

# О влиянии сужения запрещенной зоны на поверхностные рекомбинационные процессы в кремнии

© А.В. Саченко<sup>¶</sup>, И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

(Получена 13 сентября 2006 г. Принята к печати 2 октября 2006 г.)

Учтено влияние эффекта сужения зон на величины эффективных скоростей поверхностной рекомбинации в кремнии. Показано, что эффект сужения зон приводит к увеличению эффективной скорости поверхностной рекомбинации в случае, когда концентрация носителей заряда на поверхности больше, чем в объеме, и к ее уменьшению в противоположном случае. Рассчитано влияние эффекта сужения зон на напряжение разомкнутой цепи в кремниевых солнечных элементах с учетом изменения вклада поверхностной рекомбинации.

PACS: 71.20.Mq, 71.55.Cn, 72.20.Jv, 73.50.Gr, 73.50.Pz, 84.60.Jt

## 1. Введение

Как известно, при достаточно сильном легировании полупроводника происходит сужение запрещенной зоны [1–3]. Его физические причины различны при концентрациях примеси, меньших и больших  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а величина изменения ширины запрещенной зоны при концентрации легирующей примеси  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в кремнии сопоставима с температурным изменением ширины запрещенной зоны в диапазоне температур от 0 до 300 К [3]. В настоящее время эффект сужения запрещенной зоны учитывается при моделировании и разработке полупроводниковых приборов и солнечных элементов (СЭ) [4–6]. Его проявление сводится в первую очередь к увеличению концентрации собственных носителей заряда ( $n_i$ ) и токов насыщения при достаточно высоких уровнях легирования. Вместе с тем вплоть до последнего времени влияние сужения запрещенной зоны подробно не рассматривалось при анализе эффективной скорости поверхностной рекомбинации (СПР). В частности, не учитывалось, что эффект может проявляться не только через изменение уровня легирования, но и благодаря большим значениям поверхностных концентраций, наведенных приповерхностным электрическим полем. Благодаря указанному влиянию следует ожидать видоизменения механизмов широкого класса фотоэлектрических эффектов, чувствительных к величине СПР.

В данной работе проведен анализ влияния сужения запрещенной зоны на эффективную СПР и напряжение разомкнутой цепи в кремниевых СЭ при комнатной температуре. Показано, в частности, что эффект сужения зоны может привести к заметному увеличению СПР в случае, когда на поверхности кремния реализуются достаточно большие обогащающие или инверсионные изгибы зон. В то же время для сильно легированного эмиттера действие эффекта сужения запрещенной зоны более сложно. С одной стороны, эффективная СПР на границе эмиттера уменьшается по сравнению со случаем, когда сужение запрещенной зоны отсутствует, если у

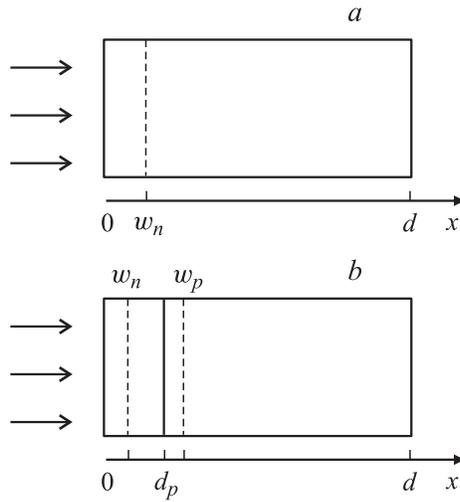
поверхности эмиттера реализуется истощение. С другой стороны, более высокая концентрация носителей заряда в эмиттере по сравнению с базой способствует увеличению суммарной скорости поверхностной и объемной рекомбинации в эмиттере. В работе также показано, что влияние сужения запрещенной зоны на напряжение разомкнутой цепи кремниевых СЭ зависит не только от изменения  $n_i^2$ , но и от изменения избыточной концентрации электронно-дырочных пар вследствие изменения полного темпа рекомбинации.

