

05:06

Эквивалентная схема замещения кремниевых диодов, облученных высокими флюенсами электронов

© Н.А. Поклонский,¹ Н.И. Горбачук,¹ С.В. Шпаковский,² А. Wieck³¹ Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Белоруссия

e-mail: poklonski@bsu.by

² УП „Завод Транзистор“, Научно-производственное объединение „Интеграл“,
220064 Минск, Белоруссия³ Ruhr-Universitaet Bochum,
D-44780 Bochum, Germany

(Поступило в Редакцию 25 февраля 2010 г.)

Исследованы кремниевые диоды с $p^+ - n$ -переходом, изготовленные на слое легированного фосфором эпитаксиального кремния (толщина $48 \mu\text{m}$, удельное сопротивление $\rho = 30 \Omega \cdot \text{cm}$), выращенном на кремниевых пластинах, легированных сурьмой (плоскость (111), $\rho = 0.01 \Omega \cdot \text{cm}$). Диоды были облучены высокоэнергетичными (3.5 MeV) электронами флюенсами от $5 \cdot 10^{15}$ до $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Показано, что традиционная схема замещения диода, составленная из последовательно соединенного резистора и параллельной RC -цепи, не описывает зависимость электрических потерь $\text{tg} \delta$ от частоты переменного тока f в диапазоне $10^2 - 3 \cdot 10^7 \text{ Hz}$. Предложена эквивалентная схема замещения, учитывающая наряду с емкостью и активным сопротивлением базы n -типа, возросшим вследствие компенсации мелких доноров радиационными дефектами, зависимость емкости области пространственного заряда от частоты f , обусловленную запаздыванием перезарядки радиационных дефектов с глубокими уровнями.

Введение

Актуальность развития методик емкостной спектроскопии обусловлена широким распространением радиационных технологий [1] при изготовлении быстродействующих биполярных полупроводниковых приборов на кремнии, а также использованием широкозонных полупроводников (например, карбида кремния [2]) в электронике. При этом возникает необходимость исследования материалов и приборов, значения времени жизни неравновесных носителей заряда в которых сопоставимы или меньше времени максвелловской релаксации [3–5]. Это приводит к тому, что импеданс базы диода в диапазонах частот $10^4 - 10^7 \text{ Hz}$ приближается по величине к импедансу $p - n$ -перехода и вносит тем самым значительный вклад в измеренные значения активного сопротивления и емкости диода. Сложности в интерпретации экспериментальных данных (например, вольт-фарадных характеристик [4,6–10]) препятствуют непосредственному использованию методов емкостной спектроскопии в их традиционной форме и требуют либо проведения дополнительных вычислений [6,11–13], либо построения новых эквивалентных схем замещения (ЭС) [7,8,14,15]. Перезарядка дефектов с глубокими уровнями еще более усложняет частотную зависимость импеданса диодов [16] и затрудняет практическое использование методов емкостной спектроскопии.

Цель настоящей работы — предложить эквивалентную схему замещения облученных высокими флюенсами электронов кремниевых диодов с $p^+ - n$ -переходами, учитывающую сопротивление и емкость базы n -типа, а также зависимость емкости области пространствен-

ного заряда от частоты переменного тока, вызванную запаздыванием перезарядки радиационных дефектов с глубокими уровнями в запрещенной зоне.

1. Методика эксперимента

Диоды изготавливались на кремниевых пластинах, легированных сурьмой (плоскость (111), удельное сопротивление $\rho = 0.01 \Omega \cdot \text{cm}$, толщина $460 \mu\text{m}$), с эпитаксиально наращенным слоем легированного фосфором кремния (толщина $48 \mu\text{m}$, удельное сопротивление $\rho \approx 30 \Omega \cdot \text{cm}$). Исходная концентрация мелких ионизированных доноров, определенная методом вольт-фарадных характеристик, составляла $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Область анода p^+ -типа в эпитаксиальном слое n -типа создавалась ионной имплантацией бора (энергия 60 keV , доза $20 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) с последующим отжигом дефектов и разгонкой примеси в окислительной атмосфере при температуре 1200°C в течение 8 h (глубина залегания $p^+ - n$ -перехода $x_j \approx 12 \mu\text{m}$, площадь $S = 9.43 \text{ mm}^2$). Далее пластины утоньшались до $270 \mu\text{m}$. Контакты к планарной и обратной стороне $p^+ - n$ -структур формировались термическим напылением алюминия.

Диоды облучались электронами с энергией 3.5 MeV при комнатной температуре. Режим облучения — импульсный; частота повторения импульсов — 200 Hz ; длительность импульса — $5 \mu\text{s}$; плотность потока электронов в импульсе — $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; флюенс Φ облучения составлял $5 \cdot 10^{15}$, 10^{16} и $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Изохронный (30 min) отжиг радиационных дефектов проводился в диапазоне температур $T_a = 200 - 450^\circ\text{C}$.

Измерения импеданса и тангенса угла электрических потерь диодов выполнялись при комнатной температуре на измерителях LCR Agilent 4284A (Ruhr-Universitaet Bochum, Germany) и Agilent 4285A. Исследования проводились в диапазоне частот переменного тока от 25 Hz до 30 MHz при амплитуде синусоидального напряжения 40 mV. Одновременно с измерением на переменном токе на диоды подавалось постоянное напряжение U обратной (до -10 V) полярности.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

2.1. Частотные зависимости тангенса угла электрических потерь и выбор эквивалентной схемы замещения

На рис. 1 показаны зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ диодов от частоты f переменного тока при напряжении смещения $U = 0$. Видно, что для облученных электронами диодов зависимости $\text{tg } \delta(f)$ немонотонны и в области частот $f > 1$ kHz наблюдается максимум. В окрестности частоты 10 MHz на зависимостях $\text{tg } \delta(f)$ диодов, облученных электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, присутствует второй максимум.

