

**ПРОГРЕССИВНЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ И КОНТРОЛЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
НЕРАВНОВЕСНЫХ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В БАЗОВЫХ КРИСТАЛЛАХ
ДЛЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ КРЕМНИЕВЫХ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ**

М. В. Кириченко, Р. В. Зайцев, В. Р. Копач

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

21, ул. Фрунзе, Харьков, 61002, Украина

E-mail: kirichenko_mv@mail.ru

Приведены результаты исследований, усовершенствованным методом стационарной фотопроводимости и методом спада фотопроводимости, распределения времени жизни неравновесных неосновных носителей заряда $\tau_{n,p}$ по толщине пластин монокристаллического кремния. Исследовались пластины p - и n -типов проводимости, предназначенные для изделий электронной техники и подвергнутые таким способам повышения $\tau_{n,p}$ в их приповерхностных областях, как геттерирующий отжиг и глубокое химическое травление. На основании проведенного сравнительного анализа полученных значений $\tau_{n,p}$ предложено использовать подвергнутые глубокому химическому травлению пластины кремния в качестве базовых кристаллов при создании отечественного ресурсосберегающего варианта многопереходных фотоэлектрических преобразователей с вертикальными диодными ячейками. Ил. 1. Табл. 1. Библиогр.: 22 назв.

Ключевые слова: базовые кристаллы кремния, время жизни, неравновесные неосновные носители заряда, фотопроводимость.

Для оценки эффективности работы фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) принято измерять и анализировать значения их фототока, выходных и диодных параметров [1]. Конструктивно-технологическое решение (КТР) таких приборов существенно влияет на их фототок и диодные параметры, которые определяют выходные параметры, а следовательно, и коэффициент полезного действия ФЭП [2]. Вместе с тем, влияние КТР на фототок, выходные и диодные параметры происходит через зависимость перечисленных параметров от времени жизни $\tau_{n,p}$ и диффузионной длины $L_{n,p}$ неравновесных неосновных носителей заряда (ННЗ) в базовом полупроводниковом материале ФЭП.

В процессе изготовления монокристаллических кремниевых ФЭП их базовый кристалл подвергается различного рода химическим и термическим воздействиям, что оказывает влияние на указанные параметры ННЗ. Поэтому количественный контроль величин $\tau_{n,p}$ и $L_{n,p}$ является достаточно актуальным на стадии совершенствования КТР фотоэлектрических преобразователей.

Нами была реализована [3] и в дальнейшем усовершенствована [4] методика определения времени жизни ННЗ в базовых кристаллах Si-ФЭП по спаду напряжения холостого хода после отсечки светового потока, падающего на их фотоприемную поверхность. Апробация данной методики показала [4], что при изготовлении ФЭП на основе высококачественного кремния с исходным $\tau_{n,p} \geq 100$ мкс в результате комплексного воздействия различных технологических факторов время жизни ННЗ в базовых кристаллах таких ФЭП снижается менее чем до 60 мкс.

В настоящее время перспективной становится замена высококачественного солнечного кремния более дешевым кремнием, предназначенным для других изделий электронной техники. Поскольку для такого кремния характерны заметно меньшие значения $\tau_{n,p}$, то поиск и апробация методов повышения и контроля $\tau_{n,p}$ как минимум в приповерхностной области базового кристалла, где размещается p - n -переход ФЭП, приобретают особую актуальность, так как рекомбинация в области обеднения выпрямляющего перехода оказывает наиболее негативное влияние на параметры приборной структуры в целом.

Повышение $\tau_{n,p}$ и $L_{n,p}$ в приповерхностной области базового кремниевого кристалла может быть достигнуто за счет реализации известных из литературы способов [5, 6]. Так, например, отжиг на воздухе используют для очистки кристалла от фоновой примеси, а также от других неконтролируемых примесей, проникающих в кремний при механической и химической обработке пластин после их вырезания из исходного монокристаллического слитка [5]. В процессе отжига происходит геттерирование примесей из объема кристалла в растущий на поверхности окисел SiO_2 . Глубокое химическое травление кремния в растворе щелочи [6] удаляет приповерхностный слой, содержащий микротрещины и другие дефекты механической обработки поверхности исходных кремниевых пластин. Другим положительным результатом проведения глубокого химического травления является возможность уменьшения толщины кремниевых пластин от 400 до 150–200 мкм, что соответствует мировым тенденциям совершенствования КТР высокоэффективных кремниевых ФЭП [7]. При этом диф-

фузионная длина ННЗ превышает толщину базового кристалла, что позволяет существенно снизить рекомбинационные потери в его объеме.