## 2. Постановка задачи и теоретические соотношения

Эффективные скорости поверхностной рекомбинации вводятся на границах областей пространственного заряда и квазинейтрального объема базы. В настоящей работе рассматриваются две различные ситуации для рекомбинации на освещенной поверхности (см. рис. 1). В первом случае считается, что на освещенной поверхности величина эффективной СПР  $S_0$  определяется рекомбинацией с участием поверхностных состояний, расположенных на границе раздела кремний–(термический окисел кремния) с положительным встроенным зарядом в диэлектрике. Во втором случае предполагается, что у освещенной поверхности имеется достаточно сильно легированный  $p^+$ -слой толщиной  $d_p$ . При анализе рассматривается случай отсутствия вырождения носителей заряда.

При самосогласованном определении величины эффективной СПР на освещенной поверхности  $S_0$  считается, что на фронтальной поверхности существует заряженный диэлектрический слой с плотностью положительного поверхностного заряда  $Q_0$ , локализованного вблизи границы раздела полупроводник–диэлектрик, а его величина превышает заряд перезаряжающихся электронных состояний границы раздела. Тогда в приповерхностном слое образуется область пространственного заряда глубиной  $w_n$ , соответствующая истощающему или инверсионному изгибам зон в случае базы  $p$ -типа

<sup>¶</sup> E-mail: sachenko@inbox.ru



**Рис. 1.** Схематическое изображение рассматриваемых структур для двух случаев: *a* — однородно легированная кремниевая пластина; *b* — приповерхностный *p*–*n*-переход с глубиной залегания  $d_p$ .

проводимости и обогащающему изгибу зон в случае базы *n*-типа. Пусть поверхностная рекомбинация осуществляется по механизму Шокли–Рида–Холла через дискретные рекомбинационные поверхностные центры с концентрацией  $N_s$ , энергетическим положением  $E_s$  относительно середины запрещенной зоны и коэффициентами захвата электронов  $C_{ns}$  и дырок  $C_{ps}$ . Тогда темп поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности  $R_s$  определяется из соотношения

$$R_s = \frac{C_{ns}C_{ps}N_s(n_s p_s - n_i^2)}{C_{ps} \left[ p_s + n_i \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right) \right] + C_{ns} \left[ n_s + n_i \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right) \right]}, \quad (1)$$

где  $n_s$  и  $p_s$  — концентрации неравновесных электронов и дырок на поверхности,  $n_i$  — концентрация равновесных носителей заряда в собственном кремнии,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

Обычная процедура получения выражения для эффективной скорости поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности заключается в использовании для распределения неравновесных концентраций электронов и дырок в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) выражений вида

$$n(x) = (n_n + \Delta n) \exp(y) \quad \text{и} \quad p(x) = (p_n + \Delta n) \exp(-y), \quad (2)$$

полученных в приближении постоянных квазиуровней Ферми для электронов и дырок, где  $n_n$  и  $p_n$  — концентрации равновесных электронов и дырок в базе *n*-типа проводимости,  $\Delta n$  — концентрация избыточных электронно-дырочных пар в базе на расстоянии  $x = w_n$  от геометрической поверхности СЭ,  $y(x)$  — безразмерный электростатический потенциал.

Рассмотрим далее случай, когда на поверхности концентрация равновесных электронов достаточно велика и намного превышает величину равновесной концентрации основных носителей в базе  $n_n$ . Тогда в случае термодинамического равновесия на поверхности  $x = 0$  произведение концентрации электронов и дырок  $n_{s0}p_{s0} = n_{i0}^2 \exp(\Delta E_{gs}/kT)$ , где  $\Delta E_{gs} = E_{g0} - E_{gs}$  — изменение ширины запрещенной зоны вследствие большой концентрации электронов. При этом в плоскости  $x = w_n$  в случае термодинамического равновесия имеет место равенство  $n_n p_n \approx n_{i0}^2 \exp(\Delta E_{gb}/kT)$ , где  $\Delta E_{gb} = E_{g0} - E_{gb}$ . Величины  $E_{g0}$ ,  $E_{gs}$  и  $E_{gb}$  соответственно равны ширине запрещенной зоны кремния при слабом легировании, на поверхности  $x = 0$  и в квазинейтральном объеме. Таким образом, видно, что, переводя выражение для темпа рекомбинации (1) с геометрической поверхности в плоскость  $x = w_n$  с использованием соотношений (2), необходимо умножить получившееся выражение на  $\exp[(\Delta E_{gs} - \Delta E_{gb})/kT]$ , что дает для величины  $S_0$  с учетом практически всегда выполняющегося соотношения  $\Delta n \gg (n_{i0}^2/n_n) \exp[(\Delta E_{gs} - \Delta E_{gb})/kT]$  следующее выражение:

$$S_0 \approx C_{ns}C_{ps}N_s(n_n + \Delta n) \exp\left[\frac{(\Delta E_{gs} - \Delta E_{gb})}{kT}\right] / \left\{ C_{ps} \left[ \Delta n \exp(-y_s) + n_i \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right) \right] + C_{ns} \left[ (n_n + \Delta n) \exp y_s + n_i \exp \frac{E_s}{kT} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $y_s$  — безразмерный неравновесный изгиб зон на поверхности.

Таким образом, как видно из (3), с учетом сужения запрещенной зоны величина эффективной СПР на освещенной поверхности возрастает за счет множителя  $\exp[(\Delta E_{gs} - \Delta E_{gb})/kT]$  по сравнению со случаем, когда эффект сужения зоны не учитывается.

Вид зависимости  $y_s(\Delta n)$  можно определить из уравнения электронейтральности, которое в случае отсутствия перезарядки поверхностных электронных состояний границы раздела диэлектрик–полупроводник при освещении имеет вид [7]

$$\frac{Q_0}{\sqrt{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0 kT}} = \left[ (n_n + \Delta n)(e^{y_s} - 1) + \Delta n(e^{-y_s} - 1) - y_s n_n \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь  $Q_0 = qN$  — поверхностная плотность заряда, встроенного в диэлектрике,  $\varepsilon_{Si}$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. Совместное решение уравнений (3) и (4) позволяет найти величину  $y_s$  и определить характер взаимосвязи величины  $S_0$  с поверхностными и объемными электрофизическими параметрами системы диэлектрик–полупроводник, а также с концентрацией избыточных электронно-дырочных пар  $\Delta n$  в плоскости  $x = w_n$ .

На рис. 2 приведены зависимости СПР  $S_0$  от избыточной концентрации электронно-дырочных пар  $\Delta n$ . Параметром кривых является величина  $N$ . Величина изменения ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$  как функция  $n_n$  была взята из данных работы [3]. Для сравнения приведены зависимости  $S_0$  от величины  $\Delta n$  как с учетом, так и без учета эффекта сужения запрещенной зоны. Как видно из рисунка, чем больше величина встроенного заряда, тем сильнее различаются эти зависимости. При величине  $N$ , равной  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , когда поверхностная концентрация электронов составляет  $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , они различаются в 2 раза, а при  $N = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , когда поверхностная концентрация электронов составляет  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , различие достигает одного порядка.

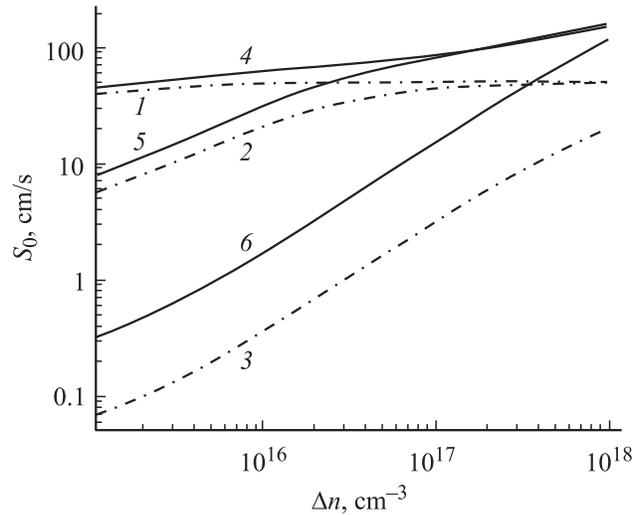
Таким образом, эффект сужения запрещенной зоны приводит к увеличению эффективной СПР  $S_0$  из-за большой наведенной электрическим полем поверхностной концентрации электронов и при обычно реализующихся параметрах это увеличение составляет разы, что весьма важно учитывать при проведении минимизации эффективной СПР на освещенной поверхности в фотоэлектрических приборах на основе кремния.

