
ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ
OPTICAL, OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

УДК 537.311.33

**АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ
КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА И КВАНТОВОЙ
ЭФФЕКТИВНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ Р-І-N-ФОТОПРИЕМНИКОВ,
ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В
ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА, ПРОВЕДЕННЫЙ ДЛЯ
РАЗЛИЧНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ДИСЛОКАЦИЙ В ПРИБОРАХ**

О. В. Свиридова

*Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, ул. Дворянская, 2, Одесса, 65082,
Украина; e-mail: sviridova@onu.edu.ua*

**АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ
ФОТОТОКА И КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ
Р-І-N-ФОТОПРИЕМНИКОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА, ПРОВЕДЕННЫЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ
ПЛОТНОСТЕЙ ДИСЛОКАЦИЙ В ПРИБОРАХ**

О. В. Свиридова

Аннотация. В работе построены температурные зависимости коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности инфракрасных кремниевых р-і-n-фотоприемников для разной поверхностной плотности дислокаций; установлены механизмы изменения формы температурной зависимости коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности инфракрасных кремниевых р-і-n-фотоприемников при увеличении поверхностной плотности дислокаций.

Ключевые слова: дислокации, коэффициент усиления фототока, квантовая эффективность, р-і-n-фотоприемники

**АНАЛІЗ ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ КОЕФІЦІЕНТА ПОСИЛЕННЯ ФОТОСТРУМУ
І КВАНТОВОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ КРЕМНІЄВИХ Р-І-N-ФОТОПРИЙМАЧІВ,
ВИГОТОВЛЕНИХ ДЛЯ РЕЄСТРАЦІЇ ВИПРОМІНЕННЯ В ІНФРАЧЕРВОНІЙ ОБЛАСТІ
СПЕКТРУ, ПРОВЕДЕНИЙ ДЛЯ РІЗНИХ ГУСТИН ДИСЛОКАЦІЙ У ПРИЛАДАХ**

О. В. Свиридова

Анотация. В работе построены температурные зависимости коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности инфракрасных кремниевых р-і-n-фотоприемников для разной плотности дислокаций; установлены механизмы изменения формы температурной зависимости коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности инфракрасных кремниевых р-і-n-фотоприемников при увеличении плотности дислокаций.

Ключевые слова: дислокации, коэффициент усиления фототока, квантовая эффективность, р-і-n-фотоприемники

THE ANALYSIS OF TEMPERATURE DEPENDENCES OF PHOTOCURRENT AMPLIFICATION FACTOR AND OF QUANTUM EFFICIENCY OF SILICON P-I-N-PHOTODETECTORS, INTENDED FOR RADIATION REGISTRATION IN INFRARED AREA OF SPECTRUM, SPENT FOR VARIOUS DENSITY OF DISLOCATIONS IN DEVICES

O. V. Sviridova

Abstract. Temperature dependences of photocurrent amplification factor and of quantum efficiency of infrared silicon p-i-n-photodetectors for different superficial density of dislocations are constructed; mechanisms of change of temperature dependence form of photocurrent amplification factor and of quantum efficiency for infrared silicon p-i-n-photodetectors at increase in superficial density of dislocations are obtained.

Keywords: dislocations, photocurrent amplification factor, quantum efficiency, p-i-n-photodetectors

Анализ основных дефектозависящих параметров кремниевых р-і-п-фотоприемников, предназначенных для регистрации излучения в инфракрасной области спектра (инфракрасных кремниевых р-і-п-фотоприемников)

Как известно [1 – 6], основными фотоэлектрическими параметрами кремниевых р-і-п-фотоприёмников (р-і-п-ФП), которые зависят от структурного и примесного совершенства кремния, являются коэффициент усиления фототока и квантовая эффективность.