Из рис. 1 и данных работы [17] следует, что на электрические потери диодов значительное влияние оказывает и увеличение флюенса электронов, и отжиг облученных диодов. Ранее (см. [17]) было показано, что существенную роль в формировании вида зависимостей $\text{tg } \delta(f)$ играют вызванные облучением (отжигом) изменения активного сопротивления базовой n -области и слоя объемного заряда диодов. Полученные результаты согласуются с выводами работ [6–9,12,18] и

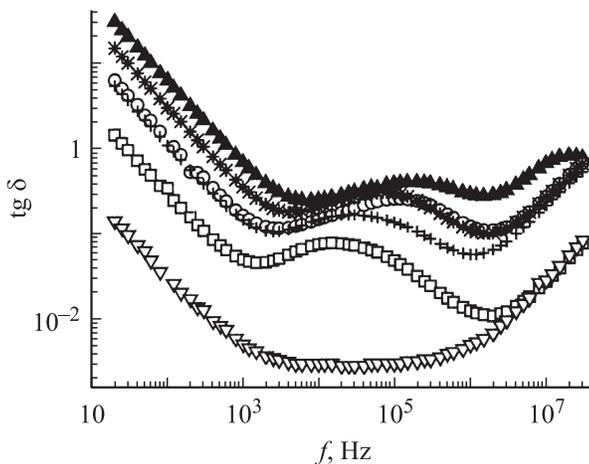


Рис. 1. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ диодов от частоты f переменного тока при напряжении смещения $U = 0$: ∇ — до облучения электронами; $+$ — после облучения электронами флюенсом $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$; $*$ — 10^{16} ; \blacktriangle — $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$; \circ , \square — после облучения электронами $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и отжига при 350 и 400°C соответственно.

подтверждают необходимость при определении концентрации мелкой легирующей примеси (в нашем случае — концентрации ионизированных доноров N_d) учитывать составляющие импеданса Z_d диодов: Z_b — импеданс базы, Z_{pn} — импеданс $p^+ - n$ -перехода (области пространственного заряда), а также Z_t — составляющую импеданса, обусловленную запаздыванием перезарядки глубоких уровней.

Используя развитые в [19] методики импедансной спектроскопии, задачу определения концентрации мелкой ионизированной примеси можно решить следующим образом:

- 1) подобрать ЭС, наиболее полно отражающую процессы переноса заряда в облученных диодах;
- 2) выбрать элемент ЭС, соответствующий емкости области пространственного заряда (ОПЗ), сформированного мелкой ионизированной примесью;
- 3) провести серию измерений частотных зависимостей импеданса диода при различных значениях постоянного напряжения смещения;
- 4) с использованием выбранной ЭС выполнить по методике комплексных нелинейных наименьших квадратов (CNLS) [19] аппроксимацию частотных зависимостей импеданса и определить значения элементов ЭС для различных значений постоянного напряжения смещения;
- 5) построить вольт-фарадную характеристику для элемента ЭС, соответствующего емкости области пространственного заряда, сформированного мелкой ионизированной примесью;
- 6) по вольт-фарадным характеристикам определить концентрацию ионизированной мелкой примеси.

Ключевым этапом предложенного выше алгоритма является выбор эквивалентной схемы замещения диода. Рассмотрим различные эквивалентные схемы замещения диода и проанализируем возможность их использования. Наиболее часто [20] при анализе электрофизических свойств диодов с $p^+ - n$ -переходом при отрицательном напряжении смещения используется эквивалентная схема замещения (см. рис. 2, ЭС № 1), составленная из резистора R_b , последовательно соединенного с параллельной $R_{pn}C_{pn}$ -цепью. Сопротивление резистора R_b соответствует сопротивлению базы n -типа диода, R_{pn} — активному сопротивлению области пространственного заряда (для обратно смещенных облученных диодов R_{pn} определяется генерацией носителей заряда на радиационных дефектах с энергетическими уровнями в глубине запрещенной зоны), C_{pn} — барьерной емкости диода (емкости области пространственного заряда в приближении обеднения).

Однако простейшая схема замещения (№ 1, рис. 2) не позволяет объяснить наличие максимума на экспериментальных зависимостях $\text{tg } \delta(f)$. Это можно продемонстрировать, проведя анализ зависимости $\text{tg } \delta(f)$ на экстремум. По определению [21], тангенс угла электрических потерь равен отношению действительной Z' и мнимой Z'' частей импеданса $Z = Z' + iZ''$. Для данной

