

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ СИЛЬНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ И ВЫСОКОГО УРОВНЯ ИНЖЕКЦИИ НА ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $p^+ - n - n^+$ -СТРУКТУРАХ С ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

© Т.Т.Мнацаканов, В.Б.Шуман

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 28 ноября 1995 г. Принята к печати 30 ноября 1995 г.)

Рассмотрено влияние совокупности эффектов сильного легирования и высокого уровня инжекции на характеристики кремниевых солнечных элементов с вертикальными $p-n$ -переходами. Показано, что оба эффекта могут оказать существенное влияние на ограничение параметров солнечных элементов. Из всей совокупности эффектов легирования наиболее существенным оказывается эффект уменьшения ширины запрещенной зоны кремния.

В последние годы широкое распространение получили солнечные элементы с вертикальным расположением $p-n$ -переходов, работающие в условиях сильной освещенности. Высокие уровни концентрации генерированных носителей заряда (НЗ) делают необходимым учет нелинейных эффектов (электронно-дырочного рассеяния и оже-рекомбинации) при определении характеристик таких элементов. Кроме того, существенными в p^+ - и n^+ -слоях таких структур оказываются эффекты сильного легирования, определяющие вынос НЗ из слабо легированного n -слоя и их рекомбинацию в сильно легированных слоях. Необходимость учета указанных эффектов для определения предельных возможностей кремниевых солнечных элементов подчеркивалась в ряде статей [1,2]. Однако в практически выполненных расчетах подробно исследовалось лишь лимитирующее влияние оже-рекомбинации [3-5]. Цель нашего сообщения заключается в оценке влияния всей совокупности указанных нелинейных эффектов на основные характеристики солнечных элементов на основе $p^+ - n - n^+$ -структур с вертикальными переходами.

Особенностью структур с вертикальными переходами является использование бокового освещения в направлении, совпадающем с плоскостью $p-n$ -перехода. При этом сравнительно малый размер структуры в этом направлении позволяет в первом приближении считать

генерации однородной в слоях структуры и для анализа ее характеристик решать одномерное уравнение непрерывности в направлении, перпендикулярном плоскости перехода [6]. Диффузионная длина НЗ L в n -слое структуры не превышает толщину слоя W_n . Поэтому для исследования характеристик структуры достаточно использовать диффузионное приближение. Согласно [7,8], учет электронно-дырочного рассеяния не изменяет вид уравнения непрерывности в этом приближении. Поэтому, учитывая, что при высокой освещенности в n -слое реализуется высокий уровень инжекции НЗ, запишем уравнение непрерывности в виде

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p}{L^2} + \frac{Cp^3}{D} - \frac{G}{D}, \quad (1)$$

где p — концентрация НЗ, D — коэффициент амбиполярной диффузии, $L = (D\tau)^{1/2}$ — длина амбиполярной диффузии, $C = C_n + C_p$ — коэффициент амбиполярной оже-рекомбинации, G — темп генерации НЗ.

Граничные условия Флетчера, учитывающие вынос НЗ в сильно легированные p^+ - и n^+ -слои, имеют вид [9]

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} \Big|_{x=0} &= \frac{j}{2qD_p} + \frac{j_{Sn}}{qD} \left(\frac{p(0)}{n_{i0}} \right)^2, \\ \frac{dp}{dx} \Big|_{x=W} &= -\frac{j}{2qD_n} - \frac{j_{Sp}}{qD} \left(\frac{p(W_n)}{n_{i0}} \right)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно, n_{i0} — собственная концентрация носителей в слабо легированной n -базе, j_{Sn} и j_{Sp} — токи насыщения в p^+ - и n^+ -слоях соответственно.

В используемом нами подходе свойства сильно легированных слоев учитываются с помощью величин j_{Sn} и j_{Sp} . Зависимость этих величин от электрофизических параметров с учетом оже-рекомбинации, электронно-дырочного рассеяния и эффектов сильного легирования будет приведена далее. Мы начнем анализ со сравнительно малых значений G , при которых концентрация НЗ в n -слое не превышает характерной величины $p_c = (C\tau)^{-1/2}$. Это означает, что в этой области значений G вклад оже-рекомбинации мал по сравнению с рекомбинацией через глубокие уровни и его можно не учитывать в уравнении (1).

