

Определение диффузионной длины неосновных носителей заряда в полупроводнике по динамическим неравновесным вольт-амперным характеристикам МДП структур

© В.М. Попов[¶]

Научно-исследовательский институт микроприборов,
НТК „Институт монокристаллов“ Национальной академии наук Украины,
04136 Киев, Украина

(Получена 5 августа 2013 г. Принята к печати 2 октября 2013 г.)

Предложен метод определения диффузионной длины неосновных носителей заряда L_{de} в полупроводнике по динамическим неравновесным вольт-амперным характеристикам МДП структур. Метод позволяет исключить влияние объемной генерации в полупроводнике на L_{de} и снизить температуру измерений. Показана возможность исследования эффективного профиля L_{de} в приповерхностном слое полупроводника при неоднородном распределении электрически активных дефектов по глубине материала. Исследованы значения L_{de} в МДП структурах на кремнии, применяемых в технологии интегральных схем. Рассмотрено влияние внутреннего геттерирования дефектов в кремнии и облучения МДП структур низкоэнергетическими электронами (10–30 кэВ) на эффективные профили L_{de} в приповерхностном слое полупроводника.

1. Введение

Диффузионная длина неосновных носителей заряда является одним из важнейших электрофизических параметров, характеризующих качество полупроводника в приборах электронной техники и микроэлектроники. Существует большое число методов определения эффективных значений диффузионной длины L_{de} , которые можно разбить на две большие группы — интегральные и локальные. Среди интегральных методов можно выделить фотоэлектрические [1,2]. К локальным относятся методы растровой электронной микроскопии [3] и сканирующего оптического (лазерного) зонда [4]. В ряде методов непосредственно измеряется рекомбинационное время жизни неосновных носителей заряда, на основании которого рассчитываются значения L_{de} [5,6]. В последнее время для регистрации и визуализации распределения L_{de} в кремнии стали использоваться эффекты поглощения инфракрасного излучения на свободных носителях заряда в полупроводнике [7].

Несмотря на многообразие имеющихся способов измерения L_{de} особую практическую ценность представляют методы, основанные на применении структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). МДП структуры являются одной из базовых технологических систем микроэлектроники и одновременно служат удобными тестовыми элементами для комплексного исследования и контроля электрофизических свойств полупроводниковых приборов на этапах их разработки и изготовления.

Существующие методы определения L_{de} в МДП структурах основаны на исследовании процессов генерации неосновных носителей заряда при повышенных температурах [8–13]. С этой целью применяются высокочастотные вольт-фарадные характеристики (ВЧ ВФХ) в режиме релаксации емкости из состояния глубокого неравновесного обеднения в стационарное состояние

сильной инверсии. Использование повышенных температур позволяет усилить и измерить диффузионную составляющую в общем токе генерации в МДП структуре и рассчитать L_{de} . Однако исследование релаксации высокочастотной емкости для изучения генерационных процессов в полупроводнике имеет определенные недостатки. Так, например, присутствие объемной генерации неосновных носителей в слое области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника снижает точность определения L_{de} [14]. В свою очередь уменьшение влияния генерации в ОПЗ требует дальнейшего повышения температуры проведения измерений, в результате которого значения L_{de} возрастают. Поэтому практически важной задачей при определении L_{de} в МДП структурах является исключение влияния генерации заряда в ОПЗ полупроводника и понижение температуры измерений.

Кроме того, ВЧ ВФХ имеют ограниченную чувствительность к регистрации процессов генерации заряда. Причина этого явления заключается в опосредованном характере измерения токов генерации неосновных носителей — через изменения емкости ОПЗ в полупроводнике МДП структур. В этой связи для исследования генерации заряда предпочтительнее применение более чувствительных методов, основанных на непосредственном измерении генерационных токов.

Следует также отметить отсутствие методов исследования профилей L_{de} в случае неоднородного распределения данного параметра в приповерхностном слое полупроводника.

Таким образом, имеется потребность в создании более информативного метода исследования диффузионной длины неосновных носителей заряда непосредственно в МДП структурах.

В настоящее время разработаны и применяются методы динамических неравновесных вольт-амперных характеристик (ДНВАХ) МДП структур, обладающие более высокой чувствительностью к регистрации токов генерации неосновных носителей заряда по сравнению с ВЧ

[¶] E-mail: microic@voliacable.com

ВФХ, а также дающие возможность определения поверхностных потенциалов независимо от характера распределения легирующей примеси в полупроводнике [15,16]. С использованием этих методов и их модификаций определяются основные электрофизические параметры МДП структур: объемное генерационное время жизни неосновных носителей заряда [15] и его профили в приповерхностном слое полупроводника [16,17], скорость поверхностной генерации неосновных носителей заряда [18], энергетический спектр поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик–полупроводник [19].

Поэтому представляет интерес разработка метода определения L_{de} на основе ДНВАХ, позволяющего повысить информативность комплексных исследований электрофизических свойств МДП структур в технологии микроэлектроники.

