это неравенство выполняется при комнатной температуре практически во всем диапазоне измерений, не повреждающих образец. Из равенства (3) с учетом выражений (2) и (5) получаем

$$p_{sq} = -\frac{T}{Sq^2} \left[ C_{\text{из}} \left( \frac{qV_g}{T} + v_s + \frac{E_F}{T} \right) + 2^{1/2} \tilde{C} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2} \text{sign } v_s \right]. \quad (6)$$

Полевой электрод из сильнолегированного (порядка  $10^{20} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) поликремния и подложка принципиально различаются. Сильнолегированные материалы относятся к неупорядоченным полупроводникам, для которых представления об отдельных заряженных и нейтральных атомах примеси не действуют. Поверхностный потенциал неупорядоченного полупроводника с помощью эффекта поля изменяется незначительно, также практически невозможно сколько-нибудь заметно уменьшить барьерную емкость на контакте, повышая обедняющий изгиб зон [7]. Таким образом, в условиях возможного проявления  $C_e$  в измерениях ВЧ ВФХ на участке, связанном с обогащением полупроводника, можно считать, что эта емкость постоянна и отвечает условиям плоских зон для затвора. Из линеаризованного уравнения, описывающего экранирование и изгиб зон в сильнолегированном полупроводнике [8], получаем, что  $C_e = S\varepsilon_{\Pi}/4\pi r_0$ , где

$$r_0 = \left[ \frac{\varepsilon_{\Pi} \hbar^2}{4q^2 m} \left( \frac{\pi}{3n} \right)^{1/3} \right]^{1/2}$$

— дебаевский радиус экранирования вырожденного электронного газа,  $\varepsilon_{\Pi}$  и  $m$  — диэлектрическая проницаемость и эффективная масса электрона в зоне проводимости кремния,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $n$  — средняя по объему концентрация электронов в полевом электроде. Оценим отношение

$$\frac{C_e}{C_{\text{из}}} = \frac{\varepsilon_{\Pi}}{r_0} \int_0^h \frac{dz}{\varepsilon_{\text{из}}(z)}.$$

При значении  $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$   $r_0$  составляет 1.2 нм. Если принять, что  $h = 4 \text{ нм}$ , зависимость  $\varepsilon_{\text{из}}(z)$  линейная в двух переходных слоях, каждый толщиной 0.8 нм [9], то для отношения емкостей получим  $C_e/C_{\text{из}} = 8.4$ . Следовательно, для МОП-структур с толщинами изолирующего промежутка более 2 нм (при толщинах меньше размера двух переходных слоев нельзя говорить о  $\text{SiO}_2$  как о составе материала изолирующей пленки) обратная величина емкости полевого электрода играет роль малой добавки к  $C_{\text{из}}^{-1}$ , не изменяющейся с ростом напряжения.

При известных значениях емкостей  $C_{\text{из}}$ ,  $\tilde{C}$  и площади полевого электрода  $S$  система уравнений (1), (2), (4)–(6) позволяет из экспериментальной зависимости  $\tilde{C}(V_g)$  построить потенциальный и зарядовый рельефы, реализующиеся на опыте в МОП-структуре. Функция  $v_s(V_g)$  вычисляется из соотношений (1) и (4), причем с учетом того, что  $\tilde{C}(V_g)$  монотонно растущая, а  $C_{\Pi}(v_s)$  — падающая зависимости, связь изгиба зон с полевым напряжением получается однозначной. Неточности, обусловленные отбрасыванием  $C_e^{-1}$ , могут сказываться на функции  $v_s(V_g)$  только при напряжениях, отвечающих сильному обогащению полупроводника. Но в этой области  $V_g$  искомая зависимость имеет вид

$$v_s \approx 2 \ln \left\{ \frac{\tilde{C}}{2^{1/2}} \left[ \frac{1}{C_{\text{из}}} - \frac{1}{\tilde{C}(V_g)} \right] \right\},$$

слабо чувствительный к погрешности  $C_{\text{из}}$ . Выражение для  $V_i$  получаем из формулы (2)

$$V_i = V_g + \frac{E_F}{q} + \frac{T v_s(V_g)}{q},$$

величины  $n_s$  и  $p_{sq}$  вычисляются из равенств (5) и (6). Из-за того, что слагаемые в выражении (6), пропорциональные  $C_{\text{из}}$  и  $\tilde{C}$ , реально имеют разные знаки, даже малые ошибки в значении изгиба зон, обусловленные неучетом емкости  $C_e$ , могут фатально исказить функцию  $p_{sq}(V_g)$  при напряжениях из области достаточно сильного обогащения полупроводника.