Среди известных методов определения $\tau_{n,p}$ [8] с целью контроля указанного параметра в базовых кристаллах для Si-ФЭП наиболее эффективными могут быть методы стационарной фотопроводимости и спада фотопроводимости. Именно они, на наш взгляд, могут позволить исследовать распределение $\tau_{n,p}$ по толщине исследуемых кремниевых кристаллов при их освещении монохроматическим светом с различной длиной волны. Но, в отличие от метода спада напряжения холостого хода ФЭП [3], эти методы не требуют наличия диодной структуры в исследуемом образце.

В связи с вышеизложенным, целью настоящей работы является апробация прогрессивных методов повышения времени жизни ННЗ в базовых кристаллах для высокоэффективных кремниевых ФЭП и усовершенствование метода стационарной фотопроводимости для контроля распределения величины $\tau_{n,p}$ от поверхности вглубь базового кристалла.

1. Объекты и методы исследований.

В работе исследовались образцы на основе монокристаллического кремния *p*- и *n*-типов проводимости марок КЭФ-4,5 и КДБ-7,5, соответственно, с планарными размерами 17×12 мм и толщиной (380±20) мкм.

Группа контрольных образцов после вырезания из исходных кремниевых пластин не подвергалась никаким целевым воздействиям, кроме формирования омических контактов, необходимых для определения $\tau_{n,p}$ усовершенствованным методом стационарной фотопроводимости и методом спада фотопроводимости [8]. Последний использовался для подтверждения достоверности результатов определения $\tau_{n,p}$ первым методом.

Вторая группа образцов для повышения $\tau_{n,p}$ и $L_{n,p}$ подвергалась отжигу на воздухе с целью геттерирования фоновой примеси из объема кристалла в растущий на поверхности окисел SiO₂. Температура проведения отжига, как и в работах [5, 9], составляла 900 °С, а продолжительность отжига для заведомой очистки приповерхностного слоя кристалла от примеси, равная 3 ч, была выбрана исходя из известных данных о подвижности различных примесных атомов в кремнии [9, 10].

Для апробации еще одного метода повышения параметров ННЗ образцы третьей группы подвергались глубокому химическому травлению в 20 % растворе NaOH с целью удаления приповерхностного нарушенного слоя. Измеренная толщина образцов после травления в течение 47 мин составляла (170±5) мкм. Далее

образцы подвергались отжигу на воздухе при температуре 900 °С в течение 3 ч. Этот отжиг необходим для очистки объема обрабатываемых кристаллов от проникающих из травящего раствора высокоподвижных щелочных ионов, образующих большое количество рекомбинационных центров, которые существенно снижают $\tau_{n,p}$ [11].

После проведения отжига образцы второй и третьей групп подвергались химическому травлению в концентрированной HF в течение 5 мин для удаления выращенного окисла, который содержит примеси, геттерированные из объема кристалла.

Для определения $\tau_{n,p}$ на поверхности образцов всех трех групп путем термодиффузионного обогащения *n*-Si висмутом [12] и *p*-Si алюминием [12] формировались омические контакты размерами 10×5 мм и со щелью шириной 5 мм между их большими сторонами. Непосредственно на эти контактные области вакуумной конденсацией наносились алюминиевые электроды толщиной 0,5 мкм.

Реализация усовершенствованного нами метода стационарной фотопроводимости для определения $\tau_{n,p}$ в исследуемых образцах осуществлялась с помощью измерительной установки, концептуально аналогичной описанной в работе [8], следующим образом. Поверхность образца, освещаемая со стороны щели между алюминиевыми электродами, диафрагмировалась таким образом, чтобы исключить попадание квантов света в приэлектродные области щели с целью исключения влияния контактов металл-полупроводник на фотопроводимость образца.