В работе предложен метод определения L_{de} по ДНВАХ МДП структур, показаны возможности исследования эффективных профилей диффузионной длины в приповерхностном слое полупроводника. Метод позволяет исключить влияние объемной генерации в ОПЗ полупроводника и понизить температуру проведения измерений. Проведено сравнение значений L_{de} , найденных в кремнии с помощью ДНВАХ и других известных методов исследования данного параметра. Представлены результаты исследования эффективных профилей L_{de} в кремнии в МДП структурах, изготовленных по разным технологиям, а также подвергнутым облучению низкоэнергетическими электронами.

2. Теоретическая часть

Сущность метода ДНВАХ заключается в измерении и анализе емкостного тока в МДП структуре, протекающего в процессе приложения к ней инвертирующего линейно возрастающего напряжения (ЛВН) со скоростью, превышающей скорость равновесного формирования инверсионного слоя. Полный ток ДНВАХ МДП структуры i состоит из тока смещения ОПЗ i_d и тока генерации неосновных носителей i_g [15]:

$$i = i_d + i_g, \quad (1)$$

где

$$i_d = \left(\frac{qN_d\epsilon_0\epsilon_s}{2} \right)^{1/2} \psi_S^{-1/2} \left(1 - \frac{i}{i_0} \right) K. \quad (2)$$

Здесь q — заряд электрона, ϵ_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_d — концентрация легирующей примеси в полупроводнике, i_0 — ток заряда емкости диэлектрика, K — скорость ЛВН, ψ_S — поверхностный потенциал.

Значения ψ_S определяются по ДНВАХ:

$$\psi_S = V - V_{FB} - \frac{1}{C_0} \int_{V_{FB}}^V idt. \quad (3)$$

Здесь V — значение ЛВН, V_{FB} — величина напряжения „плоских зон“, C_0 — емкость диэлектрика.

В свою очередь полный генерационный ток i_g в общем случае состоит из нескольких составляющих — объемной генерации в ОПЗ i_{gv} , поверхностной генерации под электродом i_{gs} , поверхностной генерации на участке выхода ОПЗ на поверхность полупроводника на периферии электрода i_{gp} , а также объемной генерации вследствие диффузионного тока неосновных носителей заряда из квазинейтрального полупроводника i_{gd} :

$$i_g = i_{gv} + i_{gs} + i_{gp} + i_{gd}. \quad (4)$$

Рассмотрим вклад составляющих тока генерации в зависимости от температуры. При комнатных температурах в процессе измерения ДНВАХ ток поверхностной генерации под электродом вследствие накопления неосновных носителей заряда на границе раздела диэлектрик–полупроводник быстро падает до нуля. Ток поверхностной генерации на периферии играет роль только в МДП структурах с большим отношением периметра к площади. Поэтому в большинстве практически важных случаев величинами i_{gs} и i_{gp} можно пренебречь.

Следовательно, основной вклад в формирование инверсионного слоя в МДП структуре дают ток объемной генерации в ОПЗ и ток генерации из квазинейтрального полупроводника. Ток генерации в ОПЗ имеет вид

$$i_{gv} = \frac{qn_i}{\tau_{g0}} (W - W_0), \quad (5)$$

где τ_{g0} — объемное генерационное время жизни неосновных носителей заряда, W и W_0 — неравновесная и равновесная ширина ОПЗ, n_i — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике. Выражая W и W_0 через поверхностные потенциалы [20], для тока объемной генерации в ОПЗ получаем

$$i_{gv} = \frac{1}{\tau_{g0}} \left(\frac{2qn_i^2\epsilon_0\epsilon_s}{N_d} \right)^{1/2} [(\psi_S - \psi_B)^{1/2} - \psi_B^{1/2}]. \quad (6)$$

Здесь ψ_B — объемный потенциал,

$$\psi_B = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_d}{n_i}, \quad (7)$$

k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

При комнатных температурах ток диффузии неосновных носителей заряда из квазинейтрального полупроводника мал по сравнению с током объемной генерации в ОПЗ. Поэтому (1) приобретает вид $i = i_{gv} + i_d$ и выражения (1)–(3), (6), (7) позволяют найти τ_{g0} по ДНВАХ [15].

По мере повышения температуры вследствие возрастания скорости эмиссии электронов и дырок с генерационно-активных уровней ток генерации неосновных носителей в ОПЗ возрастает. В целом скорость увеличения i_{gv} определяется его зависимостью от n_i и природой уровней в ОПЗ (сечениями захвата электронов и дырок, их энергетическим расположением в запрещенной зоне). В то же время рост тока генерации из

квазинейтрального полупроводника вследствие резкой зависимости n_i^2 от T значительно опережает рост тока генерации в ОПЗ. При температурах, обеспечивающих пренебрежимо малый вклад i_{gv} в общий ток ДНВАХ,

$$i_{gv} \ll i_{gd}, \quad (8)$$

его единственной генерационной составляющей является i_{gd} .