Перейдем непосредственно к алгоритму определения значений емкостей  $C_{\text{из}}$  и  $\tilde{C}$  по экспериментальной зависимости  $\tilde{C}(V_g)$ . Следует указать, что при произвольной связи  $p_{sq}$  и  $V_g$  данные построения невозможны. Реализация подхода требует существования на ВФХ участка, где характеристика образца практически «идеальна» [4],

т.е. соблюдается условие  $\frac{dp_{sq}}{dV_g} \approx 0$ , точнее говоря,

требуется выполнение неравенства

$$\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right| \ll \frac{C_i}{Sq} \quad (7a)$$

или в области обогащения полупроводника, эквивалентного ему соотношения

$$\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right| \ll \left| \frac{dn_s}{dV_g} \right|. \quad (76)$$

График типичной зависимости плотности ЭЛ в МОП-структурах от энергии имеет форму U-образной линии [9]. Поэтому для полевых напряжений, отвечающих положению уровня Ферми на ГР Si-SiO<sub>2</sub> в окрестности минимума спектральной кривой ЭЛ, условия (7а) и (7б), как правило, выполняются. Обозначим V<sub>I</sub> и V<sub>II</sub> нижнюю и верхнюю границы области V<sub>g</sub>, где величина  $\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right|$  минимальна, а неравенства (7а) или (7б) справедливы. (Подробнее см. далее.)

Продифференцируем выражения (1) и (6) по V<sub>g</sub> и исключим из них производную  $\frac{dv_s}{dV_g}$ . Получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} - \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} = \\ = \frac{Sq^2\bar{C}}{T\bar{C}^2 C_{из}} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \frac{dp_{sq}}{dV_g}. \end{aligned} \quad (8а)$$

Если пренебречь  $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$ , то уравнение (8а) переходит в приближенное равенство (данное соотношение использовалось в [6] для определения из измеренных ВФХ МОП-структур с известным значением C<sub>из</sub> величины N<sub>D</sub>), справедливое в диапазоне полевых напряжений V<sub>I</sub> ≤ V<sub>g</sub> ≤ V<sub>II</sub>, где ВФХ близка к идеальной:

$$\frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} \cong \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3}. \quad (8б)$$

Отметим, что в условиях, когда интервал (V<sub>I</sub>, V<sub>II</sub>) оказывается в области сильного обеднения полупроводника, т.е. v<sub>s</sub> >> 1, уравнение (8б) переходит в известную [4] связь между производной по V<sub>g</sub> от  $\bar{C}^{-2}$  и концентрацией легирования N<sub>D</sub> (см. выражение (4) для  $\tilde{C}$ ).

Неточности, возникающие из-за пренебрежения  $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$  и отбрасывания C<sub>e</sub><sup>-1</sup> при построении v<sub>s</sub>(V<sub>g</sub>), препятствуют строгому выполнению равенства (8б). Поэтому для определения приближенных значений C<sub>из</sub> и  $\tilde{C}$  удобно перейти к минимизации функционала Ω(C<sub>из</sub>,  $\tilde{C}$ ):

$$\Omega(C_{из}, \tilde{C}) = \frac{1}{(V_{II} - V_I)} \times$$

$$\times \int_{V_I}^{V_{II}} \left[ \frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} - \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \right]^2 dV_g. \quad (9)$$