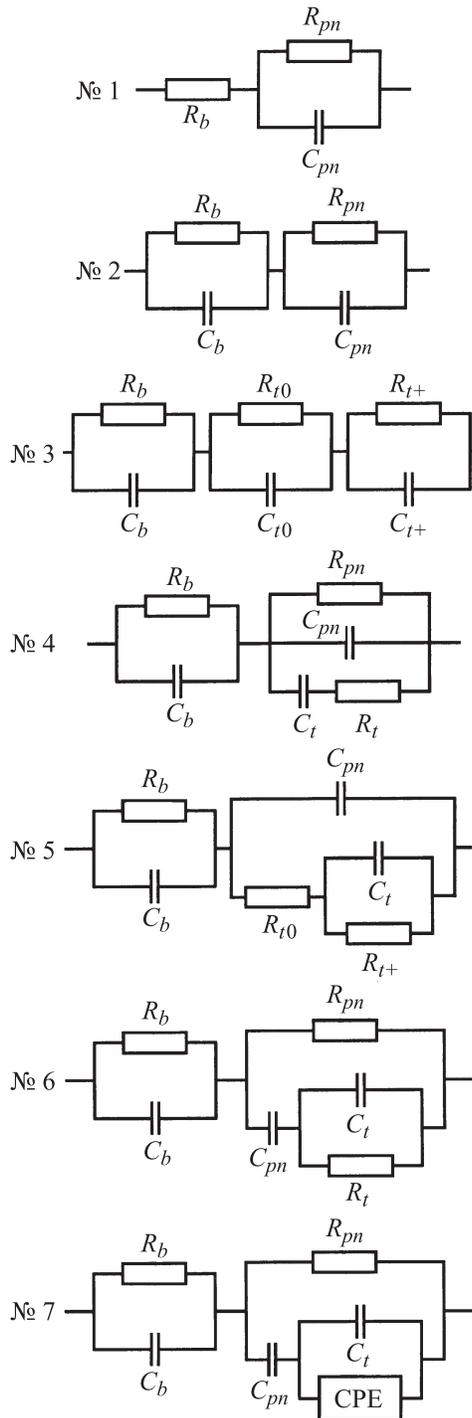


Рис. 2. Эквивалентные схемы замещения облученных электронами диодов.

эквивалентной схемы имеем

$$Z' = R_b + \frac{R_{pn}}{1 + (\omega C_{pn} R_{pn})^2} = R_b + \frac{R_{pn}}{1 + (\omega \tau)^2} = R_b + \frac{R_{pn}}{1 + \nu^2}; \quad (1)$$

$$Z'' = \frac{\omega C_2 R_2^2}{1 + (\omega C_2 R_2)^2} = \frac{\omega \tau R_{pn}}{1 + (\omega \tau)^2} = \frac{\nu R_{pn}}{1 + \nu^2}, \quad (1')$$

где $\tau = R_{pn} C_{pn}$, $\omega = 2\pi f$ — угловая, а $\nu = \omega \tau$ — безразмерная частота.

Тогда из (1) и (1') имеем

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\nu} + \frac{R_b}{R_{pn}} \frac{1 + \nu^2}{\nu}. \quad (2)$$

Из (2) получаем производную $\operatorname{tg} \delta$ по $\nu = \omega \tau$ в виде

$$\frac{d \operatorname{tg} \delta}{d \nu} = (\operatorname{tg} \delta)' = -\frac{1}{\nu^2} + \frac{R_b}{R_{pn}} \frac{\nu^2 - 1}{\nu^2}. \quad (3)$$

Так как отрицательные значения частоты невозможны, то функция $\operatorname{tg} \delta(\nu)$ будет иметь единственный экстремум при $\nu = (1 + R_{pn}/R_b)^{1/2}$. На практике выполняется неравенство, $R_{pn} > R_b$. Учитывая это, имеем следующие знаки производной $(\operatorname{tg} \delta)'$. При $\nu = 1$, т.е. слева от экстремума, $(\operatorname{tg} \delta)' = -1 < 0$. При $\nu = R_{pn}/R_b$, т.е. справа от экстремума, $(\operatorname{tg} \delta)' \approx -(R_b/R_{pn})^2 + R_{pn}/R_b > 0$.

Таким образом, единственный экстремум $\operatorname{tg} \delta(f)$ является минимумом, что не согласуется с представленными на рис. 1 экспериментальными данными для облученных диодов. Поэтому для описания зависимостей $\operatorname{tg} \delta(f)$ облученных кремниевых диодов следует использовать более сложную ЭС, например, эквивалентную схему замещения, составленную из двух последовательно соединенных параллельных RC -цепей (рис. 2, ЭС № 2) [7,20]. Данная схема соответствует модели двуслойного диэлектрика [7,9,21]: область пространственного заряда можно рассматривать в качестве одного из слоев, высокоомную базу — в качестве второго.

Целесообразность использования двух и более RC -цепей следует также из модели пространственного заряда (двойного электрического слоя в диоде), представленной в работах [22,23]. Для объяснения экспериментальных данных работ [6,8] (в том числе и „аномальных“ вольт-фарадных характеристик) авторы [22,23] учли влияние, оказываемое на емкость диода свободными носителями заряда. Область пространственного заряда в модели [23] фактически состоит из двух слоев: в одном из них справедливо приближение обеднения, во втором следует принимать в расчет свободные носители заряда. Отметим также, что наличие участка неполной ионизации глубоких центров [18,20,24] также предполагает „двуслойность“ области пространственного заряда. Таким образом, если следовать моделям [20,22–24], а также учитывать активное сопротивление и емкость базы, то ЭС диодов должна включать в себя, как и было отмечено в [20], три параллельные RC -цепи (см. ЭС № 3, рис. 2).

Необходимость использования более сложных ЭС (по сравнению с № 1 и 2) подтверждается данными рис. 3, на котором для диода, облученного электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, показан годограф $M^* = \omega(-Z'' + iZ')$. Величина M^* пропорциональна так называемому [19] комплексному электрическому модулю $M = C_0 M^* = i\omega C_0 Z$ (где C_0 — емкость вакуумного конденсатора, имеющего геометрию, идентичную геометрии исследуемого диода). Комплексный электрический модуль является величиной, обратной комплексной диэлектрической проницаемости. Он используется,

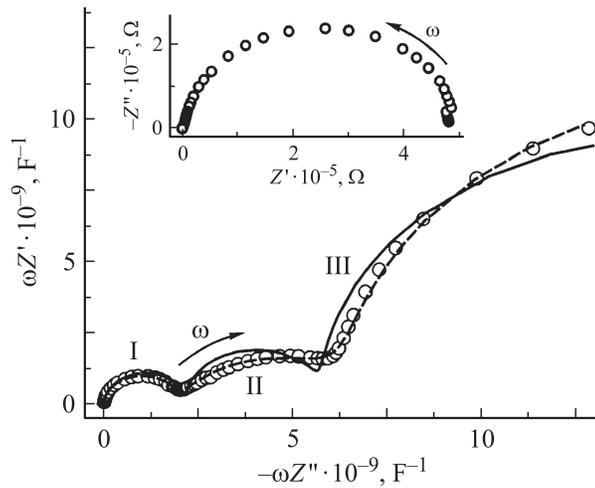


Рис. 3. Годограф комплексного электрического модуля M/C_0 диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. $C_0 = \epsilon_0 S/d$ — емкость „вакуумного“ конденсатора с теми же геометрическими параметрами, что и диод. Экспериментальные данные представлены точками I ; расчеты по результатам аппроксимации с использованием эквивалентных схем замещения, представленных на рис. 2: сплошная кривая — ЭС № 6; пунктир — ЭС № 7. На вставке — годограф импеданса этого же диода.