Согласно [10–12], в структуре с $W_n/L < 1$ вид распределения НЗ в n -слое существенно изменяется с ростом плотности тока. До тех пор, пока точка экстремума x_m , в которой $(dp/dx)_m = 0$, находится внутри базового слоя, различия между экстремальными значениями концентраций НЗ $p(0)$, $p(W_n)$, p_m возникают лишь во 2-м порядке по малым параметрам (x_m/L) и $(W_n - x_m)/L$. В рассматриваемом нами случае легко показать, что

$$\frac{G\tau - p(0)}{G\tau - p_m} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_m}{L} \right)^2 \quad \text{и} \quad \frac{G\tau - p(W_n)}{G\tau - p_m} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W_n - x_m}{L} \right)^2.$$

Поэтому, ограничиваясь в дальнейшем вычислениями членами 1-го порядка по малому параметру (W_n/L) , легко получить с помощью стандартных вычислений [10,12] из (1) и (2) соотношение, связывающее величину x_m с $\bar{p} = p(0) = p(W_n) = p_m$,

$$\frac{x_m}{L} = \frac{W_n}{L} \frac{j_{Sn}}{j_{Sn} + j_{Sp}} - \frac{j}{j_i} \frac{j_{Sn} - bj_{Sp}}{j_{Sn} + j_{Sp}} \frac{1}{b+1} \frac{n_{i0}}{G\tau - \bar{p}}, \quad (3)$$

и уравнение, определяющее величину \bar{p} ,

$$(j_{Sn} + j_{Sp}) \left(\frac{\bar{p}}{n_{i0}} \right)^2 + j_{r0} \left(\frac{\bar{p}}{n_{i0}} \right) - j_G + j = 0, \quad (4)$$

где $j_{r0} = qn_{i0}W_n/\tau$, $j_G = qGW_n$, $j_i = qn_{i0}D/L$, $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок.

Физический смысл уравнения (4) очевиден — разница между генерационным током j_G и током нагрузки j равна току рекомбинации в базовом n -слое и току рекомбинации в сильно легированных p^+ - и n^+ -слоях. Решение уравнения (4) имеет вид

$$\bar{p} = 2n_{i0} \left(\frac{j_G - j}{j_{r0}} \right) \left[1 + \left(1 + 4 \frac{(j_G - j)(j_{Sn} + j_{Sp})}{j_{r0}^2} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (5)$$

Из (3), (5) следует, что при изменении j в наиболее интересной области $j_{sc} \geq j \geq 0$ (j_{sc} — ток короткого замыкания) положение точки x_m изменяется от $x_{m1} = [b/(b+1)]W_n$ до значения $x_{m2} = [j_{Sn}/(j_{Sn} + j_{Sp})]W_n$, оставаясь внутри базового n -слоя.

Выражения (3), (5) позволяют вычислить вольт-амперную характеристику элемента в указанном диапазоне плотностей тока. Учитывая вклад электронно-дырочного рассеяния в величину квазинейтрального поля [7,8] и используя для подвижности μ_{np} , ограниченной этим рассеянием, аппроксимацию

$$\mu_{np} = \frac{Q}{(p/p_0) + (p/p_2)(1 + p/p_1)},$$

предложенную в [13], получим

$$U = 2 \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{\bar{p}}{n_{i0}} \right) - \frac{jW_n}{q\bar{p}(\mu_n + \mu_p)} \frac{jW_n}{qQp_0} - \frac{jW_n}{qQp_2} \frac{1}{1 + \bar{p}/p_1}, \quad (6)$$

где параметры таковы: $Q = 1840 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_1 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $p_2 = 4.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Одним из важнейших параметров солнечного элемента является напряжение холостого хода U_{oc} . Соотношения (5), (6) позволяют проследить, как изменяется U_{oc} с увеличением генерационного тока j_G . При $j_G \ll j_{r0}^2/(j_{Sn} + j_{Sp})$ рекомбинация в n -слое превалирует над рекомбинацией в p^+ - и n^+ -слоях, и $\bar{p} = n_{i0}(j_G/j_{r0})$, что приводит к

$$U_{oc} = 2 \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{j_G}{j_{r0}} \right). \quad (7)$$