Ток диффузии неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема полупроводника имеет вид

$$i_{gd} = \frac{qn_i^2 D}{L_{de} N_d}, \quad (9)$$

где D — коэффициент диффузии неосновных носителей.

В этом случае $i = i_d + i_{gd}$, и с учетом (2), (3), (9) получаем следующее выражение для расчета L_{de} по ДНВАХ:

$$L_{de} = \frac{qn_i^2 D}{N_d} \left[i - \left(\frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s}{2} \right)^{1/2} \psi_s^{-1/2} \left(1 - \frac{i}{i_0} \right) K \right]^{-1}. \quad (10)$$

Таким образом, на основании измерения ДНВАХ при повышенных температурах получаем возможность определения L_{de} в полупроводнике под электродом МДП структуры.

Следует сказать, что в общем случае по ДНВАХ определяются эффективные значения диффузионной длины, которые выражаются через объемную диффузионную длину L_d и скорость поверхностной рекомбинации на обратной стороне пластины s_r согласно [9]:

$$L_{de} = L_d \frac{\cosh(\alpha) + (s_r L_d / D) \sinh(\alpha)}{(s_r L_d / D) \cosh(\alpha) + \sinh(\alpha)}. \quad (11)$$

Здесь $\alpha = d/L_d$, где d — толщина полупроводниковой пластины. При $d \gg L_d$ получаем $L_{de} = L_d$. В случае $d < L_d$ имеем

$$L_{de} = L_d \frac{(s_r + D/d)}{s_r L_d / d + D/L_d}. \quad (12)$$

Выражение (10) справедливо при постоянстве L_{de} в полупроводнике. В то же время применение ДНВАХ создает условия для исследования неоднородности в распределении L_{de} в полупроводниковом материале. Поскольку в процессе измерения ДНВАХ ширина ОПЗ W в полупроводнике постоянно растет и ее край удаляется от границы раздела диэлектрик–полупроводник, то при соизмеримости ширины ОПЗ с пространственной неоднородностью L_{de} по глубине полупроводника появляется возможность анализа эффективных профилей L_{de} в МДП структуре. Такая ситуация возникает в МДП структурах с внутренним геттером дефектов, расположенным вблизи поверхности, при переменной концентрации легирующей примеси, а также в образцах, подвергнутых облучениям и характеризующихся неоднородным распределением электрически активных дефектов в полупроводниковом материале.

Поскольку глубина ОПЗ в каждой точке ДНВАХ определяется по величине поверхностного потенциала как

$$W = \left(\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s}{qN_d} \right)^{1/2} \psi_s^{1/2}, \quad (13)$$

зависимость L_{de} от W , рассчитываемая на основании (10) и (13), позволяет определить эффективный профиль диффузионной длины неосновных носителей заряда. Указанный профиль отражает общий характер распределения тока диффузии неосновных носителей заряда в процессе продвижения края ОПЗ в глубь полупроводника.

Для более точной количественной оценки поведения L_{de} следует сделать определенные допущения. Так, согласно [11], неоднородное распределение L_{de} в полупроводнике вблизи поверхности можно аппроксимировать функцией, имеющей ступенчатый вид. Предположим, что на некотором расстоянии d_1 от границы раздела диэлектрик–полупроводник диффузионная длина постоянна и равна L_1 , а в оставшейся части полупроводника составляет L_2 . Тогда в соответствии с [11]

$$L_{de} = L_1 \frac{1 + \gamma \operatorname{th}[(d_1 - W)/L_1]}{\operatorname{th}[(d_1 - W)/L_1] + \gamma}, \quad (14)$$

где

$$\gamma = \frac{L_1}{L_2} \frac{\operatorname{th} \beta + sL_2/D}{1 + (sL_2/D) \operatorname{th} \beta} \quad (15)$$

и $\beta = (d - d_1)/L_2$. При наличии внутреннего геттера дефектов в объеме полупроводника L_{de} зависит от значений данного параметра в бездефектном слое вблизи поверхности L_1 и в области залегания геттера L_2 . Если геттер обладает высокой эффективностью (концентрация дефектов в нем достаточно велика), реализуются условия $L_2 \ll L_1$, $L_1 > d_1$ и $L_2 \ll d - d_1$. Тогда

$$L_{de} = d_1 - W + L_2. \quad (16)$$

При измерении ДНВАХ ширина ОПЗ W растет, $d_1 - W$ уменьшается и начиная с момента времени, при котором $d_1 - W = 0$, диффузионный ток ДНВАХ полностью определяется характеристиками внутреннего геттера и достигает максимума. Следовательно, по ДНВАХ получаем значения $L_{de} = L_2$. Такая ситуация возможна при сравнительно неглубоком залегании геттера в полупроводнике. В этом случае ОПЗ может достигнуть границы залегания геттера до начала развития лавинного пробоя в полупроводнике. Для МДП структур с типичной для интегральных схем концентрацией легирующей примеси в кремнии $N_d = 3 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной окисла 800–1200 Å максимальные значения ширины ОПЗ определяются началом лавинного пробоя на периферии электрода и составляют 8–10 мкм, что определяет предельную глубину исследования эффективного профиля L_{de} в таком полупроводнике.