Искомыми являются те значения емкостей C<sub>из</sub>,  $\tilde{C}$ , при которых величина Ω минимальна. В выражении (9) безразмерный изгиб зон v<sub>s</sub> — это функция V<sub>g</sub>, строящаяся из равенств (1) и (4) для каждой пары C<sub>из</sub>,  $\tilde{C}$ . Процесс определения экстремума Ω удобно проводить итерациями, последовательно сужая рассматриваемые области C<sub>из</sub> и  $\tilde{C}$  вокруг точек минимума из предыдущего приближения. Начинать перебор значений C<sub>из</sub> и  $\tilde{C}$  разумно с интервалов C<sub>из\*</sub> < C<sub>из</sub> < 2C<sub>из\*</sub>,  $\tilde{C}_*/2 < \tilde{C} < 2\tilde{C}_*$ . Здесь C<sub>из\*</sub> — максимальная величина экспериментальной  $\tilde{C}$ ,  $\tilde{C}_*$  — емкость в состоянии плоских зон, отвечающая концентрации N<sub>D</sub>, вычисленной из значения удельного сопротивления подложки. При этом, если после начальной итерации точка минимума Ω окажется на границе выбранного интервала, то область перебора необходимо расширить за эту границу.

Для реальной МОП-структуры найденные по экстремуму функционала (9) значения C<sub>из</sub> и  $\tilde{C}$  являются приближенными. Оценим точность получающихся результатов и применимость предлагаемого алгоритма. Приписывая величинам емкостей, минимизирующим Ω, индекс m, а точным значениям — ex, введем разности Δ<sub>из</sub> = (C<sub>из</sub>)<sub>m</sub> - (C<sub>из</sub>)<sub>ex</sub>,  $\tilde{\Delta} = \tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}$ . Полагая, что данные разности малы по сравнению с емкостями (C<sub>из</sub>)<sub>ex</sub> и  $\tilde{C}_{ex}$  соответственно, значение функционала Ω<sub>ex</sub> при точных параметрах (C<sub>из</sub>)<sub>ex</sub> и  $\tilde{C}_{ex}$  можно выразить в виде квадратичного разложения Ω по Δ<sub>из</sub>,  $\tilde{\Delta}$  в окрестности точки минимума:

$$\Omega_{ex} = \Omega_{min} + A \frac{\Delta_{из}^2}{2} + B \Delta_{из} \tilde{\Delta} + D \frac{\tilde{\Delta}^2}{2}, \quad (10)$$

где

$$A = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial C_{из}^2} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m},$$

$$B = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial C_{из} \partial \tilde{C}} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m},$$

$$D = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \tilde{C}^2} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m}.$$

Величины Ω<sub>min</sub>, A, B и D вычисляются в процессе построения экстремума функционала Ω. Квадратичная форма (10) должна быть не отрицательна

при любых  $\Delta_{из}$  и  $\tilde{\Delta}$ , что накладывает на коэффициенты разложения условия:  $A > 0$ ,  $AD > B^2$ . Из уравнения (8а) получаем

$$\Omega_{ex} = \frac{1}{(V_{II} - V_I)} \left( \frac{Sq^2}{T\tilde{C}_m^2(C_{из})_m} \right)^2 \times \int_{V_I}^{V_{II}} \left[ \frac{\bar{C} |1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)| \frac{dp_{sq}}{dV_g}}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \right]^2 dV_g. \quad (11)$$

Функции  $v_s(V_g)$  и  $p_{sq}(V_g)$ , фигурирующие в (11), соответствуют емкостям  $(C_{из})_m$  и  $C_m$ . По смыслу минимума должно выполняться условие  $\Omega_{ex} \geq \Omega_{min}$ . Другое следствие разложения (10) — это выражения для максимально возможных отклонений емкостей, получающихся при минимизации функционала (9), от точного значения — фактически оценки предельной погрешности алгоритма:

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq \left[ \frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})D}{AD - B^2} \right]^{1/2},$$

$$|\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq \left[ \frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})A}{AD - B^2} \right]^{1/2}. \quad (12a)$$

Следует указать на трудности использования соотношений (12а) при обработке экспериментальных данных. Реально крутизна зависимостей функционала  $\Omega$  от  $C_{из}$  и  $C$  абсолютно разная:  $D \gg B \gg A$ . Надежно можно получить значения только коэффициентов  $A$  и  $D$ , для определения  $B$  требуется исключительно высокая точность измерений и вычислений (подробнее этот вопрос будет обсуждаться далее). Поэтому кроме формул (12а), приведем упрощенные соотношения, строго говоря, справедливые при  $AD \gg B^2$ :