Наряду с учетом влияния эффекта сужения запрещенной зоны на эффективные СПР необходимо, вообще говоря, учитывать его влияние и на коэффициенты захвата электронов и дырок поверхностными и объемными рекомбинационными уровнями, а также на коэффициенты квадратичной рекомбинации и межзонной рекомбинации Оже. В частности, для коэффициента излучательной рекомбинации  $\beta$  справедливо соотношение [8]

$$\beta = g_T/n_i^2, \quad (5)$$

где  $g_T$  — темп тепловой генерации электронов и дырок в условиях равновесия. Как показывают оценки, увеличение  $g_T$  при легировании несущественно, и поэтому коэффициент излучательной рекомбинации уменьшается по мере увеличения легирования вследствие роста величины  $n_i^2$  из-за проявления эффекта сужения запрещенной зоны. Однако следует отметить, во-первых, что не всегда изменение ширины запрещенной зоны непосредственно входит в выражения для коэффициентов захвата электронов и дырок глубокими поверхностными и объемными уровнями. Во-вторых, как показывают оценки для случая простых моделей квадратичной рекомбинации и межзонной рекомбинации Оже, изменение коэффициентов вследствие эффекта сужения запрещенной зоны значительно слабее, чем изменение  $n_i^2$ . Поэтому все численные расчеты, выполненные в настоящей работе, не учитывают изменения рекомбинационных коэффициентов вследствие эффекта сужения запрещенной зоны.

В реальных условиях в кремнии, как показано в работе [9], доминирует экситонная безызлучательная рекомбинация, происходящая по механизму Оже с участием глубокого рекомбинационного уровня, существенно



**Рис. 2.** Зависимости эффективной скорости поверхностной рекомбинации в кремнии на освещенной поверхности от уровня возбуждения для случаев неучета (1–3) и учета эффекта сужения зон (4–6). Расчетные параметры:  $C_{ps} = C_{ns} = 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ ;  $N_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $E_s = 0$ ;  $N = 2 \cdot 10^{10}$  (1, 4),  $10^{11}$  (2, 5),  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  (3, 6).

превышающая излучательную рекомбинацию. Коэффициент безызлучательной экситонной рекомбинации  $B_x$  должен уменьшаться с увеличением уровня легирования вследствие эффекта экранирования электронно-дырочного взаимодействия, приводящего в кремнии при уровнях легирования  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  к экситонному переходу Мотта.

Следуя работе [10], можно записать

$$B_x(n_n) = B_{x0} \times \exp \left\{ 0.567 \frac{300}{T} \left[ 1 - \left( \frac{n_n}{9.56 \cdot 10^{17} (T/300)} \right)^{1/2} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

где  $B_{x0}$  — коэффициент экситонной безызлучательной рекомбинации при малых уровнях легирования. Численный множитель в знаменателе (6) соответствует концентрации, имеющей размерность  $\text{см}^{-3}$ .

Коэффициент межзонной рекомбинации Оже для электронов  $C_n$  может быть аппроксимирован формулой [9]

$$C_n(n_n) = \left( 2.8 \cdot 10^{-31} + \frac{2.5 \cdot 10^{-22}}{n_n^{1/2}} \right) \text{ см}^6/\text{с}. \quad (7)$$

Эта зависимость является следствием проявления усиления кулоновского взаимодействия при низких концентрациях электронов [11]. Коэффициент межзонной рекомбинации Оже для дырок  $C_p$  не зависит от концентрации дырок и равен  $10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ .

При дальнейшем анализе влияния эффекта сужения запрещенной зоны будут использоваться зависимости (6) и (7), описывающие влияние уровня легирования

на коэффициент экситонной безызлучательной рекомбинации  $B_x$  и коэффициент межзонной рекомбинации Оже для электронов  $C_n$ .

### 3. Влияние эффекта сужения зон на напряжение разомкнутой цепи

В случае, когда толщина кремниевого солнечного элемента больше биполярной длины диффузии  $L$ , что справедливо для не очень больших величин объемного времени жизни, а избыточная концентрация электронно-дырочных пар меньше равновесной концентрации электронов в базе СЭ, величина напряжения разомкнутой цепи СЭ  $V_{oc}$  определяется выражениями [12]

$$V_{oc} = kT/q \ln(\Delta n n_n/n_{ib}^2), \quad (8)$$

$$\Delta n = \frac{J_{ph}}{q(S_0^{em} + D/L)}, \quad (9)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $n_{ib}$  — концентрация собственных носителей заряда в базе,  $J_{ph}$  — плотность тока фотогенерации,  $S_0^{em}$  — эффективная скорость поверхностной рекомбинации в плоскости  $x = d_p + w_n$ , учитывающая как рекомбинацию на границах раздела металл–полупроводник и полупроводник–диэлектрик, так и объемную рекомбинацию в эмиттерном слое, представляющем собой сильно легированную  $p^+$ -область толщиной  $d_p$ ,  $D$  — коэффициент биполярной диффузии.

Для определения величины  $L$ , вообще говоря, нужно учесть все механизмы рекомбинации, что с учетом работы [9] и изложенного выше позволяет записать при  $T = 300$  К

$$L = \left\{ D \left[ \frac{1}{\tau_b} + \frac{1.4 \cdot 10^{-16} n_n}{\tau_b} \frac{B_x(n_n)}{B_{x0}} + \left( 2.8 \cdot 10^{-31} + \frac{2.5 \cdot 10^{-22}}{n_n^{1/2}} \right) n_n^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

где  $\tau_b$  — объемное время жизни в базе при малом уровне легирования.

Отметим, что в выражении (10) нами использовано уточненное по сравнению с работой [9] значение коэффициента безызлучательной экситонной рекомбинации  $B_{x0}$ , равное  $1.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3$ , а все концентрации в формуле (10) имеют размерность  $\text{см}^{-3}$ .

Чтобы получить выражение для  $S_0^{em}$ , вначале нужно определить ее значение на границе  $x = w_p$ , затем перенести на границу  $x = d_p$ , используя выражение для распределения концентрации избыточных электронов в эмиттере, полученное из решения диффузионного уравнения для неравновесных электронов, и, наконец, перенести получившееся выражение на границу  $x = d_p + w_n$ . С учетом того, что рекомбинация происходит как под

контактами, так и между контактами, получаем

$$S_0^{em} = v_n \frac{n_n}{p_p} \exp \frac{\Delta E_{gp} - \Delta E_{gb}}{kT} \left[ \left( S_m \operatorname{ch} \frac{d_p}{L_n} + V_n \operatorname{sh} \frac{d_p}{L_n} \right) m \right. \\ \left. / \left( S_m \operatorname{sh} \frac{d_p}{L_n} + V_n \operatorname{ch} \frac{d_p}{L_n} \right) \right. \\ \left. + \left( S_n \operatorname{ch} \frac{d_p}{L_n} + V_n \operatorname{sh} \frac{d_p}{L_n} \right) (1 - m) \right. \\ \left. / \left( S_n \operatorname{sh} \frac{d_p}{L_n} + V_n \operatorname{ch} \frac{d_p}{L_n} \right) \right] \left( 1 + \frac{\Delta n}{n_n} \right). \quad (11)$$