Следующим важным преимуществом ДНВАХ по сравнению с методами, основанными на определении скорости релаксации высокочастотной емкости МДП структур, является возможность понижения температуры измерений L_{de} .

Как уже отмечалось, измерения L_{de} осуществляются при таких температурах, когда объемной генерацией в ОПЗ можно пренебречь. Пусть T_k — это температура, при которой $i_{gv} = i_{gd}$. Чем лучше качество приповерхностной области полупроводника, т.е. больше значения τ_{g0} , тем ниже величина тока генерации в ОПЗ i_{gv} и меньше T_k . Отношение токов i_{gd}/i_{gv} пропорционально зависимости n_i от температуры. Поэтому, повышая температуру измерений на величину, при которой n_i возрастает не менее чем на порядок, достигаем выполнения условия (8) и получаем возможность точного определения L_{de} . С учетом характера зависимости n_i от температуры это означает, что для точного расчета L_{de} необходимо устанавливать температуру измерений на 40–50°C выше T_k .

Исходя из того, что τ_{g0} в технологии интегральных схем обычно превышает $1 \cdot 10^{-5}$ с, а L_{de} в приповерхностном (рабочем) слое полупроводника составляют не менее 10 мкм, значения T_k должны находиться в пределах 60–120°C. В результате для определения L_{de} на основе обычного метода анализа релаксации высокочастотной емкости необходимо применять достаточно высокие температуры измерений (до 100–180°C), при которых найденные значения диффузионной длины могут отличаться от величин, соответствующих комнатной температуре. Последнее прежде всего относится к структурам с невысоким качеством поверхности кремния, у которых значения T_k повышены.

Возможность понижения температуры измерений L_{de} в случае применения ДНВАХ заключается в следующем. Известно, что скорость генерации неосновных носителей заряда в единице объема ОПЗ полупроводника $g(t)$ зависит от промежутка времени, прошедшего после создания неравновесного обеднения в МДП структуре [21]. Тогда

$$g(t) = g_0 [1 - e^{-(e_n + e_p)t}], \quad (17)$$

где g_0 — скорость равновесной (стационарной) генерации в единице объема ОПЗ полупроводника, e_n и e_p — скорости эмиссии электронов и дырок с глубоких генерационно-активных уровней, t — время, отсчитываемое от начала создания неравновесных условий в полупроводнике.

Если измерения ДНВАХ проводятся при достаточно высоких скоростях ЛВН ($1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5$ В/с), при которых за время формирования ОПЗ $t = \Delta V/K$, где ΔV — амплитуда ЛВН, выполняется условие $t \ll (e_n + e_p)^{-1}$, то в этом случае, согласно (17), генерация в объеме не происходит. В результате практически полностью исключается вклад объемной составляющей тока генерации i_{gv} в общий ток ДНВАХ, что в свою очередь позволяет понизить температуру реализации условия (8) для точного определения L_{de} по формуле (10). В то же время при использовании существующих методов, основанных на анализе релаксации емкости МДП структуры, общее время измерения всегда значительно превышает время эмиссии с генерационно-активных центров, ток генерации в ОПЗ присутствует в полном объеме и

для уменьшения его вклада требуется дополнительно повышать температуру.

Проведенные расчеты показали, что в МДП структурах на кремнии с $\tau_{g0} = (2-5) \cdot 10^{-5}$ с и типичными значениями $(e_n + e_p) \approx 20 \text{ с}^{-1}$, что соответствует случаю генерационно-активного уровня в середине запрещенной зоны с одинаковыми сечениями захвата электронов и дырок, лежащими в пределах $(3-5) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, регистрация ДНВАХ за время 10^{-4} с при температуре измерений $T = 80^\circ\text{C}$ позволяет снизить величину тока объемной генерации на 2 порядка. Если время измерений ДНВАХ значительно выше ($\geq 10^{-2}$ с), то для выполнения условия (8) в том же образце необходимо повысить температуру до 120°C. Такая ситуация имеет место при измерении L_{de} обычным методом по релаксации высокочастотной емкости МДП структуры. В этом случае низкая скорость генерации в ОПЗ в соответствии с (17) существует только в течение очень короткого промежутка времени в начале переходного процесса ($t \rightarrow 0$), далее она возрастает до стационарных значений g_0 и для исключения ее влияния на измеряемые величины L_{de} температуру образца следует увеличивать.

При измерении ДНВАХ критерием полного подавления объемной генерации в ОПЗ полупроводника при заданной температуре является независимость измеряемых величин L_{de} от скорости ЛВН. Фактически при определении L_{de} по ДНВАХ МДП структур температура измерений по сравнению с методами, основанными на релаксации высокочастотной емкости, снижается в среднем на 40–50°C.