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq \left[ \frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})}{A} \right]^{1/2},$$

$$|\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq \left[ \frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})}{D} \right]^{1/2}. \quad (12б)$$

## 2. АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ И ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЕВОЙ МОП-СТРУКТУРЫ СО СВЕРХТОНКИМ ОКИСЛОМ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ВЧ ВФХ

Для того чтобы применить на практике развитый в предыдущем разделе алгоритм определения емкостей  $C_{из}$  и  $C$  по экспериментальным ВФХ, необходима высокая точность измерений и маленький шаг фиксации полевого напряжения. Для демонстрации разработанного алгоритма

и иллюстрации полученных теоретических результатов нужно обработать ВФХ реального образца. По графикам, представленным в работах других авторов, без возможности доступа к цифровым значениям зависимости емкости от напряжения и величинам параметров структуры, выполнить необходимые расчеты невозможно. Поэтому нами были проведены собственные, вообще говоря, не имеющие научной новизны, высокочастотные измерения ВФХ Al–n–Si–МОП-структур. Измерения проводили при комнатной температуре, площадь полевого электрода была  $S = 1.6 \times 10^{-3} \text{ см}^2$ . Слой  $\text{SiO}_2$ , толщина которого 4.2 нм ( $H$  определена по данным оптических измерений) был выращен при высокотемпературном окислении (100) кремния. Концентрация доноров в затворе составляла  $N_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , удельное сопротивление подложки  $n$ -типа было 4.5 Ом см, а толщина 0.07 см.

Особенностью МОП-структур со сверхтонким окислом является то, что на результаты измерений высокочастотного импеданса влияет сопротивление подложки  $R_b$ . Для определения искомой зависимости  $\bar{C}(V_g)$  и величины  $R_b$  был использован так называемый метод двух частот [10, 11]:

$$\bar{C} = \frac{C_1 C_2 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}{C_2 \omega_2^2 - C_1 \omega_1^2},$$

$$R_b = \frac{1}{C_1 C_2} \left[ \frac{(C_2 \omega_2^2 - C_1 \omega_1^2)(C_1 - C_2)}{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  — емкости, зафиксированные в одном и том же состоянии МОП — структуры на циклических частотах тестирующего напряжения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно. Измерения проводили на сигналах 1 МГц ( $C_1$ ) и 0.5 МГц ( $C_2$ ) в динамическом режиме:  $V_g$  изменялось со скоростью 1 мВ/с

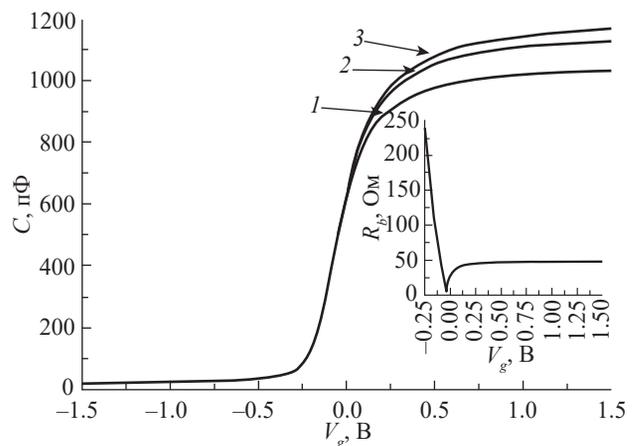


Рис. 1. Высокочастотные вольт-фарадные характеристики и сопротивление кремниевой подложки: емкостные кривые 1 — 1 МГц, 2 — 0.5 МГц, 3 —  $\bar{C}$ . На вставке — зависимость сопротивления подложки от полевого напряжения, вычисленная по формуле (13).

от  $-1.5$  до  $+1.5$  В, значения емкостей фиксировались через  $0.01$  В; использовался прецизионный измеритель LCR Agilent E4980A. Кривые ВФХ и функция  $R_b(V_g)$  показаны на рис. 1.