В противоположном случае, $j_G \gg j_{r0}^2/(j_{Sn} + j_{Sp})$, основными становятся рекомбинационные процессы в сильно легированных слоях и $\bar{p} = n_{i0}[j_G/(j_{Sn} + j_{Sp})]^{1/2}$, что приводит к

$$U_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{j_G}{j_{Sn} + j_{Sp}} \right). \quad (8)$$

Соотношения (3)–(8) сохраняют силу до тех пор, пока \bar{p} не превысит характерной величины $p_c = (C\tau)^{-1/2}$, т. е. при $j_G < (j_{Sn} + j_{Sp})(p_c/n_{i0})^2$. При выполнении противоположного неравенства, $j_G > (j_{Sn} + j_{Sp})(p_c/n_{i0})^2$, оже-процессы начинают определять рекомбинацию НЗ в n -слое. При этом важным моментом является то, что слагаемое Cp^3/D в правой части уравнения (1) начинает превышать слагаемое p/L^2 по всей толщине базового n -слоя, т. е. в этом диапазоне величин G можно не учитывать рекомбинацию через глубокие уровни при решении уравнения (1).

Изменение механизма рекомбинации НЗ в базовом n -слое тем не менее не изменяет вывода о том, что различия между экстремальными значениями НЗ $p(0)$, $p(W_n)$ и p_m возникают лишь во 2-м порядке по малым параметрам (x_m/L) и $(W_n - x_m)/L$. Качественно это можно пояснить следующим образом. Снижение концентрации НЗ вблизи точек $x = 0$ и $x = W_n$ за счет их утекания в сильно легированные слои одновременно снижает темп рекомбинации НЗ на этих участках по сравнению с центральной областью n -слоя, что способствует сближению концентраций на этих участках. В результате разницы между указанными концентрациями НЗ оказывается малой. Использование этого обстоятельства позволяет легко получить следующие соотношения, характеризующие величину напряжения холостого хода U_{oc} . Положение точки x_m внутри n -слоя не изменяется —

$$x_{m2} = \frac{j_{Sn}}{j_{Sn} + j_{Sp}} W_n,$$

а уравнение, определяющее величину \bar{p} , приобретает вид

$$(j_{Sn} + j_{Sp}) \left(\frac{\bar{p}}{p_c} \right)^2 + j_c \left(\frac{W_n}{L} \right) \left(\frac{\bar{p}}{p_c} \right)^3 - j_G \left(\frac{n_{i0}}{p_c} \right)^2 = 0, \quad (9)$$

где

$$j_c = qn_{i0}^2(CD)^{1/2}. \quad (10)$$

Физически уравнение (9) соответствует режиму холостого хода, при котором величина генерационного тока равна току рекомбинации в n -слое за счет оже-процессов и току рекомбинации в сильно легированных слоях. Важное отличие уравнения (9) от соответствующего уравнения, полученного в [3], заключается в том, что (9) содержит дополнительное слагаемое, описывающее влияние рекомбинации в сильно легированных слоях. Более того, из (9) следует, что существует область концентраций $\bar{p} > p_c$, в которой рекомбинация в сильно легированных слоях превалирует над оже-рекомбинацией в n -слое. Сравнение первого и второго слагаемых в формуле (9) показывает, что при

$1 < (\bar{p}/p_c) < (j_{S_n} + j_{S_p})/j_c (W_n/L)$ зависимость \bar{p} от G сохраняется прежний вид $\bar{p} = n_{i0} [j_G / (j_{S_n} + j_{S_p})]^{1/2}$, а величина U_{oc} выражается формулой (8). В противоположном случае оже-процессы в n -слое оказываются основным каналом рекомбинации и \bar{p} приобретает вид $\bar{p} = (j_G/qCW_n)^{1/3}$, что дает

$$U_{oc} = \frac{2}{3} \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{j_G}{qCW_n n_{i0}^3} \right). \quad (11)$$