Здесь  $p_p$  — концентрация дырок в эмиттере,  $V_n = D_n^+/L_n^+$ ,  $D_n^+$ ,  $L_n^+$  — соответственно диффузионная скорость, коэффициент и длина диффузии электронов в сильно легированной эмиттерной области,  $m$  — отношение площади металлических шин и контактов к полной площади поверхностного эмиттера,

$$S_n \approx C_{ns} C_{ps} N_s (p_p + \Delta p) \exp \frac{\Delta E_{gs} - \Delta E_{gp}}{kT} \\ / \left\{ C_{ps} \left[ (p_p + \Delta p) \exp(-y_s) + n_i \exp \left( -\frac{E_s}{kT} \right) \right] \right. \\ \left. + C_{ns} \left[ \Delta p \exp(y_s) + n_i \exp \left( \frac{E_s}{kT} \right) \right] \right\} \quad (12)$$

— эффективная скорость поверхностной рекомбинации электронов на границе раздела полупроводник–диэлектрик в плоскости  $x = w_p$ ,  $\Delta E_{gp}$  — сужение запрещенной зоны в эмиттере,  $S_m = V_T/4$  — скорость поверхностной рекомбинации электронов на границе раздела полупроводник–металл,  $V_T$  — среднеквадратичная тепловая скорость электронов.

Величина  $\Delta p$  на границе квазинейтральной области в эмиттере связана с величиной  $\Delta n$  на границе квазинейтральной области в базе соотношением

$$\Delta p p_p \approx \Delta n (n_n + \Delta n) \exp \frac{\Delta E_{gp} - \Delta E_{gb}}{kT}. \quad (13)$$

В рассматриваемом случае наличие положительного заряда в диэлектрике приводит к тому, что на границе раздела эмиттер–диэлектрик будет реализовываться слой истошения (при условии, что эмиттер легирован до концентраций  $\sim (10^{18} - 10^{19}) \text{ см}^{-3}$ ). При этом концентрация дырок на поверхности эмиттера может достаточно сильно уменьшаться по сравнению с концентрацией дырок в глубине эмиттера. Так, например, при  $p_p = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $N = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  значение концентрации дырок на поверхности эмиттера составляет  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что на 2 порядка меньше, чем в квазинейтральной области эмиттера, а результирующая величина  $\exp[(\Delta E_{gs} - \Delta E_{gp})/kT]$  составляет 0.27 при использовании данных работы [3]. Таким образом, с учетом эффекта сужения запрещенной зоны в данном случае величина  $S_n$

оказывается в 4 раза меньше, чем без его учета, и составляет при малом уровне инжекции около  $10^3$  см/с. Особенностью рассматриваемого случая является то, что величина  $S_n$  при малом уровне инжекции велика, начинает зависеть от уровня инжекции  $\Delta n$  при низких значениях и с ростом уровня инжекции уменьшается.

В то же время в формировании величины  $S_0^{em}$  доминирует эффект сужения зоны в эмиттере по сравнению с базой, который приводит к увеличению  $S_0^{em}$ . Кроме того, в случае, когда на освещенной поверхности находится токособирающая сетка, в суммарную рекомбинацию большой вклад вносит рекомбинация под контактами, чем рекомбинация на границе раздела полупроводник-диэлектрик. Наконец, в суммарной рекомбинации учитывается и объемная рекомбинация в эмиттере, которая при указанных уровнях легирования эмиттера преобладает, поскольку определяющим ее механизмом является межзонная рекомбинация Оже.