Величину сопротивления подложки нужно определять в области максимального обогащения полупроводника. Дело в том, что с уменьшением полевого напряжения емкость структуры падает, графики  $C_1(V_g)$ ,  $C_2(V_g)$  сливаются (рис. 1) и значение модуля разности  $C_1 - C_2$  выходит за пределы точности измерений. В результате плато на кривой  $R_b(V_g)$  в области обогащения сменяется не физическими перепадами и ростом  $R_b$  (см. вставку на рис. 1). Сопротивление, определенное при  $V_g = 1.5$  В, составило  $R_b = 48.2$  Ом. Это значение меньше вычисленного из величины удельного сопротивления подложки по формулам для плоского прямоугольника более чем в 4 раза. Такое расхождение не удивительно, поскольку радиус полевого электрода  $0.04$  см почти в два раза меньше толщины подложки. Поэтому эффекты растекания существенно увеличивают проводимость подложки.

Поиск окна, где ВФХ близка к идеальной, проводили последовательным сужением интервала ( $V_I, V_{II}$ ) в несколько итераций. В качестве первого приближения использовалась вся область измерений  $V_I = -1.5$  В,  $V_{II} = 1.5$  В. На каждой итерации находили значения  $C_i$  и  $C_{sfb}$ , при которых функционал (9) минимален, на их основе по формулам (1), (4)–(6) строили функции  $v_s(V_g)$ ,  $p_{sq}(V_g)$ . На зависимости  $p_{sq}(V_g)$  определяли отрезок с наименьшими значениями  $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$ ; после этого его границы принимались за новые величины  $V_I, V_{II}$  и происходил переход к следующей итерации. Было проведено три последовательных приближения и установлены окончательные значения  $V_I = -0.39$  В,  $V_{II} = -0.19$  В. Отметим, что в случае больших концентраций ЭЛ, когда величина  $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$  ни при каких  $V_g$  не удовлетворяет неравенству (7а), нужно переходить к измерениям при пониженных температурах. «Вымораживание» ловушек существенно замедляет их перезарядку и снижает модуль производной  $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$ .

Процесс нахождения минимума функционала (9) строили также методом последовательных приближений. Значение максимальной измеренной емкости составило  $C_{из*} = 1164.9$  пФ, а вычисленной из величины удельного сопротивления подложки емкости полупроводника в состоянии плоских зон —  $\tilde{C}_* = 268.7$  пФ. На первом этапе величины  $C_{из}$  задавались с шагом  $20$  пФ в интервале  $(C_{из*}, 2C_{из*})$ , а  $\tilde{C}$  — через  $2$  пФ на отрезке  $[\tilde{C}_*/2, 2\tilde{C}_*]$ . По выражению (9) рассчитывали

числа  $\Omega$  для всех выбранных значений емкостей и фиксировали пару  $C_{из}, \tilde{C}$  с минимальным  $\Omega$ . После этого вокруг данной пары составлялась новая, более узкая по сравнению с предыдущей, область перебора величин  $C_{из}, \tilde{C}$  и осуществлялся переход к следующей итерации, где минимизация функционала  $\Omega$  повторялась. Всего было выполнено пять приближений, на последнем из них шаги перебора составили  $0.1$  пФ по  $C_{из}$  и  $0.05$  пФ по  $\tilde{C}$ .

Сформулируем окончательные результаты применения развитого алгоритма: область полевых напряжений, где ВФХ наиболее близка к идеальной, равна  $-0.39\text{В} \leq V_g \leq -0.19\text{В}$ ;  $(C_{из})_m = 1248.7$  пФ,  $\tilde{C}_m = 163.0$  пФ,  $\Omega_{\min} = 1.085 \times 10^{18} \Phi^{-2} \text{В}^{-2}$ . Расхождение значений  $(C_{из})_m$  и  $C_{из*}$  составляет всего  $7\%$ ,