В качестве источника света с варьируемой длиной волны в диапазоне 370 ≤ λ ≤ 960 нм использовался разработанный ранее универсальный светодиодный осветитель [13]. Генерируемые им прямоугольные импульсы имели длительность 150 мкс и скважность 50 мс, что обеспечивало возможность реализации эффекта стационарной фотопроводимости в облучаемой области образца в течение большей части времени каждого акта его освещения. Для нейтрализации уровней мелких ловушек, влияние которых искажает истинные значения $\tau_{n,p}$, в процессе проведения измерений согласно [8] осуществлялась стационарная подсветка образцов полихроматическим излучением от другого источника.

Для расчета стационарной фотопроводимости Δ*G* при различных значениях λ из указанного выше диапазона длин волн использовалось хорошо известное соотношение

$$\Delta G = \frac{1}{R_C} - \frac{1}{R_T}, \quad (1)$$

где R_T – темновое сопротивление образца, которое определялось с помощью универсального измерительного прибора Р4833 в режиме моста постоянного тока; R_C – сопротивление образца при освещении, которое определялось по эюре напряжения на нем с помощью цифрового запоминающего осциллографа С9-8.

Величины $\tau_{n,p}$ в исследуемых образцах рассчитывались на основе полученных значений $\Delta G(\lambda)$ с использованием модели неоднородного распределения рекомбинационных центров по объему кремниевого кристалла [14] следующим образом.

Приведенные в работе [14] выражения для стационарной фотопроводимости неоднородного по толщине образца и концентрации генерируемых светом ННЗ в таком образце позволяют записать для стационарной фотопроводимости в случае значений коэффициента поглощения α , при которых $\alpha L \geq 1$, следующее соотношение:

$$\Delta G = \frac{E_0(\lambda)[1 - R_{ref}] \lambda \alpha(\lambda) \tau_{n,p} q \mu_{n,p} (1 + b)}{hc} \times \left[d - \frac{s \tau \left(\frac{kT \mu_{n,p} \tau_{n,p}}{q} \right)^{1/2}}{\left(\frac{kT \mu_{n,p} \tau_{n,p}}{q} \right)^{1/2} + s \tau} \right] \quad (2)$$

где d – размер образца в направлении светового потока; $E_0(\lambda)$ – мощность излучения, которое падает на единицу поверхности образца; $R_{ref}(\lambda)$ – коэффициент отражения от поверхности образца; q – абсолютное значение заряда электрона, равное $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $b = \mu_n / \mu_p$; μ_n , μ_p – подвижности электронов и дырок, составляющие для исследованных в работе кристаллов кремния обоих типов проводимости $0,12 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $0,045 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [15] соответственно; s – скорость поверхностной рекомбинации; k – постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; T – температура образца; h – постоянная Планка, равная $6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; c – скорость света в вакууме, равная $3 \cdot 10^8$ м/с.

Используя соотношение (2) и освещая образец излучением с длиной волны 940 нм, при которой преимущественное поглощение света происходит вдали от поверхности кристалла, можно рассчитать $\tau_{n,p}$ в его объеме. Полученные таким образом значения $\tau_{n,p}$ для исследованных образцов n - и p -типов проводимости приведены в таблице при $x = 30$ мкм, что соответствует расстоянию от фотоприемной поверхности кремниевого кристалла, на котором поглощается около 63 % проходящих через нее квантов света с $\lambda = 940$ нм [16, 17].