Таким образом, основное отличие результата нашей работы от результатов известных работ [3-5] заключается в существовании области генерационных токов, в которой лимитирующее влияние на характеристики солнечных элементов оказывают эффекты сильного легирования в p^+ - и n^+ - слоях, поскольку именно эти эффекты определяют величины токов насыщения j_{S_n} и j_{S_p} . Оценим ширину этой области. Согласно приведенным выше неравенствам, ширина области определяется соотношением параметров j_c , j_{S_n} и j_{S_p} . Зависимость j_c от электрофизических параметров материала приведена в (10). Подставляя в эту формулу значения параметров кремния, получим при $T = 300$ К $j_c = 1.52 \cdot 10^{-13}$ А/см².

Токи насыщения j_{S_n} и j_{S_p} зависят от ряда электрофизических и технологических параметров. Например, согласно [9], j_{S_n} имеет вид

$$j_{S_n} = \frac{qD_n^+ n_{ie}^2}{L_n^+ N_A} (1 + C_p^+ \tau_n^+ N_A^2)^{1/2} \operatorname{cth} \left[\frac{W_p^+}{L_n^+} (1 + C_p^+ \tau_n^+ N_A^2)^{1/2} \right],$$

где $n_{ie} = n_{i0} \exp(\Delta E_g/2k_B T)$, ΔE_g — величина уменьшения ширины запрещенной зоны за счет легирования, а параметры с индексом «+» относятся к сильно легированному p^+ -слою. Обычно $(W_p^+/L_n^+)(1 + C_p^+ \tau_n^+ N_A^2)^{1/2} > 3$, поэтому гиперболический котангенс в этой формуле можно заменить на единицу. Кроме того достижения технологии последних лет позволяют увеличить время рекомбинации Шокли-Рида в сильно легированных слоях настолько, что $C_p^+ \tau_n^+ N_A^2 \gg 1$, т. е. рекомбинация в них обеспечивается только оже-процессами. В этих условиях предельные значения токов насыщения оказываются зависящими только от электрофизических параметров кремния и приобретают вид

$$j_{S_n} = qn_{ie}^2 (C_p^+ D_n^+)^{1/2}, \quad j_{S_p} = qn_{ie}^2 (C_n^+ D_p^+)^{1/2}, \quad (12)$$

где, согласно [14,15],

$$D_n^+ = D_n \frac{\mu_{np}}{\mu_n + \mu_{np}}, \quad D_p^+ = D_p \frac{\mu_{pn}}{\mu_p + \mu_{pn}},$$

$\mu_{pn}/\mu_{np} = p/n$ — отношение подвижностей, ограниченных электронно-дырочным рассеянием.

Мы приведем оценки для двух значений уровня легирования p^+ - и n^+ - слоев. При $N = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ учет разброса значений параметров, характеризующих свойства сильно легированных слоев кремния (ΔE_g ,

$\mu_n^+, \mu_p^+, C_n^+, C_p^+, \mu_{np}, \mu_{pn}$), приводит к тому, что j_{Sn} и j_{Sp} оказываются заключенными в пределах: $3.53 \cdot 10^{-13} < j_{Sn} < 2.17 \cdot 10^{-12}$ А/см², $6.22 \cdot 10^{-13} < j_{Sp} < 3.83 \cdot 10^{-12}$ А/см². Для $N = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ величины j_{Sn} и j_{Sp} оказываются лежащими в пределах: $1.04 \cdot 10^{-13} < j_{Sn} < 1.82 \cdot 10^{-13}$ А/см², $1.09 \cdot 10^{-13} < j_{Sp} < 1.91 \cdot 10^{-13}$ А/см². В конкретных расчетах мы используем минимальные значения j_{Sn} и j_{Sp} , что позволяет оценить минимально возможный вклад процессов рекомбинации в сильно легированных слоях структуры. Параметры слабо легированного n -слоя в наших оценках принимались равными $W_n = 100$ мкм, $W_n/L = 0.5$, $N_d = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $p_c = 2.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $j_c = 1.53 \cdot 10^{-13}$ А/см².