например, в тех случаях [19], когда его годограф имеет вид, более удобный для анализа. По сравнению с показанным на вставке рис. 3 годографом импеданса, имеющим всего одну „дугу“, на годографе M^* видны две „полные“ (I и II) и „незавершенная дуга“ (III). Центр дуги II смещен вниз относительно действительной оси, а сама она искажена. Одной из возможных эквивалентных схем замещения, соответствующих годографу M^* в виде трех „дуг“, является [19] ЭС из трех последовательно соединенных параллельных RC-цепей (см. рис. 2, № 3). По аналогии с многослойными диэлектриками [21] можно было бы считать, что резисторы R_{r0} и R_{r+} соответствуют активным сопротивлениям и емкостям участков области пространственного заряда, в которых примеси с глубокими уровнями неионизованы и ионизованы соответственно, а R_b и C_b — активному сопротивлению и емкости базы. Однако данная аналогия не является общепотребительной и не дает ощутимых преимуществ при анализе экспериментальных результатов с целью получения информации о концентрации мелкой легирующей примеси.

Отметим также, что ЭС № 3 не является единственно возможной (для такого же числа элементов) эквивалентной схемой, частотная зависимость импеданса которой соответствует виду годографа M^* (см. рис. 3). В принципе она может быть заменена любым потенциально эквивалентным двухполюсником. Эквивалентность в данном случае следует понимать как полную идентичность частотных зависимостей импеданса при условии выполнения определенных соотношений (см. [25])

между величинами импеданса элементов, составляющих двухполюсник.

На рис. 4 показаны двухполюсники A и A' , B и B' , являющиеся потенциально эквивалентными. Элементы двухполюсников Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 могут обладать активным либо реактивным импедансом. Частотные зависимости импеданса A и A' совпадают при выполнении условий [25]:

$$c = a + 1; \quad d = b + 1; \\ e = \frac{a(a+1)(b+1)^2}{(a-b)^2}; \quad f = \frac{b(a+1)^2(b+1)}{(a-b)^2}, \quad (4)$$

где a, b, c, d, e, f — числовые коэффициенты. Частотные зависимости импеданса двухполюсников B и B' совпадают при выполнении условий [25]:

$$b = \frac{a^2}{a+1}; \quad c = \left(\frac{a}{a+1}\right)^2; \quad d = \frac{a}{a+1}, \quad (4')$$

где a, b, c, d — числовые коэффициенты.

Наиболее известными и широко используемыми для анализа частотных зависимостей импеданса полупроводниковых диодов являются модели Саа и Милнса [16]. Используя эквивалентность двухполюсников A и A' , B и B' , рассмотрим возможность применения данных моделей к построению ЭС диодов, облученных высокими флюенсами электронов. В модели, разработанной Саа [16], предполагается аддитивный вклад в при-

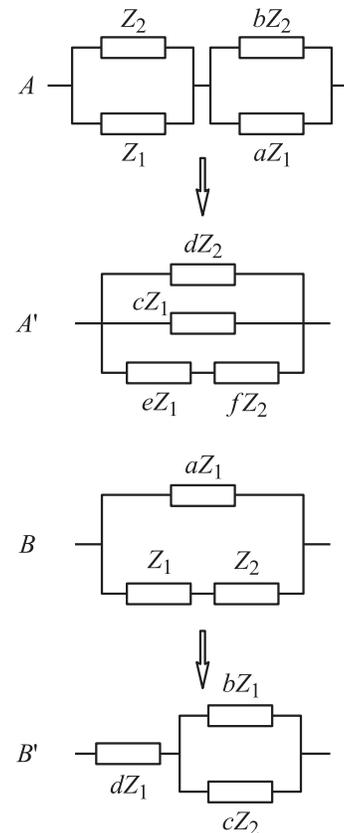


Рис. 4. Эквивалентные двухполюсники.

ращение объемного заряда ($\Delta Q = \Delta Q_D + \Delta Q_i$) $p^+ - n^-$ перехода со стороны ионизованных мелкой (ΔQ_D) и глубокой (ΔQ_i) примесей. Тогда емкости конденсаторов ЭС, моделирующих область пространственного заряда, образованную ионизованными глубокими и мелкими примесями, должны суммироваться. Это возможно при их параллельном соединении.

Воспользовавшись эквивалентностью двухполюсников A и A' , ЭС № 3 (рис. 2), можно заменить эквивалентной схемой, удовлетворяющей этим предположениям. В этом случае ЭС должна включать (см. рис. 2, № 4) две последовательно соединенные цепи:

- 1) параллельную $R_b C_b$ -цепь, моделирующую высокоомную базу;
- 2) цепь, включающую параллельно соединенные резистор R_{pn} , конденсатор C_{pn} и последовательную $R_i C_i$ -цепь.

В ЭС № 4 вкладу в емкость области пространственного заряда от мелкой примеси соответствует конденсатор C_{pn} , вкладу в емкость, обусловленному примесью с глубокими уровнями, — C_i . Отметим, что ЭС № 4 без $R_b C_b$ -цепи соответствует модели Дебая для изолятора с диэлектрическими потерями ($R_i C_i$ -цепь) и потерями на сквозную проводимость (R_{pn}). Частотная зависимость ее емкости имеет два предельных значения для низких ($C_i + C_{pn}$) и высоких частот (C_{pn}), а также участок дисперсии между ними, что, как правило [16], и наблюдается экспериментально на диодах, содержащих дефекты с глубокими уровнями в концентрациях, меньших N_d .