При освещении образца значительно более коротковолновым излучением, что соответствует случаю $\alpha L \gg 1$, выражение для стационарной фотопроводимости, согласно [14], принимает вид:

$$\Delta G = \frac{E_0(\lambda)[1 - R_{ref}] \lambda \tau_{n,p} q \mu_{n,p} (1 + b)}{hc} \times \left[1 - \frac{\alpha(\lambda) s \tau_{n,p} \left(\frac{kT \mu_{n,p} \tau_{n,p}}{q} \right)^{1/2}}{\left(\frac{kT \mu_{n,p} \tau_{n,p}}{q} \right)^{1/2} + s \tau_{n,p}} \right] \quad (3)$$

Подставляя в (3) значение $\tau_{n,p}$, полученное при решении уравнения (2), можно рассчитать величину s . Время жизни τ_s ННЗ в слое, соответствующем глубине поглощения излучения с длиной волны λ , связано с величиной скорости рекомбинации соотношением:

$$\tau_s = \frac{\tau_{n,p} (kT \mu_{n,p})^{1/2} q^{-1/2}}{\tau_{n,p} (kT \mu_{n,p})^{1/2} q^{-1/2} + s \tau_{n,p}^{1/2}} \quad (4)$$

Проведение измерений и определение указанных величин при облучении образцов монохроматическим излучением в диапазоне длин волн 370–960 нм позволяет определить распределение τ_s по глубине исследуемого кристалла.

Определение времени жизни ННЗ в тех же исследуемых кристаллах по спаду их фотопроводимости осуществлялось аналогично [8] в условиях монохроматического облучения, не отличавшихся от имевших место при определении $\tau_{n,p}$ в соответствующих кристаллах описанным выше методом стационарной фотопроводимости. Варьирование при этом длины волны излучения так же, как и в случае усовершенствованного нами метода стационарной фотопроводимости, позволяет определить распределение $\tau_{n,p}$ по глубине исследуемых кристаллов.

2. Результаты и их обсуждение. Результаты определения времени жизни ННЗ на различной глубине исследованных кремниевых пластин методами стационарной фотопроводимости и спада фотопроводимости приведены в таблице.

Глубины поглощения для каждой длины волны используемого излучения определялись исходя из спектральной зависимости коэффициента поглощения света в кремнии [18] по формуле $x = 1/\alpha$. Сравнение приведенных в таблице данных показывает, что значения τ_s , определенные для исследуемых образцов методом стационарной фотопроводимости, хорошо согласуются со значениями τ_s , рассчитанными по спаду фотопроводимости. Это свидетельствует о том, что

наблюдаемый характер распределения τ_s по глубине кристалла обусловлен характеристиками исследуемых образцов, а не особенностями проведения измерений. Дальнейший анализ полученных результатов показывает, что исходным кремниевым пластинам, т. е. образцам контрольной группы, присуща ярко выраженная неоднородность распределения значений τ_s по глубине кристалла.

Это приводит к тому, что величина τ_s в приповерхностных областях кристаллов толщиной ~ 1 мкм не превышает 5 % от значений $\tau_{n,p}$ в объеме исследованных образцов. Поскольку оптимальная глубина залегания p - n -перехода высокоэффективных ФЭП составляет от 0,2 до 0,6 мкм [16], то кремний аналогичного уровня качества не может быть применен при изготовлении таких приборов.

Значения времени жизни ННЗ в микросекундах, определенные для исследуемых образцов методами стационарной фотопроводимости (СТФ) и спада фотопроводимости (СПФ) в зависимости от глубины поглощения x излучения для монокристаллического кремния

x, мкм	n-тип проводимости						p-тип проводимости					
	Исходный		Отжиг		Травление + отжиг		Исходный		Отжиг		Травление + отжиг	
	СТФ	СПФ	СТФ	СПФ	СТФ	СПФ	СТФ	СПФ	СТФ	СПФ	СТФ	СПФ
0,1	0,6	0,7	0,9	0,7	8,7	8,5	3,0	2,0	4,0	2,0	52,0	62,0
0,7	1	1,5	1,7	1,5	8,9	8,6	7,4	12,0	12,4	12,0	52,4	64,0
1,5	3,8	3,8	4	3,8	9,4	8,8	14,8	25,0	24,3	25,0	52,9	67,0
2,5	9,4	6,8	7,3	6,8	9,8	9,1	40,3	71,0	69,5	71,0	53,2	71,0
3,5	12,4	9,0	9,6	9,0	10,2	9,6	44,1	74,0	72,0	74,0	56,4	72,0
30	19	13,1	15,3	13,1	12,4	12,0	70,8	82,0	87,0	82,0	79,2	76,0

Это обстоятельство вынуждает проводить поиск и апробацию методов повышения τ_s в приповерхностных областях кремниевых пластин.