Отметим также, что при больших отношениях периметра к площади электрода МДП структуры следует учитывать роль диффузионного притока неосновных носителей заряда по лицевой (рабочей) поверхности полупроводника, на который влияет поверхностная рекомбинация. Для исключения этого эффекта следует повышать отношение радиуса электрода R к ширине ОПЗ W ($R/W \gg 1$). Напротив, по мере уменьшения площади исследуемых МДП структур (диаметр электрода меньше диффузионной длины) измеряемые величины L_{de} приобретают локальный характер и могут быть использованы для анализа неоднородности рекомбинационных свойств в полупроводнике, включая локализацию отдельных электрически активных дефектов в приповерхностной области материала.

3. Образцы и методика эксперимента

Исследования L_{de} проведены на МДП структурах с алюминиевыми и поликремниевыми (Si_{poly}) электродами ($\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$, $\text{Si}_{\text{poly}}\text{-SiO}_2\text{-Si}$), сформированными на кремнии n -типа проводимости с концентрацией легирующей примеси (фосфора) $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Толщины окисла, термически выращенного в сухом кислороде либо в парах воды при 850–1000°C, составляли 600–1200 Å. Площади электродов находились в пределах $1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, т.е. являлись достаточно

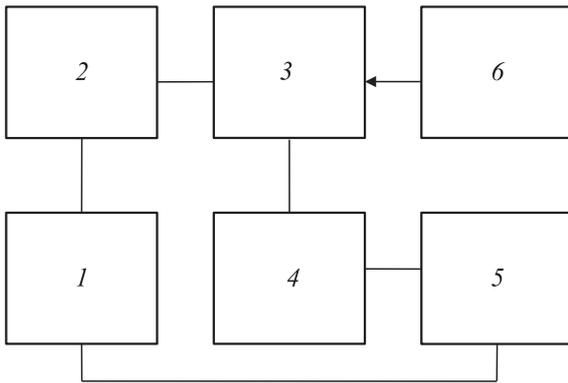


Рис. 1. Блок-схема измерений ДНВАХ МДП структур: 1 — генератор ЛВН, 2 — источник постоянного напряжения, 3 — МДП структура, 4 — усилитель тока, 5 — цифровой осциллограф, 6 — блок управления температурой образца.

большими, чтобы пренебречь вкладом поверхностной составляющей диффузионного тока неосновных носителей при измерении ДНВАХ. МДП структуры были получены как путем окисления исходного кремния, так и в результате окисления кремния, прошедшего полный цикл термических операций по формированию МДП транзисторов при изготовлении больших интегральных схем. Во всех исследованных образцах выполнялось условие $d/L_{de} > 1$, т.е. поверхностная генерация на обратной стороне пластин кремния не влияла на диффузионную длину.

В ряде структур в кремнии был сформирован внутренний геттер дефектов, располагавшийся на глубине > 5 мкм от границы раздела Si-SiO₂. Технология создания внутреннего геттера описана в [16].

Значения объемного генерационного времени жизни неосновных носителей заряда, найденного согласно [15], в исследованных образцах составляли $2 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-4}$ с. Величины T_k во всех случаях превышали 80°C.

Измерения ДНВАХ МДП структур проводились на установке, блок-схема которой показана на рис. 1. Исследуемые образцы помещались в измерительную камеру зондовой установки Micromanipulator MM 7000 на терморегулируемый столик TC-100. Использовался усилитель тока Keithley 427. ДНВАХ регистрировались на цифровом осциллографе Siglent SDS-1072 и анализировались на персональном компьютере. Точность поддержания температуры МДП структур составляла 1°C. Амплитуда ЛВН не превышала 30 В. Большинство исследований выполнено при высоких значениях скорости ЛВН ($K = 5 \cdot 10^4$ В/с), что позволило снизить температуры определения L_{de} не менее чем на 40°C по сравнению с измерением данного параметра по релаксации высокочастотной емкости МДП структур. Для разных образцов температуры измерений ДНВАХ зависели от T_k и составляли 90–120°C.

Сравнительные исследования L_{de} в МДП структурах проводились с применением растрового электронного

микроскопа (РЭМ) JEOL JSM-845, а также сканирующего сфокусированного лазерного луча (длина волны 0.63 мкм, диаметр луча 2.0–2.5 мкм), совмещенного с зондовой установкой. Облучение МДП структур низкоэнергетическими электронами (10–30 кэВ) в диапазоне доз $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$ см⁻² осуществлялось в упомянутом РЭМ.