Принимая во внимание эквивалентность двухполюсников B и B' , вместо ЭС № 4 при анализе экспериментальных данных можно использовать еще, как минимум, две эквивалентные схемы замещения (см. рис. 2, № 5, 6). Заметим, что ЭС № 5 близка к модели Саа [16]. Подобно ЭС № 4 она предполагает аддитивный вклад в приращение заряда со стороны ионизованных глубоких и мелких примесей и суммирование емкостей соответствующих конденсаторов C_i и C_{pn} . Однако, в отличие от ЭС № 4, она дает возможность по отдельности учитывать вклад в общее сопротивление ОПЗ слоев, содержащих ионизованные и неионизованные глубокие примеси. Иными словами, общему сопротивлению R_{pn} ОПЗ, обусловленному генерационными токами, соответствует сумма двух сопротивлений R_{i0} и R_{i+} , моделирующих слои области пространственного заряда со скоростями генерации носителей, отличающимися из-за различия во взаимном положении энергетического уровня примеси и квазиуровня Ферми.

Для случая сильно компенсированной базы диода, когда уровень Ферми расположен вблизи середины запрещенной зоны, Милнсом [16] разработана модель, в которой частотная дисперсия емкости моделируется с помощью двух последовательно соединенных конденсаторов. Емкость одного из них зависит от напряжения смещения и не зависит от частоты, а емкость второго зависит от частоты и не зависит от напряжения смещения. При этом предполагается, что практически весь

заряд в высокоомном полупроводнике образуется за счет ионизированной глубокой примеси.

Если в ЭС № 4 двухполюсник, образованный конденсатором C_{pn} и последовательной $R_i C_i$ -цепью, заменить эквивалентным ему участком (двухполюсником) из последовательно соединенных конденсатора C_{pn} и параллельной $R_i C_i$ -цепи (см. рис. 2, № 6 и эквивалентные двухполюсники B, B'' на рис. 4), то полученная ЭС будет в целом соответствовать модели Милнса. При этом конденсатор C_{pn} моделирует ту часть емкости области пространственного заряда, которая обусловлена мелкой примесью, а параллельная $R_i C_i$ -цепь учитывает влияние дефектов с глубокими уровнями. В отличие от модели Милнса (которая в классическом варианте построена для описания низкотемпературного импеданса $n\pi$ -перехода, где π -область легирована индием), ЭС № 6 содержит сопротивление R_{pn} , учитывающее активное сопротивление ОПЗ, определяемое генерацией носителей заряда. По сравнению с ЭС № 3, в ЭС № 6 активное сопротивление области пространственного заряда моделируется единственным элементом R_{pn} . Его определение может быть полезно для установления генерационного времени жизни (см., например, [26]) неравновесных носителей заряда.

Для сравнения различных ЭС замещения нами проводились аппроксимация экспериментальных результатов и расчет значений (сопротивлений, емкостей) элементов эквивалентных схем замещения. Расчет проводился по методике комплексных нелинейных наименьших квадратов (CNLS) [19,27] путем минимизации функции:

$$\Omega = \sum_i \left\{ \frac{[C_m^*(\omega_i) - C_m(\omega_i)]^2}{C_m^{*2}(\omega_i)} + \frac{[G_m^*(\omega_i)/\omega_i - G_m(\omega_i)/\omega_i]^2}{G_m^{*2}(\omega_i)/\omega_i^2} \right\}, \quad (5)$$

где $C_m^*(\omega_i)$, $G_m^*(\omega_i)$ — экспериментальные значения емкости и проводимости для различных частот, а $C_m(\omega_i)$, $G_m(\omega_i)$ — рассчитанные теоретически для эквивалентной схемы замещения. Полученные значения элементов ЭС использовались для расчета зависимостей $\text{tg } \delta(f)$.

Отметим, что каждая из рассмотренных ЭС может использоваться для анализа результатов измерений диодов с радиационными дефектами. Выбор конкретной схемы зависит от энергии, флюенса и вида облучения, от уровня легирования базы и типа кремния. Для дальнейшего рассмотрения нами были выбраны диоды, облученные максимальным флюенсом электронов — $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, так как в этом случае компенсация доноров в базе максимальна (именно это и вызывает наибольшие затруднения при интерпретации вольт-фарадных характеристик).

На рис. 5 представлены экспериментальная зависимость $\text{tg } \delta(f)$ для диода, облученного электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кружки), и результаты расчетов с использованием описанных выше ЭС.

Значения элементов эквивалентных схем замещения, полученные аппроксимацией частотных зависимостей импеданса диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Измерения выполнены при напряжении смещения $U = 0 \text{ V}$

Элемент ЭС	Эквивалентная схема (рис. 2)						
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6	№ 7
R_b, Ω	78 ± 10	1490 ± 180	83 ± 3	83 ± 3	83 ± 3	83 ± 3	72 ± 1
$C_b, \text{ pF}$	—	136 ± 10	54 ± 4	54 ± 4	54 ± 4	54 ± 4	47 ± 4
$R_{pn}, \text{ k}\Omega$	430 ± 25	433 ± 23	—	477 ± 6	—	477 ± 6	486 ± 1
R_t, Ω	—	—	—	7930 ± 350	—	3060 ± 140	—
$R_{t+}, \text{ k}\Omega$	—	—	474 ± 6	—	470 ± 5	—	—
R_{i0}, Ω	—	—	3080 ± 140	—	7800 ± 340	—	—
$C_{pn}, \text{ pF}$	280 ± 13	447 ± 22	—	175 ± 3	175 ± 3	462 ± 6	517 ± 2
$C_t, \text{ pF}$	—	—	—	287 ± 6	297 ± 6	252 ± 7	210 ± 2
$C_{i0}, \text{ pF}$	—	—	279 ± 67	—	—	—	—
$C_{t+}, \text{ pF}$	—	—	468 ± 6	—	—	—	—
CPE	—	—	—	—	—	—	4.54 ± 0.33
$A_0 \cdot 10^{-6}, \Omega^{-1} \cdot \text{ s}^{0.309}$	—	—	—	—	—	—	0.309 ± 0.005
CPE α	—	—	—	—	—	—	—