Одним из таких способов повышения τ_s как уже указывалось ранее, является геттерирующий отжиг. Однако характер распределения τ_s в отожженных образцах свидетельствует, что проведение геттерирующего отжига в течение 3 ч не приводит к заметному повышению τ_s в приповерхностных областях исследованных кремниевых пластин. Отсутствие положительной тенденции в характере распределения τ_s по глубине исследованных образцов не позволяет рассчитывать на повышение эффекта от геттерирующего отжига путем увеличения его продолжительности.

Полученные результаты дают основание предполагать, что наблюдаемое снижение τ_s в приповерхностных областях исследованных кремниевых пластин не может быть связано с загрязнением вредными примесями. Вероятно, оно обусловлено наличием большого количества рекомбинационных центров, природа которых связывается с особенностями технологии получения пластин и, в частности, с применением резания и последующего шлифования алмазными суспензиями [3]. Это вызывает появление нарушенного приповерхностного слоя и глубоких микротрещин, которые проникают в кристалл на глубину до 100–150 мкм.

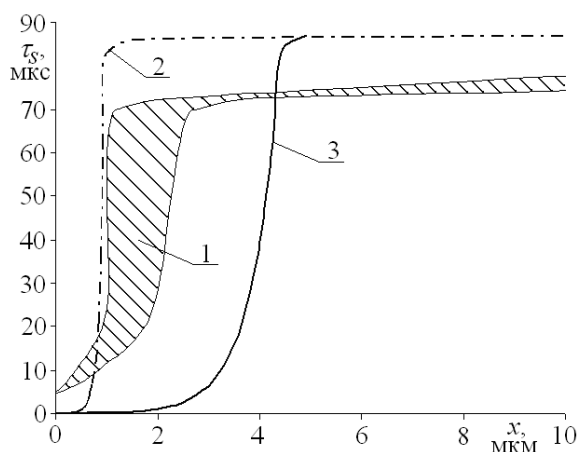
С учетом того, что монокристаллические слитки кремния разрезаются, как правило, на исходные пластины толщиной ~ 500 – 600 мкм [19], а толщина таких исследованных пластин после операций шлифовки и полировки составляет (380 ± 20) мкм, остаточные проявления подобных дефектов могли оказать отмеченное выше негативное влияние на величину τ_s в приповерхностных областях исследованных кремниевых пластин. Поэтому была проведена апробация другого известного из литературы метода повышения τ_s , заключающаяся в глубоком химическом травлении кремниевых пластин в растворе щелочи, что позволяет полностью удалить нарушенный приповерхностный слой и остатки возможных глубоких микротрещин [6]. Полученные распределения τ_s по глубине исследованных кремниевых пластин свидетельствуют, что предположение о наличии рекомбинационных центров в их приповерхностных областях, обусловленных особенностями технологии получения пластин из слитков, не лишено оснований. Как видно из таблицы, для подвергшихся химическому травлению кремниевых пластин n - и p -типов проводимости τ_s сохраняет до 70 % от своего значения в их объеме на глубине, соответствующей залеганию p - n -перехода в высокоэффективных ФЭП, которая обычно составляет 0,2–0,6 мкм.

Помимо удаления нарушенного слоя, это может быть обусловлено и устранением влияния поверхности кристалла на τ_s , что должно выражаться в существенном снижении скорости поверхностной рекомбинации.

Для проверки этих предположений о влиянии нарушенного приповерхностного слоя на τ_s было проведено математическое моделирование распределения τ_s по глубине исследованных кремниевых кристаллов. Использовалась предложенная в работе [14] физическая модель, где рассматривается полубесконечный полупроводник, рекомбинация на поверхности которого оказывает влияние на τ_s в приповерхностной области полупроводника. Для данных условий получено соотношение, позволяющее рассчитать распределение $\tau_s(x)$ по толщине полупроводника, освещаемого монохроматическим излучением [14]:

$$\tau_s(x) = \frac{\tau_{n,p}}{\alpha^2 L_{n,p}^2 - 1} \left[\frac{\alpha L_{n,p}^2 + s \tau_{n,p}}{L_{n,p} + s \tau_{n,p}} e^{-x/L_{n,p}} - e^{-\alpha x} \right]. \quad (5)$$