В рамках представленной работы было проведено аналитическое исследование температурной зависимости коэффициента усиления фототока K и квантовой эффективности η для бездислокационного р-і-п-ФП (K_0, η_0), а также для р-і-п-ФП, в р-области которого содержатся дислокации (η_i, K_i), поверхностная плотность которых равна $N_i = 10^i \text{ м}^{-2}$, ($i = 1, 15$), соответственно. Поверхностные плотности дислокаций выше $N_{15} = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ не реализуются в р-і-п-ФП [9], поэтому для $N_{15} > 10^{15} \text{ м}^{-2}$ расчеты не проводились.

Итак,

K_0 и η_0 соответствуют поверхностной плотности дислокаций $N_0 = 0 \text{ м}^{-2}$,

K_1 и η_1 – поверхностной плотности дислокаций $N_1 = 10^1 \text{ м}^{-2}$;

...

K_{15} и η_{15} – поверхностной плотности дислокаций $N_{15} = 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

Температурный диапазон составлял $T = 300\text{--}600 \text{ К}$.

Коэффициент усиления фототока р-і-п-ФП при воздействии «собственного» освещения (когда р-і-п-ФП работает в режиме фотодиода) определяется выражением [7]

$$K = \frac{\tau_p}{t_p} + \frac{\tau_n}{t_n}, \quad (1)$$

где τ_p и τ_n – времена жизни дырок и электронов, соответственно;

$$t_p = \frac{L}{v_p} \text{ – время пролёта дырок;}$$

$$t_n = \frac{L}{v_n} \text{ – время пролёта электронов;}$$

L – длина кристалла фотоприёмника;

$v_p = \mu_p \cdot E$ – дрейфовая скорость дырок;

$v_n = \mu_n \cdot E$ – дрейфовая скорость электронов;

μ_p и μ_n – дрейфовые подвижности дырок и электронов, соответственно;

E – напряжённость электрического поля.

Квантовая эффективность представляет собой число сгенерированных электронно-дырочных пар, отнесенное к числу падающих фотонов [8]:

$$\eta = \frac{I_p / q}{P_{opt} / (h\nu)}, \quad (2)$$

где I_p – фототок, обусловленный поглощением падающего излучения с мощностью P_{opt} и длиной волны λ (соответствующей энергии фотона $h\nu$); q – заряд электрона.

После подстановки выражения для I_p [8] в (2) и последующих упрощений, была получена [8] формула для квантовой эффективности

$$\eta = (1 - R) \cdot \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p} \right), \quad (3)$$

где R – коэффициент отражения р-і-п-ФП (зависящий от качества и типа просветляющего покрытия р-і-п-ФП, а также от длины волны λ падающего излучения);

α – коэффициент поглощения падающего излучения (зависящий от длины волны λ падающего излучения).

W – длина і-области р-і-п-ФП;

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (4)$$

– диффузионная длина дырок;

$$D_p = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_p \quad (5)$$

– коэффициент диффузии дырок.

Тогда из (3) получаем

$$\eta = (1 - R) \cdot \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{kT}{q} \right) \mu_p \tau_p}} \right). \quad (6)$$

Для получения высокой квантовой эффективности желательно, чтобы коэффициент отражения R в (6) был мал и выполнялось условие $\alpha \cdot W \gg 1$. Однако при $W \gg 1 / \alpha$ может оказаться значительным время пролета. Поэтому для получения высокой квантовой эффективности необходимо либо уменьшить коэффициент отражения, либо создать условия для выполнения $\alpha \cdot W \gg 1$, либо, чтобы выполнялось $\alpha L_p \gg 1$, что достигается при увеличении τ_p .

Время жизни дырок в общем случае определяется как [10]

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{0p}} + \frac{1}{\tau_{рек.дис.}} \quad (7)$$

где τ_{0p} – время жизни дырок в бездефектном кремнии;

$$\tau_{рек.дис.} = \frac{15 \cdot 10^{-4}}{N} \quad (8)$$

– время жизни носителей заряда при рекомбинации на дислокациях [1];

N – поверхностная плотность дислокаций.