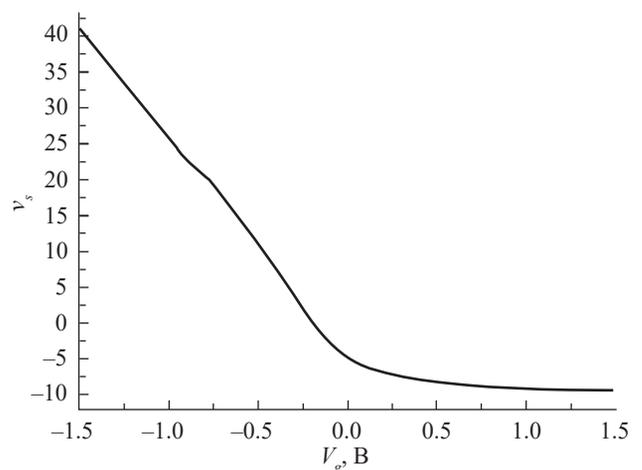


Рис. 2. Зависимость безразмерного изгиба зон в полупроводнике от полевого напряжения.

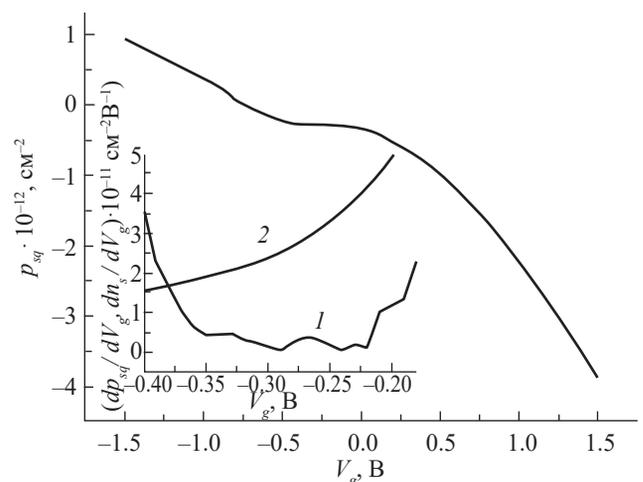


Рис. 3. Зависимость суммарной концентрации встроенного заряда, зарядов электронных ловушек и неосновных носителей заряда на контакте Si–SiO<sub>2</sub> от полевого напряжения. На вставке — окно  $V_g$ , где характеристика наиболее близка к идеальной; кривая 1 — производная от  $p_{sq}$  по напряжению, кривая 2 — производная от  $n_s$  по напряжению.

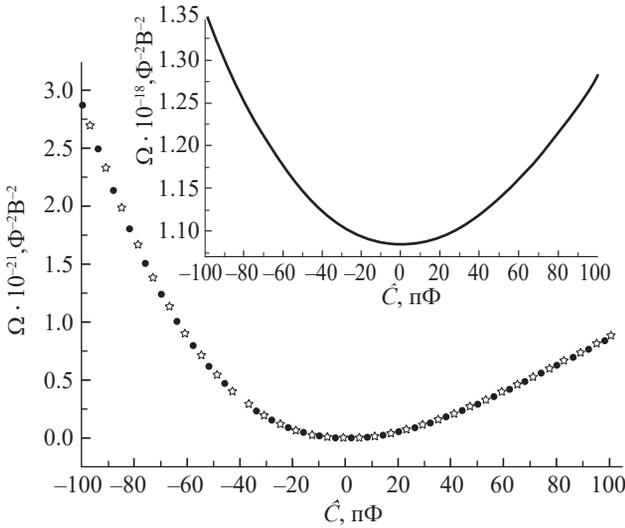


Рис. 4. Зависимость функционала  $\Omega$  от  $C_{из}$  и  $\tilde{C}$  вблизи точки минимума:  $\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m)$  (сплошная линия),  $\Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \tilde{C})$  (точки),  $\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m + \tilde{C})$  (звездочки). Переменная  $\tilde{C}$  является отклонением емкостей  $C_{из}$  и  $\tilde{C}$  от значений в минимуме функционала  $\Omega$ .