4. Результаты и обсуждение

Примеры типичных нормированных ДНВАХ, измеренных при различных температурах при высокой скорости ЛВН, приведены на рис. 2. При комнатной температуре имеет место характеристика полного неравновесного обеднения. При повышенных температурах появляется постоянный ток генерации неосновных носителей вследствие диффузии из квазинейтрального объема кремния. При регистрации ДНВАХ в диапазоне напряжений от аккумуляции к инверсии минимальная глубина ОПЗ W_{min} , начиная с которой в исследованных

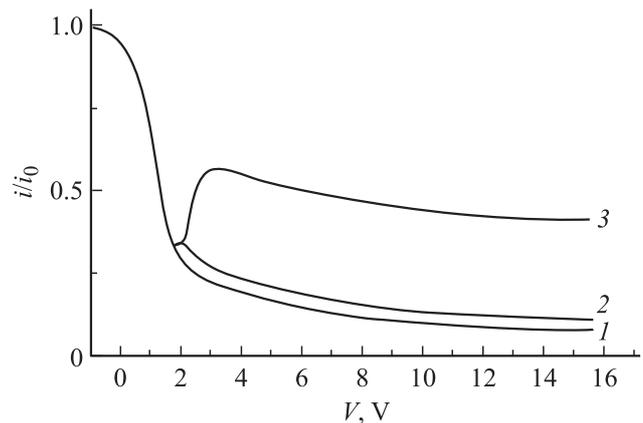


Рис. 2. ДНВАХ МДП структуры при температурах $T = 20$ (1), 100 (2), 120°C (3). Толщина SiO₂ = 1000 Å, $\tau_{g0} = 9.5 \cdot 10^{-5}$ с, $L_{de} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ см, $K = 1 \cdot 10^3$ В/с.

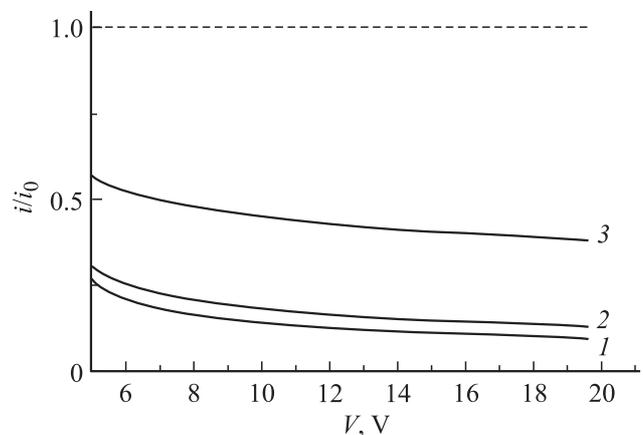


Рис. 3. ДНВАХ МДП структуры в условиях начальной сильной инверсии при температурах $T = 20$ (1), 100 (2), 120°C (3). Параметры МДП структуры аналогичны приведенным на рис. 2.

структурах формировался диффузионный ток неосновных носителей, составляла ~ 0.5 мкм. В случае измерения ДНВАХ из состояния сильной начальной инверсии они имеют вид, представленный на рис. 3. При этом значение W_{\min} возрастало до 1 мкм. Регистрация ДНВАХ из состояния сильной инверсии проводится в МДП структурах, в которых необходимо устранить влияние перезарядки поверхностных состояний на границе раздела Si–SiO₂ на диффузионный ток неосновных носителей. Такой подход применялся при исследовании облученных МДП структур.

Установлено, что в МДП структурах, полученных термическим окислением исходного кремния, значения L_{de} зависели от режимов выращивания окисла, свойств исходного полупроводника и составляли от 30 до 120 мкм. В то же время в МДП структурах, изготовленных в процессе полного цикла производства p -канальных интегральных схем, включавшего высокотемпературные технологические операции формирования маскирующего окисла и двухстадийный процесс диффузии бора, в результате образования дополнительных электрически активных дефектов в кремнии величины L_{de} значительно снижались и находились в диапазоне 20–40 мкм.

В тестовых структурах, сопровождавших производство интегральных схем, проведен сравнительный анализ значений диффузионных длин, найденных по ДНВАХ и на основании других методов. С этой целью были измерены наведенные токи в p - n -переходах при сканировании по ним электронным лучом РЭМ [3] и сфокусированным лазерным лучом [4]. При этом p - n -переходы были изготовлены на одних и тех же кристаллах с исследованными МДП структурами. Значения L_{de} , измеренные по ДНВАХ при температуре $T = 100^\circ\text{C}$, составили 25.5 мкм. Величины L_{de} в p - n -переходах, найденные согласно методу [4] при $T = 100^\circ\text{C}$, равнялись 27–28 мкм. При $T = 20^\circ\text{C}$ на основании методов [3] и [4] получены значения $L_{de} = 22$ –23 мкм. Наблюдавшееся возрастание L_{de} в случае $T = 100^\circ\text{C}$ было связано с небольшим увеличением диффузионной длины, обычно имеющем место при повышении температуры измерений [22]. Таким образом, значения L_{de} , рассчитанные по ДНВАХ, отличались от величин, измеренных другими методами, не более чем на 15%.