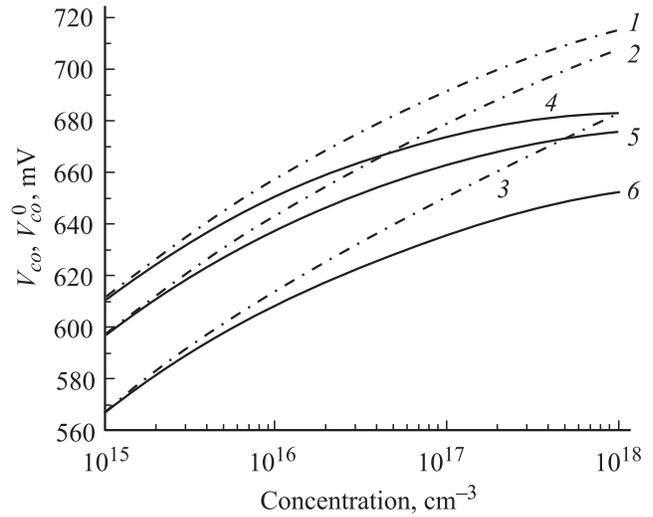
При расчетах величины  $S_0^{em}$  использовалось значение  $V_T = 10^7$  см/с, а также соотношение для времени жизни электронов в  $p^+$ -области, полученное в предположении, что оно определяется межзонной рекомбинацией Оже, т.е.  $\tau_{em} = (C_p p_p^2)^{-1}$ . Кроме того, предполагалось, что справедлива эмпирическая зависимость для длины диффузии в  $p^+$ -области от уровня ее легирования, полученная в работе [13]:  $L_n^+ = 4.02 \cdot 10^{14} p_p^{-0.951}$ . Наконец, для величины концентрации собственных носителей заряда в слабо легированном кремнии при  $T = 300$  К использовалось значение  $9.65 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  [3].

В общем случае изменение напряжения разомкнутой цепи из-за эффекта сужения зон ( $\Delta V_{oc}$ ) будет определяться не только величиной  $\Delta V_{oc}^0 = (kT/q) \times \ln[\exp(\Delta E_g/kT)] = \Delta E_g/q$ , связанной с изменением  $n_i^2$ , но и тем, как этот эффект повлияет на избыточную концентрацию электронно-дырочных пар  $\Delta n(0)$ . Так, например, в случае, когда суммарный темп рекомбинации с учетом эффекта сужения запрещенной зоны возрастает, величина  $V_{oc}$  будет больше, чем  $\Delta V_{oc}^0$ . Если же суммарный темп рекомбинации с учетом эффекта сужения зон уменьшается, то значение  $\Delta V_{oc}$  будет меньше, чем  $\Delta V_{oc}^0$ .

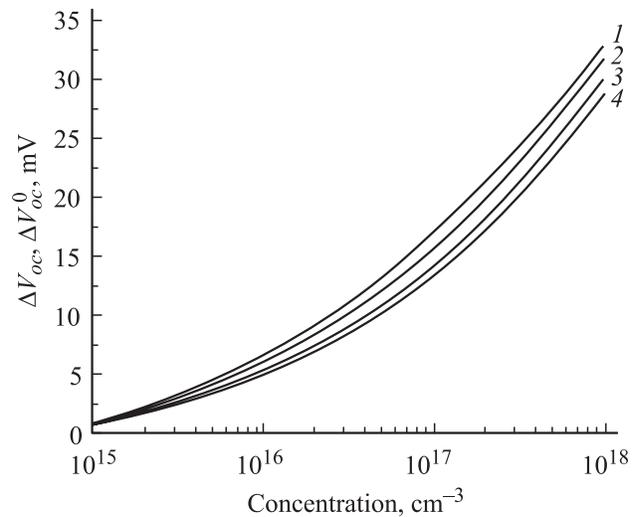
На рис. 3 приведены зависимости напряжения разомкнутой цепи без учета и с учетом эффекта сужения зон ( $V_{oc}^0$  и  $V_{oc}$  соответственно) от уровня легирования базы при  $T = 300$  К. На рис. 4 построены зависимости  $\Delta V_{oc} = V_{oc}^0 - V_{oc}$  от уровня легирования базы. Параметром кривых является объемное время жизни. Для сравнения приведена также величина  $\Delta V_{oc}^0$ , которая учитывает только изменение  $n_i^2$ . Как видно из рисунка, полученные величины  $\Delta V_{oc}$  превышают значение  $\Delta V_{oc}^0$ , учитывающее только изменение  $n_i^2$ . Однако, чем меньше объемное время жизни, тем ближе соответствующие кривые к этим предельным зависимостям.