С использованием этой модели и соотношения (5) для длин волн 400 и 470 мкм математически смоделированы приведенные на рисунке распределения $\tau_s(x)$ в пластине кремния *p*-типа проводимости, подвергнутой геттерирующему отжигу. Здесь же показан экспериментально полученный для этого образца диапазон зависимостей $\tau_s(x)$, наличие которого обусловлено тем, что полуширина пика излучения светодиода составляет около 20 нм, из-за чего невозможно получить строго монохроматическое излучение.



Распределения $\tau_s(x)$ для пластины кремния *p*-типа проводимости: 1 – диапазон экспериментальных зависимостей $\tau_s(x)$; 2 – теоретическая зависимость $\tau_s(x)$ для длины волны 400 мкм; 3 – теоретическая зависимость $\tau_s(x)$ для длины волны 470 мкм

Как видно из рисунка, характер экспериментальной зависимости $\tau_s(x)$ качественно подобен теоретическим кривым, что свидетельствует о наличии нарушенного приповерхностного слоя,

негативно влияющего на величину времени жизни ННЗ. Это утверждение можно считать справедливым также для исходных образцов кремния *p*-типа проводимости и для исходных, и подвергнутых геттерирующему отжигу образцов *n*-типа проводимости, поскольку, как видно из таблицы, указанным образцам присущ качественно подобный характер распределения τ_s в приповерхностной области кристаллов.

В то же время в образцах, подвергнутых глубокому химическому травлению, нарушенный приповерхностный слой отсутствует, что приводит к качественно иному характеру распределения значений τ_s в приповерхностной области кристаллов и не позволяет корректно описать это распределение с помощью модели, предложенной в работе [14].

Другим положительным результатом проведения глубокого химического травления является снижение массы такой монокристаллической пластины. Указанное обстоятельство приводит к существенному росту мощности, вырабатываемой ФЭП, по отношению к массе прибора, что соответствует современным тенденциям разработки высокоэффективных монокристаллических Si-ФЭП [7].

Вместе с тем, в работе [3] показано, что уменьшение толщины базовых кристаллов отечественных Si-ФЭП без одновременного создания эффективной системы захвата и удержания фотоэлектрически активной компоненты света приводит к снижению их фототока, а следовательно, и КПД. Это обусловлено снижением числа генерируемых электронно-дырочных пар в диодной структуре таких Si-ФЭП из-за уменьшения ее фотоактивного объема.

Однако для отечественных однопереходных монокристаллических Si-ФЭП реализация эффективной системы захвата света, включающей усовершенствованную текстуру фронтальной поверхности типа мелких инвертированных пирамид [20] и высокоэффективный тыльно-поверхностный рефлектор [21], в настоящий момент является экономически нецелесообразной.

В то же время для обеспечения рекордно высоких технико-экономических характеристик монокристаллических Si-ФЭП перспективным представляется использование базовых кремниевых кристаллов с существенно уменьшенной толщиной при реализации предложенного в работе [22] модифицированного КТР многопереходных (МП) Si-ФЭП с вертикальными диодными ячейками (ВДЯ). Это обусловлено тем, что поскольку выпрямляющие переходы МП Si-ФЭП располагаются перпендикулярно их фотоприемной поверхности, а размер ВДЯ в направлении распространения света (0,7–0,8 мм) вполне достаточен для практически полного поглощения всей

его фотоэлектрически активной для Si-ВДЯ компоненты, уменьшение толщины базовых кристаллов позволит повысить коэффициент собирания ННЗ выпрямляющими переходами при существенном увеличении количества фотогенерированных электронно-дырочных пар в объеме ВДЯ и, следовательно, увеличить фототок и КПД таких МП Si-ФЭП. Использование наряду с этим предложенных в работе [20] высокоэффективных рефлекторов на основе индий-оловянного оксида вдоль вертикальных границ ВДЯ позволит создать высокоэффективные отечественные ресурсосберегающие и в результате имеющие сниженную себестоимость многопереходные Si-ФЭП широкомасштабного применения.