Исследованы эффективные профили L_{de} в кремнии в структурах Al–SiO₂–Si с неоднородным залеганием электрически активных дефектов в приповерхностном слое полупроводника. В указанных структурах был сформирован внутренний геттер дефектов, располагавшийся в кремнии на глубине > 5 мкм от границы раздела Si–SiO₂ [16]. Результаты расчета эффективных профилей L_{de} на основании измерений при $T = 100^\circ\text{C}$ представлены на рис. 4. Без геттерирования величины L_{de} постоянны по глубине кремния и в пределах 5–6 мкм от поверхности полупроводника составляют ~ 26 мкм. При наличии внутреннего геттера дефектов для анализа результатов использовалась описанная выше ступенчатая аппроксимация диффузионной длины в полупроводнике (два участка со значениями L_1 и L_2). На

глубине > 6 мкм получены значения $L_{de} = 2$ –2.5 мкм, соответствующие величинам L_2 . В приповерхностном слое кремния, свободном от электрически активных дефектов, измеряемая величина L_{de} растет по мере приближения к границе раздела Si–SiO₂ по линейному закону в соответствии с (16). При $W \rightarrow 0$ $L_{de} = d_1 + L_2$ и составляет $\sim (7$ –7.5) мкм. При этом реальное значение L_1 остается неизвестным, поскольку вплоть до поверхности полупроводника на L_{de} оказывает существенное влияние большой ток диффузии неосновных носителей из расположенной глубже области залегания внутреннего геттера дефектов.

Изучены эффективные профили L_{de} в кремнии в структурах Al–SiO₂–Si и Si_{poly}–SiO₂–Si после их облучения низкоэнергетическими электронами. На рис. 5 показан пример зависимости значения L_{de} от координаты края ОПЗ в кремнии при энергии электронов 20 кэВ и дозе облучения $2 \cdot 10^{15}$ см⁻². Как видно,

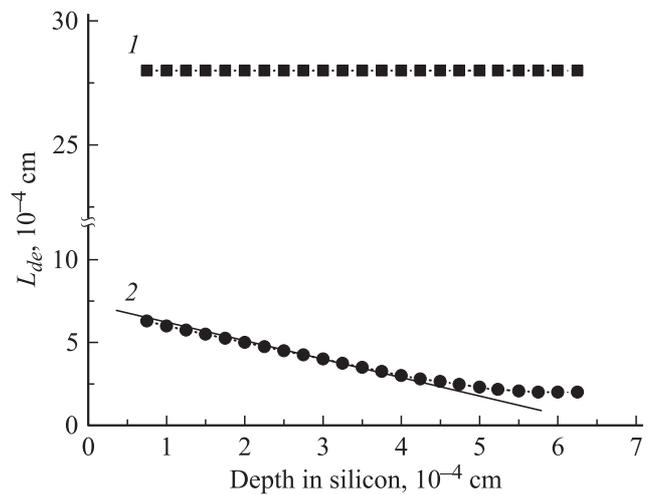


Рис. 4. Эффективные профили L_{de} в кремнии МДП структур в отсутствие (1) и при наличии геттера дефектов (2).

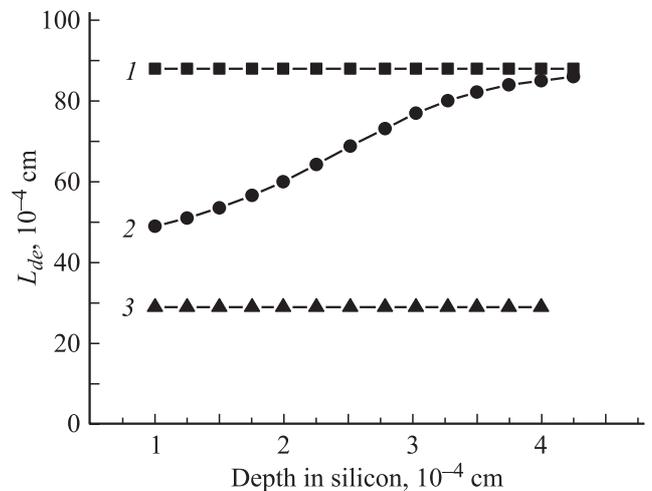


Рис. 5. Эффективные профили L_{de} в кремнии МДП структур до (1) и после облучения электронами с энергией 20 кэВ (2). 3 — усредненное значение диффузионной длины L_1 в облученном слое кремния.

эффективная диффузионная длина в облученных структурах минимальна вблизи границы раздела Si–SiO₂, а на глубине 4–4.5 мкм достигает значений, свойственных необлученным структурам. Полученный эффективный профиль L_{de} качественно отражает зависимость рассеяния энергии электронов в кремнии от координаты в полупроводнике. На основании [23] проведены расчеты длины пробега электронов в кремнии X_{max} . При энергии электронов 20 кэВ с учетом толщины электродов МДП структур значения X_{max} достигают 4–4.5 мкм и соответствуют глубине наблюдаемого изменения L_{de} в кремнии. Расчет координат области наибольшего рассеяния энергии электронов, выполненный согласно [24], показал, что она располагается в кремнии в пределах 1 мкм от границы раздела Si–SiO₂, что соответствует повышенной концентрации образованных облучением электрически активных дефектов и максимальному понижению L_{de} на представленных кривых.