Относительная погрешность определения  $V_{oc}$  без учета эффекта сужения зон составляет при использованных параметрах  $\sim (2-3)\%$ .

Отметим, что учитывать эффекты, связанные с вырождением, в области концентраций, превышающих



**Рис. 3.** Зависимости напряжения разомкнутой цепи в кремнии от уровня легирования базы для случаев неучета (1–3) и учета эффекта сужения зон (4–6). Расчетные параметры:  $p_p = 3 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ;  $d_p = 3 \cdot 10^{-4}$  см;  $m = 0.1$ ;  $\tau_p = 3 \cdot 10^{-4}$  (1, 4),  $10^{-4}$  (2, 5),  $10^{-5}$  с (3, 6). Параметры поверхностного рекомбинационного центра те же, что и на рис. 2.



**Рис. 4.** Зависимости изменения напряжения разомкнутой цепи в кремнии, связанного с сужением зон, от уровня легирования базы (1–3). 4 соответствует отсутствию изменения концентрации избыточных носителей заряда вследствие эффекта сужения зон.  $\tau_b$ , с: 1 —  $3 \cdot 10^{-4}$ ; 2 —  $10^{-4}$ ; 3 —  $10^{-5}$ . Остальные расчетные параметры те же, что и на рис. 3.

$10^{19}$  см $^{-3}$ , при расчете эффективной скорости поверхностной рекомбинации в случае кремния фактически нет необходимости по следующим причинам. Во-первых, и концентрация основных носителей заряда в сильно легированной области, и концентрация электронов (или дырок), наведенная электрическим полем при наличии встроенного заряда, в кремниевых СЭ практически

всегда не превышают  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Во-вторых, начиная с концентрации электронов (или дырок), превышающей  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , величина эффективной скорости рекомбинации в кремнии становится много меньше, чем скорость объемной рекомбинации, как при неконцентрированном, так и при концентрированном освещении. Поэтому даже использование выражения для эффективной СПР без учета вырождения не приведет в этом случае к изменению напряжения разомкнутой цепи и соответственно фотонапряжения.

Таким образом, в настоящей работе показано, что эффект сужения запрещенной зоны может привести к значительному изменению величины эффективной скорости поверхностной рекомбинации и заметному изменению напряжения разомкнутой цепи в кремнии. Он должен, в частности, учитываться при моделировании и разработке кремниевых СЭ.

## Список литературы

- [1] D.D. Kleppinger, F.A. Lindholm. *Sol. St. Electron.*, **14**, 407 (1971).
- [2] Н.А. Поклонский, А.И. Сягло, Ф.Н. Боровик. *ФТП*, **30** (10), 1767 (1996).
- [3] P.P. Altermatt, A. Schenk, F. Geelhaar, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **93** (3), 1598 (2003).
- [4] А. Блихер. *Физика силовых приборов и транзисторов* (Л., Энергоатомиздат, 1986).
- [5] A.W. Blakers, M.A. Green, E.M. Keller. *J. Appl. Phys.*, **57** (2), 591 (1985).
- [6] A.P. Gorban, A.V. Sachenko, V.P. Kostylyov, N.A. Prima. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3** (3), 322 (2000).
- [7] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем метал-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978).
- [8] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [9] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3** (1), 5 (2000).
- [10] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский. *ФТП*, **40** (8), 909 (2006).
- [11] A. Hangleiter, R. Häcker. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 215 (1990).
- [12] А.В. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [13] E.K. Banghart, J.L. Gray, R.I. Schwartz. *Proc. 20th IEEE Photovolt. Spec. Conf.* (Las Vegas, 1988) [Conf. Rec. (N.Y., 1988)] v. 1, p. 717.

Редактор Л.В. Шаронова

## On the effect of band gap narrowing upon surface recombination processes in silicon

A.V. Sachenko, I.O. Sokolovskyi

V.E. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03028 Kiev, Ukraine