Выводы. Исследования распределения времени жизни ННЗ по глубине пластин монокристаллов кремния *p*- и *n*-типов проводимости, проведенные с использованием усовершенствованного метода стационарной фотопроводимости и метода спада фотопроводимости, показали следующее.

Значения τ_s в приповерхностных слоях исходных кристаллов, а также кристаллов, подвергнутых геттерирующему отжигу на воздухе, составляют не более 5 % от значений соответствующего параметра в объеме кристаллов. Это обстоятельство может быть обусловлено наличием микротрещин и повышенным количеством собственных точечных дефектов в приповерхностном слое.

Результаты математического моделирования распределения τ_s по глубине кристаллов, подвергнутых геттерирующему отжигу, также свидетельствуют в пользу предположения о наличии нарушенного приповерхностного слоя, негативно влияющего на величину времени жизни ННЗ.

Уменьшение толщины базовых кремниевых кристаллов путем глубокого химического травления с последующим отжигом на воздухе позволяет избавиться от нарушенного приповерхностного слоя, что обеспечивает повышение τ_s в приповерхностных областях не менее чем до 70 % по сравнению с его значением в объеме кристаллов.

Полученные результаты демонстрируют потенциальную возможность использования относительно дешевых кремниевых пластин, подвергнутых глубокому химическому травлению, в качестве базовых кристаллов при создании отечественного ресурсосберегающего варианта высокоэффективных многопереходных ФЭП с вертикальными диодными ячейками.

1. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
2. Gray J. L. The physics of the solar cell // Handbook of photovoltaic science and engineering / Ed. by A. Luque, S. Hegedus. – Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2003. – P. 61–112.
3. Кириченко М. В., Зайцев Р. В., Дейнеко Н. В. и др. Влияние конструктивно-технологического решения кремниевых фотопреобразователей на параметры неосновных носителей заряда в их базовых кристаллах // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – 12, № 1. – С. 255–262.
4. Зайцев Р. В., Кириченко М. В., Копач В. Р. Параметры неосновных носителей заряда в базовых кристаллах кремниевых фотопреобразователей // VII Харківська конф. молодих науковців «Радіофізика та електроніка»: Програма та збірка анотацій. – Харків, 2007. – С. 75/145.
5. Лабуню Ю. М., Баранов И. Л., Бондаренко В. Г. и др. Современные методы геттерирования в технологии полупроводниковой электроники // Зарубеж. электрон. техника. – 1983. – № 11(270). – С. 3–66.
6. Szlufcik J., Sivoththaman S., Nijss J. F. et al. Low cost industrial technologies of crystalline silicon solar cells // Practical handbook of photovoltaics: fundamentals and applications / Ed. by T. Markvart and L. Castaner. – Kidlington, Oxford: Elsevier Science Ltd, 2003. – P. 156–183.
7. Koch W., Endros A. L., Franke D. et al. Bulk crystal growth and wafering for PV // Handbook of photovoltaic science and engineering / Ed by A. Luque, S. Hegedus. – Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2003. – P. 205–254.
8. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высшая школа, 1987. – 239 с.
9. Ceccaroli B., Lohne O. Solar grade silicon feedstock // Handbook of photovoltaic science and engineering / Ed by A. Luque, S. Hegedus. – Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2003. – P. 153–204.
10. Ковтонюк Н. Ф., Концевой Ю. А. Измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Металлургия, 1970. – 432 с.
11. Графф К., Фишер Г. Время жизни носителей в кремнии и его влияние на характеристики солнечных элементов // Преобразование солнечной энергии. Вопросы физики твердого тела / Под ред. Б. Серафина. – М.: Энергоиздат, 1982. – С. 151–189.
12. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. – Москва: Мир, 1975. – 432 с.
13. Пат. на корисну модель № 33676. Україна, МПК G01R 31/26, H01L 21/66. Світлодіодний освітлювач / М. В. Кіріченко, Р. В. Зайцев, В. Р. Копач та ін.; заявл. 04.02.2008; зареєстровано 10.07.2008.
14. Шалимова К. В. Физика полупроводников. – Москва: Энергия, 1976. – 416 с.
15. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 1. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
16. Антонова В. А., Борщев В. Н., Копач В. Р. и др. Перспективные конструкторско-технологические решения монокристаллических кремниевых фотопреобразователей космического назначения // Радиотехника. – 2002. – Вып. 125. – С. 110–116.
17. Колтун М. М. Солнечные элементы. – М.: Наука, 1987. – 210 с.
18. Green M. A., Keevers M. J. Optical properties of intrinsic silicon at 300K // Progress in Photovoltaics Research and Applications. – 1995. – 3. – P. 189–192.
19. Булкин А. Д., Якивчик Н. И. Технология и оборудование производства силовых полупроводниковых приборов: Учеб. для техникумов. – Москва: Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
20. Kirichenko M. V., Tymchuk I. T., Antonova V. A. et al. Optimization of base crystals for silicon solar cells of various destinations // Functional Materials. – 2007. – 14, No. 1. – P. 61–67.
21. Kopych V. R., Kirichenko M. V., Shramko S. V. et al. Double-layer ITO/Al back surface reflector for single-junction silicon photoconverters // Functional Materials. – 2008. – 15, No. 4. – P. 604–607.
22. Kopych V. R., Kirichenko M. V., Shramko S. V. et al. New approach to the efficiency increase problem for multijunction silicon photovoltaic converters with vertical diode cells // Functional Materials. – 2008. – 15, No. 2. – P. 253–258.