В таблице представлены полученные аппроксимацией экспериментальных данных значения элементов ЭС. Пунктир на рис. 5 — расчет для ЭС № 1, штриховая кривая — № 2. Зависимости $\text{tg } \delta(f)$, построенные по результатам расчетов с использованием эквивалентных схем замещения №№ 3–6, совпадают друг с другом и представлены на рис. 5 штрихпунктирной линией. Результаты расчетов M^* с использованием ЭС № 6 (сплошная кривая) показаны на рис. 3.

Из рис. 5 видно, что зависимости $\text{tg } \delta(f)$, построенные для эквивалентных схем замещения №№ 3–6, достаточно близки к экспериментальным данным. Однако в некоторых частотных интервалах расчетные кривые изменяются „слишком резко“. Это же характерно и для рассчитанного по ЭС № 6 годографа M^* . Расхождение

между экспериментальными зависимостями и зависимостями, рассчитанными с использованием ЭС №№ 3–6, уменьшается при снижении флюенса облучения. Подобное расхождение может быть обусловлено наличием дополнительной (не учитываемой ЭС №№ 3–6) дисперсией импеданса, вызванной запаздыванием перезарядки глубоких уровней. В силу этих же причин участок II на годографе M^* (см. рис. 3) отличается от идеального полукруга, подобного полукругу на годографе M^* , рассчитанном для ЭС № 6 (сплошная кривая, рис. 3).

Авторами [15] дисперсия импеданса диодов описывалась с помощью бесконечного числа последовательно соединенных RC-цепей либо лестницей RC-элементов (также бесконечной) [11]. Она может быть учтена введением в ЭС элемента, адмитанс (импеданс) которого степенным образом зависит от частоты [19]. Например (как это сделано авторами [27–30] при анализе результатов измерений МДП-структур на арсениде галлия), можно использовать элемент постоянной фазы (CPE — constant phase element). Адмитанс Y элемента постоянной фазы, по определению [19], зависит от угловой частоты $\omega = 2\pi f$ как

$$Y_{\text{CPE}} = A_0(i\omega)^\alpha = A_0\omega^\alpha [\cos(0.5\pi\alpha) + i \sin(0.5\pi\alpha)], \quad (6)$$

где A_0 — числовой коэффициент, размерность которого зависит от значения α . Если $\alpha = 1$, то элемент CPE тождествен конденсатору и A_0 имеет размерность емкости, а если $\alpha = 0$, то — резистору и A_0 имеет размерность сопротивления. В „промежуточном“ случае можно считать, что A_0 имеет размерность $\Omega^{-1} \cdot \text{ s}^\alpha$ [31].

Из (6) следует, что элемент CPE обладает активной и реактивной составляющими электропроводности, величины которых зависят от частоты. Введение в ЭС № 6 вместо резистора R_t элемента CPE (см. ЭС № 7 на рис. 2) позволяет учесть дополнительную дисперсию импеданса, вызванную запаздыванием перезарядки глубоких уровней. Параллельно соединенные конденсатор и

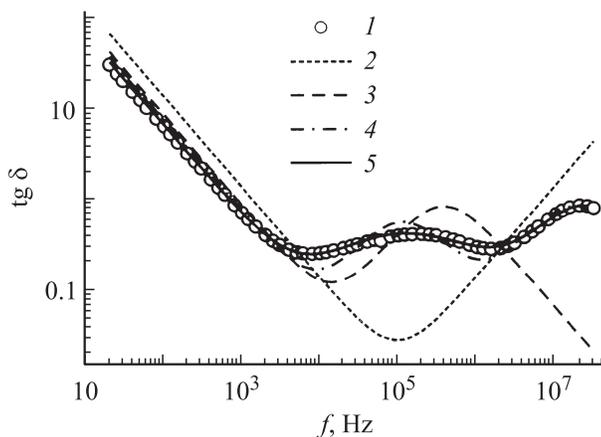


Рис. 5. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ для диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$: 1 — экспериментальные данные; расчеты по результатам аппроксимации с использованием эквивалентных схем замещения, представленных на рис. 2: 2 — ЭС № 1; 3 — ЭС № 2; 4 — ЭС № 3–6; 5 — ЭС № 7.

элемент СРЕ могут рассматриваться как модель области диода с прыжковой электропроводностью по дефектам с глубокими энергетическими уровнями [32–34]. В случае большой концентрации глубоких примесей существует возможность реализации прыжкового переноса электронов и дырок даже при комнатной температуре. В работе [34] рассмотрена низкочастотная электрическая емкость сильнодефектного кремния с прыжковым обменом одним и двумя электронами между точечными радиационными двухуровневыми дефектами одного сорта (типа) в трех зарядовых состояниях ($-1, 0, +1$), т.е. когда дефекты формируют c' - и v' -зоны в запрещенной зоне (расчеты подтверждают вероятность прыжковой электропроводности по дефектам в области пространственного заряда при комнатной температуре и показывают немонотонную зависимость емкости от постоянного напряжения для сильнодефектных областей Si).

Результаты аппроксимации экспериментальной зависимости $\text{tg } \delta(f)$ с использованием ЭС № 7 представлены на рис. 3 (штриховая кривая) и 5 (сплошная кривая). Видно, что в данном случае наблюдается наилучшее согласие результатов расчета и эксперимента.