Используя приведенные значения параметров, легко получить, что при $N = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ область значений G разбивается на три участка:
 I участок — $G < 4.7 \cdot 10^{21}$ см⁻³ · с⁻¹, генерированные НЗ релаксируют за счет рекомбинации через глубокие уровни в n -слое;

II участок — $4.7 \cdot 10^{21} < G < 3.2 \cdot 10^{23}$ см⁻³ · с⁻¹, релаксация генерированных НЗ обеспечивается рекомбинационными процессами в p^+ - и n^+ - слоях;

III участок — $3.2 \cdot 10^{23}$ см⁻³ · с⁻¹ < G , оже-рекомбинация в n -слое обеспечивает релаксацию генерированных НЗ. Аналогично при $N = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ границы указанных участков определяются следующим образом.

I участок — $G < 1.0 \cdot 10^{21}$ см⁻³ · с⁻¹;

II участок — $1.0 \cdot 10^{21} < G < 3.1 \cdot 10^{25}$ см⁻³ · с⁻¹;

III участок — $3.1 \cdot 10^{25}$ см⁻³ · с⁻¹ < G .

Из приведенных оценок следует, что область значений G , в которой лимитирующее влияние на характеристики солнечных элементов оказывают эффекты сильного легирования в p^+ - и n^+ - слоях, оказывается довольно широкой. Сильное влияние на ширину этой области оказывает эффект уменьшения ширины запрещенной зоны за счет легирования. Именно этот эффект приводит к существенному увеличению j_{Sn} и j_{Sp} с ростом уровня легирования N этих слоев. Интересно отметить, что при использовании существующих экспериментальных значений физических констант кремния влияние электронно-дырочного рассеяния и снижения кинетических коэффициентов НЗ в сильно легированных слоях, приводящих к уменьшению величин j_{Sn} и j_{Sp} , оказывается слабее влияния уменьшения ширины запрещенной зоны.

В целом на основании данных оценок можно утверждать, что вклад эффектов сильного легирования в p^+ - и n^+ - слоях в ограничение параметров кремниевых солнечных элементов оказывается не менее существенным, чем вклад оже-рекомбинации в базовом n -слое структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-05279-а).

Список литературы

- [1] F.A. Lindholm, C.T. Sah. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-24**, 299 (1977).
- [2] J.R. Hauser, P.M. Dunbar. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-24**, 305 (1977).
- [3] M.A. Green. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 671 (1984).
- [4] P. Campbell, M.A. Green. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-33**, 234 (1986).
- [5] S.K. Pang, A.W. Smith, A. Rohatgi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-42**, 662 (1995).

- [6] C. Goradia, B.L. Sater. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-24**, 342 (1977).
- [7] З.С. Грибников, В.И. Мельников. ФТП, **2**, 1352 (1968).
- [8] И.В. Грехов, А.Е. Отблеск. РЭ, **19**, 1483 (1974).
- [9] A. Herlet. Sol. St. Electron., **11**, 717 (1968).
- [10] D.A. Kleinman. Bell Syst. Techn. J., **35**, 685 (1956).
- [11] А.М. Васильев. РЭ, **13**, 108 (1968).
- [12] Т.Т. Мнацаканов, Т.Е. Тугушева. РЭ, **30**, 127 (1985).
- [13] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. Письма ЖТФ, **6**, 689 (1980).
- [14] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. ФТП, **23**, 1658 (1989).
- [15] Т.Т. Mnatsakanov, B.N. Gresserov, L.I.Pomortseva. Sol. St. Electron., **38**, 225 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

An evaluation of influence of high injection level on photovoltaic effect in $p^+ - n - n^+$ structures with vertical $p - n$ junctions.

T. T. Mnatsakanov, V. B. Shuman

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

An influence of heavy doping and high injection level effects on characteristics of silicon solar cells with vertical $p - n$ junctions have been studied. It has been shown that both heavy doping and Auger recombination make an essential contribution into the limitation of solar cell parameters. The silicon bandgap narrowing is the most important among all the high doping effects.