а  $\tilde{C}_m$  меньше  $\tilde{C}_*$  в 1.6 раза. Таким образом, концентрация доноров непосредственно у ГР Si–SiO<sub>2</sub> в 2.56 раза меньше, чем в объеме кремниевой подложки, что подтверждает тезис [5], высказанный во Введении, о роли процессов диффузии легирующей примеси при высокотемпературном окислении. Графики  $v_s(V_g)$  и  $p_{sq}(V_g)$  показаны на рис. 2 и 3.

Отметим хорошее выполнение неравенства (7а) в окне  $V_g$ , где ВФХ наиболее близка к идеальной (см. вставку к рис. 3). В данной области полевых напряжений величина  $(C_{из})_m/Sq$  приближенно равна  $5 \times 10^{12} \text{см}^{-2} \text{В}^{-1}$ , а безразмерный изгиб зон в кремнии уменьшается от 7 до 0. Вычисленное по формуле (11) значение  $\Omega_{ex}$  составляет  $1.254 \times 10^{18} \Phi^{-2} \text{В}^{-2}$ . На рис. 4 приведены зависимости функционала (9) от  $C_{из}$  и  $\tilde{C}$  вблизи точки минимума.

Показаны три функции  $\Omega$  от переменной  $\tilde{C}$ , являющейся отклонением емкостей от значений в минимуме:

$$\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m), \quad \Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \tilde{C}), \\ \Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m + \tilde{C}).$$

Поскольку

$$\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m) = \Omega_{\min} + A \frac{\tilde{C}^2}{2}, \\ \Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \tilde{C}) = \Omega_{\min} + D \frac{\tilde{C}^2}{2},$$

то из сопоставления кривых 1 и 2 на рис. 4 с данными формулами получаем

$$A = 4.9 \times 10^{37} \Phi^{-4} \text{В}^{-2}, \quad D = 3.3 \times 10^{41} \Phi^{-4} \text{В}^{-2}.$$

Отметим, что при одинаковых величинах  $\tilde{C}$  разница значений функционала у кривых 3 и 2 мала — она на два порядка меньше, чем  $\Omega$ . Для кривой 3 на рис. 4 справедливо равенство

$$\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m + \tilde{C}) = \Omega_{\min} + \left( \frac{A+D}{2} + B \right) \tilde{C}^2,$$

но

$$\Omega((C_{из})_m + \tilde{C}, \tilde{C}_m + \tilde{C}) \approx \Omega_{\min} + D \frac{\tilde{C}^2}{2}.$$

Поэтому для определения значения коэффициента  $B$  приходится вычитать одно большое число из другого, практически равного ему по величине. Эта некорректная операция приводит к выходу за пределы точности расчетов и невозможности нахождения надежного значения  $B$ . Таким образом, в соответствии с неравенствами (12б) отклонения значений емкостей, получающихся по развитому алгоритму, от точных не более следующих:

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq 83 \text{ пФ}, \quad |\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq 1 \text{ пФ}.$$

Следовательно, для наших образцов точность определения емкости окисла составляет 6.6% (точнее говоря, речь идет о комбинации  $C_{из}C_e/(C_{из} + C_e)$ ), а емкости полупроводника в состоянии плоских зон — 0.6%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирован алгоритм определения из экспериментальных высокочастотных ВФХ Si–МОП-структур со сверхтонким слоем окисла кремния емкости изолирующего промежуточного слоя и концентрации легирующей примеси непосредственно у ГР Si–SiO<sub>2</sub>. Получены выражения для оценки предельной погрешности развитого подхода. Применение разработанного метода и иллюстрация теоретических результатов на экспериментальных характеристиках реальной Si–МОП-структуры показали его достаточно высокую точность и возможность использования при высокочастотных измерениях. Подчеркнем еще раз перспективность высокочастотных измерений при электрофизических исследованиях настоящих и будущих наноразмерных структур. Понятие «высокочастотные» накладывает определенные требования только на периоды тестирующего сигнала. Они должны быть много меньше характерных времен перезарядки ЭЛ и рождения дырок; успевать реагировать на тест должны только свободные электроны. Зато скорости изменения полевого напряжения и других внешних воздействий на образец могут быть произвольными. Это позволяет исследователям проводить

высокочастотные эксперименты в самых разных физических условиях: от квазистационарных до измерений во времени после ступенчатого изменения внешнего фактора. Большой объем вычислений, необходимый для обработки данных ВФХ, компенсируется построением в зависимости от изменения внешних параметров таких важных характеристик структуры, как изгиб зон в полупроводнике, падение напряжения на изолирующей промежутке и суммарная плотность заряженных ЭЛ и неосновных носителей заряда.