2.2. Апробация эквивалентной схемы замещения

Проверка работоспособности предложенной нами эквивалентной схемы замещения № 7 проведена на примере диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для этого был выполнен анализ серии измерений частотных зависимостей импеданса при напряжениях смещения U от нуля до -10 В .

На рис. 6 представлены вольт-фарадные характеристики диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Квадратами на рис. 6 представлены результаты измерений на частоте 1 МГц емкости диода по параллельной эквивалентной схеме замещения, кружки получены с помощью аппроксимации частотных зависимостей импеданса, измеренных при фиксированных значениях напряжения смещения U . Аппроксимация выполнялась по (5) с использованием ЭС № 7. На рис. 6 заметно отклонение зависимости, представленной квадратами, от линейной $1/C^2$. Так как по мере роста флюенса облучения отклонение лишь увеличивается, то его причиной вряд ли может служить образование инверсной прослойки за счет „провисания“ заряда свободных дырок в n -область [35]. Аппроксимация зависимости (квадраты) приводит к завышенным значениям „встроенного“ в диод потенциала ($\sim 3.5 \text{ В}$). Линейная аппроксимация (сплошная кривая) рассчитанной зависимости C_{pn} (кружки) дает приемлемые значения встроенного потенциала — 0.49 В . В необлученных электронами диодах величина встроенного потенциала составляла 0.85 В .

Рассчитанное по вольт-фарадной характеристике (рис. 6, кривая) значение концентрации ионизированных доноров составило $1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что близко к концентрации мелкой легирующей донорной примеси в

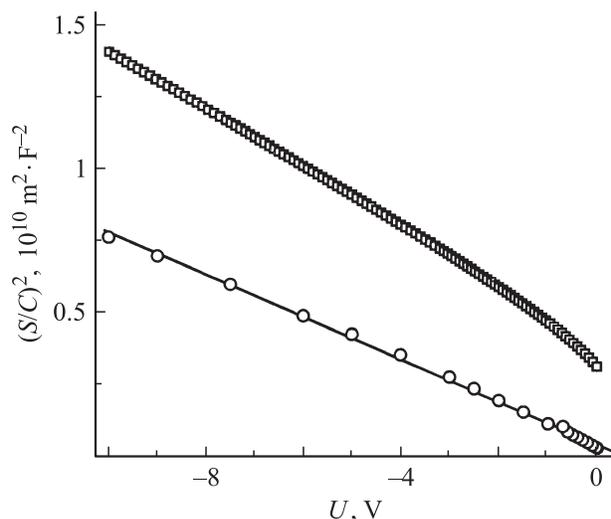


Рис. 6. Вольт-фарадные характеристики диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; \square — экспериментальные значения, \circ — расчет для эквивалентной схемы № 7, кривая — линейная аппроксимация.

необлученных диодах ($1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Таким образом, результаты анализа вольт-фарадных характеристик, построенных на основе аппроксимации частотных зависимостей импеданса, измеренных при различных значениях постоянного напряжения смещения, позволяют считать использование ЭС № 7 вполне оправданным.

Эквивалентная схема № 7 использована нами также для расчета значений активного сопротивления базы и pn -перехода диодов, облученных электронами. На рис. 7 представлены зависимости сопротивлений базы R_b и $p^+ - n$ -перехода R_{pn} диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, от температуры изохронно-

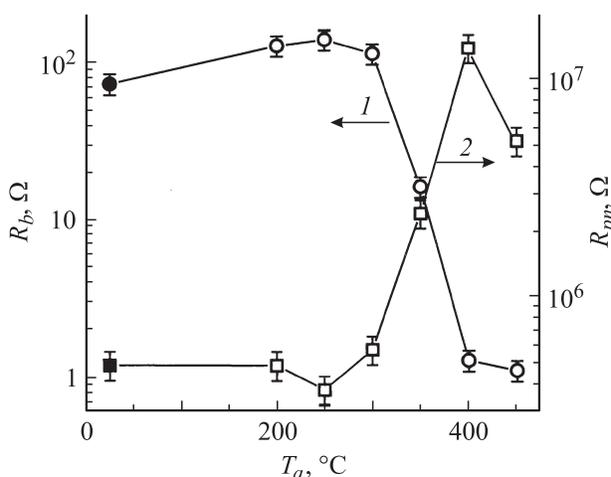


Рис. 7. Зависимости сопротивлений базы R_b (1) n -типа и pn -перехода R_{pn} (2) от температуры изохронного (30 мин) отжига T_a для диода, облученного электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Черные точки — данные для неотожженных диодов.

го (30 min) отжига T_a . Результаты совпадают с выводами работы [36], в которой отмечено, что отжиг и перестройка дивакансий с образованием комплексов V_2O приводят к росту сопротивления базы и уменьшению активного сопротивления $p^+ - n$ -перехода. Увеличение температуры отжига приводит к исчезновению А-центров и комплексов V_2O . Это сопровождается ростом сопротивления $p^+ - n$ -перехода и уменьшением сопротивления базы, что, в свою очередь, вызывает изменение частотных зависимостей $\text{tg } \delta$ (см. также рис. 1).

Заключение

В работе исследовались кремниевые диоды с $p^+ - n$ -переходами, облученные высокоэнергетическими (3.5 MeV) электронами флюенсами от $5 \cdot 10^{15}$ до $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Показано, что традиционная схема замещения диода, составленная из последовательно соединенного сопротивления базы и параллельной RC-цепи, не позволяет описывать зависимость тангенса угла электрических потерь от частоты переменного тока.

Предложена эквивалентная схема замещения, состоящая из двух последовательно соединенных цепей:

1) параллельной $R_b C_b$ -цепи, учитывающей активное сопротивление (R_b) и емкость (C_b) базы диода;

2) цепи, включающей резистор R_{pn} , учитывающий активное сопротивление области пространственного заряда, а также параллельно соединенный с ним участок, состоящий из конденсатора (соответствует емкости области пространственного заряда, образованного мелкой ионизированной примесью) с последовательно присоединенной к нему параллельной $R_i C_i$ -цепью (учитывающей влияние глубокой примеси).