На основании зависимостей L_{de} от W , приведенных на рис. 5, в соответствии со ступенчатой аппроксимацией диффузионной длины в полупроводнике по формулам (14) и (15) определена величина L_1 в облученном слое кремния. При известных значениях $d_1 = 4.5$ мкм, $L_2 = 88$ мкм и средней величине L_{de} в области облучения, равной 70 мкм, получено $L_1 = 28$ мкм. Рассчитанное значение L_1 отражает усредненную величину диффузионной длины в облученном слое кремния.

5. Заключение

В работе предложен метод определения диффузионной длины неосновных носителей заряда в полупроводнике по ДНВАХ МДП структур. Применение ДНВАХ при высоких скоростях ЛВН позволяет исключить влияние объемной генерации в полупроводнике на общий генерационный ток и снизить температуру измерения L_{de} в среднем на 40–50°С по сравнению с методами, основанными на анализе релаксации высокочастотной емкости МДП структур.

Показана возможность исследования эффективного профиля L_{de} в приповерхностном слое полупроводника при неоднородном распределении электрически активных дефектов по глубине материала.

Исследованы значения L_{de} в кремнии в МДП структурах, изготовленных по технологии интегральных схем. Рассмотрено влияние внутреннего геттерирования дефектов в полупроводнике и облучения МДП структур низкоэнергетическими электронами на эффективные профили L_{de} в приповерхностном слое кремния.

Список литературы

- [1] A.M. Goodman, L.A. Goodman, H.F. Gossenberger. *RCA Rev.*, **44**, 326 (1983).
- [2] D.K. Schroder. *Meas. Sci. Technol.*, **12**, R16 (2001).
- [3] D.E. Ioannou, C.A. Dimitriadis. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-29**, 445 (1982).
- [4] J.P. Boyeaux, F. Laugier. *Rev. Phys. Appliq., Suppl.*, N 6, **24**, C6-111(1989).
- [5] R.J. Dery, J.P. Spoonhower. *Rev. Sci. Instrum.*, **55**, 1343 (1984).
- [6] A. Sanders, M. Kunst. *Sol. St. Electron.*, **34**, 1007 (1991).
- [7] M.C. Schubert, J. Isenberg, W. Warta. *J. Appl. Phys.*, **94**, 4139 (2003).
- [8] M. Zerst. *Zeits. Angev. Phys.*, **22**, 30 (1966).
- [9] D.K. Schroder. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-19**, 1018 (1972).
- [10] D.K. Schroder, J.D. Whitfield, C.J. Varker. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-31**, 462 (1984).
- [11] D.K. Schroder. *Sol. St. Electron.*, **27**, 247 (1984).
- [12] Z. Radzinsky, E. Gaylord, J. Honeycutt, G.A. Rozgonyi. *J. Electrochem. Soc.*, **135**, 2597. (1988).
- [13] P. Peykov, M. Aceves. *Surfaces y Vacio*, **17**, 29 (2004).
- [14] D.K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization* (Hoboken, New Jersey, J. Wiley and Sons, Inc., 2006) p. 434.
- [15] В.П. Захаров, В.М. Попов. *Микроэлектроника*, **5**, 164 (1976).
- [16] V.M. Popov, A.P. Pokanevich, A.I. Panin. *Nucl. Instr. Meth. B*, **186**, 88 (2002).
- [17] В.М. Попов. *Оптоэлектр. полупр. техника*, **20**, 12 (1991).
- [18] В.М. Попов. *Микроэлектроника*, **6**, 269 (1977).
- [19] В.П. Захаров, В.М. Попов. *Микроэлектроника*, **10**, 280 (1981).
- [20] K.S. Rabbani, D.R. Lamb. *Sol. St. Electron.*, **21**, 1171 (1978).
- [21] J.G. Simmons. *Sol. St. Electron.*, **19**, 153 (1976).
- [22] J. Batista, A. Mandelis, D. Schaughnessy. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 4077 (2003).
- [23] K. Kanaya, S. Okayama. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 43 (1972).
- [24] P.C. Phua, K.S. Ong. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-49**, 2036 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

Determination of diffusion length of minority carriers in semiconductor by means of dynamic unsteady-state current–voltage characteristics of MIS structures

V.M. Popov

State Enterprise „Research Institute for Microdevices“,
STC „Institute for single crystals“,
National Academy of science of Ukraine,
04136 Kiev, Ukraine

Abstract The method for determination of diffusion length of minority carriers L_{de} in semiconductors based on dynamic unsteady-state current–voltage characteristics of MIS structures has been proposed. Application of the method allows to eliminate the influence of bulk generation in semiconductor on L_{de} and decrease the measurement temperature. The possibility of investigation of effective L_{de} profiles in the subsurface layer of a semiconductor in the case of nonuniform distribution of electrically active defects in the depth of the material was shown. The L_{de} values in silicon-based MIS structures used in integrated circuits technology were investigated. The influence of internal gettering of defects in silicon and irradiation of MIS structures with low-energy electrons (10–30 keV) on the effective L_{de} profiles in the near surface layer of the semiconductor have been analyzed.