Укажем также на возможности использования разработанного алгоритма для структур металл–диэлектрик–полупроводник с изолирующим слоем из заменяющих окисел кремния материалов. В связи с неизбежным уменьшением толщин новых изоляторов у исследователей и разработчиков возникнет необходимость учитывать влияние переходных слоев на величины емкостей диэлектрических промежутков. Методы определения по экспериментально полученным ВФХ подобных структур емкостей изолирующих слоев могут быть развиты на основе предложенного в данной работе подхода.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (№ 075-01110-23-01).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zwanenburg F.A., Dzurak A.S., Morello A. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 2013. V. 85. № 3. P. 961. DOI:10.1103/RevModPhys.85.961.
2. *Черняев М.В., Горохов С.А., Патюков С.И., Резванов А.А.* // *Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника.* 2022. № 3. С. 31. DOI: 10.7868/S2410993222030058.
3. *Muller D.A., Sorsch T., Moccio S. et al.* // *Nature.* 1999. V. 399. № 6738. P. 758. DOI: 10.1038/21602.
4. *Sze S.M., Kwok K. Ng.* *Physics of Semiconductor Devices.* 3rd ed. N.Y.: John Wiley @ Sons, 2007.
5. *Nicollian E.H., Brews I.R.* *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.* N.Y.: John Wiley @ Sons, 1982.
6. *Гольдман Е.И., Кухарская Н.Ф., Левашов С.А., Чучева Г.В.* // *ФТП.* 2019. Т. 53. № 1. С. 46. DOI: 10.21883/FTP.2019.01.46985.8802.
7. *Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайнер Р. и др.* *Электронная теория неупорядоченных полупроводников.* М.: Наука, 1981. С. 22.
8. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* *Физика полупроводников и полупроводниковых приборов. Электронные свойства легированных полупроводников.* М.: Наука, 1979. С. 316.
9. *Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П.* *Электроника слоев на кремнии.* Л.: Изд-во ЛГУ, 1988.
10. *Lonnum L.F., Johannessen J.S.* // *Electron. Lett.* 1986. V. 22. № 9. P. 456. DOI: 10.1049/el:19860310
11. *Kevin J.Y., Chenming H.* // *IEEE Trans.* 1999. V. ED-46. № 7. P. 1500. DOI: 10.1109/16.772500

## DETERMINATION OF CONSTANTS AND CONSTRUCTION OF FIELD DEPENDENCES OF PARAMETERS OF METAL-OXIDE-SEMICONDUCTOR STRUCTURES WITH ULTRATHIN LAYERS OF SILICON OXIDE BASED ON THEIR EXPERIMENTAL HIGH-FREQUENCY VOLTAGE-CAPACITANCE-CHARACTERISTICS

**D. A. Belorусov, E. I. Goldman, G. V. Chucheva\*, I. A. Shusharin**

*Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Vvedensky sq. 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russian Federation*

*\*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru*

Received December 13, 2023, revised December 13, 2023, accepted January, 24, 2024

An algorithm has been developed for determining from experimental field dependences the high–frequency impedance of silicon structures with an ultrathin (less than 5 nm) SiO<sub>2</sub> layer of the insulating gap capacity and concentration of dopant directly at the Si–SiO<sub>2</sub> interface. Relations allowing to estimate marginal errors of the developed approach are obtained. The proposed method is applied to experimental characteristics of the metal–oxide–semiconductor structure with a thickness of SiO<sub>2</sub> 4.2 nm. It is shown that the developed algorithm has sufficiently high accuracy and accessibility for use in processing high–frequency measurement data.

*Keywords:* metal-oxide-semiconductor structures, ultrathin insulating layer, high-frequency voltage-capacitance-characteristics