Дополнительную зависимость емкости от частоты, возникающую за счет запаздывания перезарядки примеси с энергетическими уровнями в глубине запрещенной зоны, предложено учитывать с помощью элемента постоянной фазы (СРЕ), замещающего резистор R_i в параллельной $R_i C_i$ -цепи.

На основании предложенной эквивалентной схемы замещения проведены расчеты и построены вольт-фарадные характеристики, аппроксимация которых дает реалистичные значения встроенного потенциала и концентрацию ионизированных мелких доноров ($1.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), близкую к концентрации легирующей примеси в базе n -типа необлученных диодов.

Авторы выражают признательность Р. Вернхарду, А.А. Мельникову, а также другим сотрудникам и аспирантам кафедры прикладной физики твердого тела Рурского университета (Бохум) за содействие в выполнении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке ГКПНИ „Электроника“ и содействии Немецкой академической службы обмена.

Список литературы

- [1] Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Наука, 1988. 192 с.
- [2] Василевский К.В., Гомулецкая П.Б., Кириллов А.В., Лебедев А.А., Романов Л.П., Смирнов В.А. // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 2. С. 242.
- [3] Брудный В.Н., Колин Н.Г., Смирнов Л.С. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 9. С. 1031.
- [4] McPherson M. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. Vol. 488. N 1–2. P. 100.
- [5] McPherson M. // Physica B. 2004. Vol. 344. N 1–4. P. 52.
- [6] Емельянов А.М., Соболев Н.А., Якименко А.Н. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 3. С. 330.
- [7] Лебедев А.А., Лебедев А.А., Давыдов Д.В. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 113.
- [8] Лебедев А.А., Соболев Н.А., Урунбаев Б.М. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 10. С. 1874.
- [9] Прибылов Н.Н., Прибылова Е.И. // ФТП. 1996. Т. 30. Вып. 4. С. 635.
- [10] Aydın M.E., Akkiliç K., Kiliçoğlu T. // Appl. Surf. Sci. 2006. Vol. 253. N 3. P. 1304.
- [11] Drozdovski N.V., Drozdovskaia L.M., Caverly R.H., Quinn M.J. // Solid State Electron. 2002. Vol. 46. N 11. P. 2001.
- [12] Kavasoglu A.S., Kavasoglu N., Oktik S. // Solid State Electron. 2008. Vol. 52. N 6. P. 990.
- [13] Saadoune A., Dehimi L., Sengouga N., McPherson M., Jones B.K. // Solid State Electron. 2006. Vol. 50. N 7–8. P. 1178.
- [14] Kim J.H., Lee D.U., Kim E.K., Bae Y.H. // Physica B. 2006. Vol. 376–377. P. 181.
- [15] Campbell D., Chilingarov A., Sloan T. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. Vol. 552. N 1–2. P. 152.
- [16] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с. [Milnes A.G. Deep impurities in semiconductors. NY: Wiley, 1973. 544 p.]
- [17] Поклонский Н.А., Горбачук Н.И., Шпаковский С.В., Ластовский С.Б., Виек А. // ФТП. 2010. Т. 44. Вып. 3. С. 397.
- [18] Берман Л.С., Данильченко В.Г., Корольков В.И., Солдатенков Ф.Ю. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 5. С. 558.
- [19] Impedance spectroscopy: Theory, experiment, and applications / Ed. by E. Barsoukov, J.R. Macdonald. Hoboken: Wiley, 2005. 595 p.
- [20] Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л.: Наука, 1972. 104 с.
- [21] Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высш. школа, 1977. 448 с.
- [22] Мурыгин В.И. // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 6. С. 702.
- [23] Мурыгин В.И., Фаттахдинов А.У., Локтев Д.А., Гундырев В.Б. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 10. С. 1207.
- [24] Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука, 1981. 176 с.
- [25] Атабеков Г.И. Основы теории цепей. СПб: Лань, 2006. 432 с.
- [26] Kumar S., Singh P.K., Chilana G.S., Dhariwal S.R. // Semicond. Sci. Technol. 2009. Vol. 24. N 9. P. 095 001.
- [27] Kochowski S., Nitsch K., Paszkiewicz B., Paszkiewicz R., Szydłowski M. // Appl. Surf. Sci. 2004. Vol. 235. N 3. P. 389.
- [28] Kochowski S., Nitsch K. // Thin Solid Films. 2002. Vol. 415. N 1–2. P. 133.

- [29] *Kochowski S., Nitsch K., Paszkiewicz B., Paszkiewicz R.* // Thin Solid Films. 2003. Vol. 444. N 1–2. P. 208.
- [30] *Kochowski S., Nitsch K., Paszkiewicz B., Paszkiewicz R.* // Thin Solid Films. 2004. Vol. 467. N 1–2. P. 190.
- [31] *Sluyters-Rehbach M.* // Pure and Appl. Chem. 1994. Vol. 66. N 9. P. 1831–1891.
- [32] *Dyre J.C., Schrøder T.B.* // Phys. Status Solidi B. 2002. Vol. 230. N 1. P. 5–13.
- [33] *Long A.R.* // Adv. Phys. 1982. Vol. 31. N 5. P. 553.
- [34] *Поклонский Н.А., Вырко С.А., Забродский А.Г.* // ФТП. 2008. Т. 42. Вып. 12. С. 1420.
- [35] *Булярский С.В., Грушко Н.С.* Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: МГУ, 1995. 402 с.
- [36] *Кориунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Гурин П.М., Ластовский С.Б., Шведов С.В., Шпаковский С.В.* // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 2007. № 3. С. 92.