PROGRESSIVE METHODS OF INCREASING
AND CONTROL NONEQUILIBRIUM MINORITY
CHARGE CARRIERS LIFETIME IN BASE
CRYSTALS FOR HIGH-PERFORMANCE
SILICON SOLAR CELLS

M. V. Kirichenko, R. V. Zaitsev, V. R. Kopach

The characters of nonequilibrium minority charge carriers lifetime $\tau_{n,p}$ distribution along the thickness of single-crystal silicon wafers with *p*- and *n*-type of conductivity, intended for electronic technique hardware and exposed to such methods of the τ increase in their near-surface areas, as a gettering annealing and deep chemical etching, are presented. Such investigations were carried out by the improved method of stationary photoconductivity as well as by the standard method of photoconductivity decay. Using the exposed to deep chemical etching such silicon wafers as the base crystals for creation of resource-saving and high performance multijunction photovoltaic converters with vertical diode cells of new generation was suggested in the carried out comparative analysis results of received $\tau_{n,p}$ values.

Key words: silicon base crystals, life time, nonequilibrium minority charge carriers, photoconductivity.

ПРОГРЕСИВНІ МЕТОДИ ПІДВИЩЕННЯ
ТА КОНТРОЛЮ ЧАСУ ЖИТТЯ
НЕРІВНОВАЖНИХ НЕОСНОВНИХ НОСІЇВ
ЗАРЯДУ В БАЗОВИХ КРИСТАЛАХ
ДЛЯ ВИСОКОЕФЕКТИВНИХ КРЕМНІЄВИХ
ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ

М. В. Кириченко, Р. В. Зайцев, В. Р. Копач

Наведено результати досліджень вдосконаленим методом стаціонарної фотопровідності та методом спаду фотопровідності розподілу часу життя нерівноважних неосновних носіїв заряду $\tau_{n,p}$ за товщиною пластин монокристалічного кремнію. Досліджувались пластини *p*- та *n*-типів провідності, призначені для виробів електронної техніки та піддані таким способам підвищення $\tau_{n,p}$ у їх приповерхневих областях, як гетеруючий відпал і глибоке хімічне травлення. На підставі проведеного порівняльного аналізу отриманих значень $\tau_{n,p}$ запропоновано використовувати піддані глибокому хімічному травленню пластини кремнію як базові кристали при створенні вітчизняного ресурсозберігаючого варіанта багатоперехідних фотоелектричних перетворювачів із вертикальними діодними комітками.

Ключові слова: базові кристали кремнію, час життя, нерівноважні неосновні носії заряду, фотопровідність.

Рукопись поступила 23 апреля 2009 г.