Для данного интервала температур ($T=300-600K$) можно считать, что времена жизни дырок и электронов, соответственно, равны: $\tau_{0p} \approx \tau_{0n} \approx const. = \tau_0$ [10].

Основной процесс влияния дислокаций на токовые характеристики приборов заключается в том, что процессы рассеяния носителей зарядов на дислокационных барьерах являются преимущественными механизмами взаимодействия носителей зарядов с дислокациями по сравнению с процессами рекомбинации носителей заряда на дислокационных состояниях [2]. Это обусловлено тем, что для осуществления рекомбинации на дислокационных состояниях, носители заряда должны сперва преодолеть потенциальный барьер, а потом уже рекомбинировать на дислокационных состояниях, что мало вероятно. Поэтому в расчетах выражение (8) не учитывалось, а в качестве τ_p использовалось время жизни пары электрон-дырка τ_0 .

Подвижность дырок в общем случае определяется как [10]

$$\frac{1}{\mu_p} = \frac{1}{\mu_{0p}} + \frac{1}{\mu_{дис.р.}} \quad (9)$$

где

$$\mu_{0p} = 2.4 \cdot 10^4 \cdot T^{-2.3} \frac{M^2}{B \cdot c} \quad (10)$$

– подвижность дырок в отсутствие дефектов (вклад, обусловленный рассеянием дырок на фононах) [11];

$$\mu_{дис.р.} = \frac{e \cdot \tau_{дис.р.}}{m_p^*} = \frac{e \cdot \tau_{дис.р.}}{0.16m_0} \quad (11)$$

– дрейфовая подвижность дырок при рассеянии на дислокациях [12], где

$$\tau_{дис.р.} = 0.1 \frac{3}{8Nrv_p} \quad (12)$$

– время релаксации при рассеянии дырок на дислокациях [10, 13];

Здесь N – поверхностная плотность дислокаций;

r – радиус цилиндрического пространственного заряда дислокации,

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m_p^*}} \quad (13)$$

– тепловая скорость рассеиваемой дырки,

$$m_p^* = 0.16m_0 \quad (14)$$

– эффективная масса дырки [8];

m_0 – масса электрона.

Тогда

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{0.16m_0}} \quad (15)$$

Из условия электронейтральности следует, что радиус цилиндрического пространственного заряда равен [1]

$$r = \left[\frac{f}{\pi c (N_d - N_a)} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где $N_d - N_a$ – разность концентрации доноров и акцепторов.

В исследуемом случае $N_d \ll N_a$, следовательно, $|N_d - N_a| \approx N_a$, где N_a – концентрация акцепторной примеси (бора), c – среднее расстояние между ненасыщенными валентными связями;

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \cdot e^{\frac{E_d - E_f}{kT}}} \quad (17)$$

– степень заполнения акцепторных уровней дислокации;

g – весовой фактор;

T – абсолютная температура;

k – постоянная Больцмана [11];

E_d – энергия дислокационного уровня;

E_f – энергия уровня Ферми;

$E_d - E_f = 0.06$ эВ [1].

Таким образом,

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{0.06 \text{ эВ}}{kT}}} \quad (18)$$

Аналогично подвижности дырок определяется подвижность электронов [10]:

$$\frac{1}{\mu_n} = \frac{1}{\mu_{0n}} + \frac{1}{\mu_{\text{дис.}n}}, \quad (19)$$

где

$$\mu_{0n} = 4.0 \cdot 10^5 \cdot T^{-2.6} \frac{\text{М}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \quad (20)$$

– подвижность электронов в отсутствие дефектов [11],

$$\mu_{\text{дис.}n} = \frac{e \cdot \tau_{\text{дис.}n}}{m_n^*} = \frac{e \cdot \tau_{\text{дис.}n}}{0.19m_0} \quad (21)$$

– дрейфовая подвижность электронов при рассеянии на дислокациях [12], где

$$m_n^* = 0.19m_0 \quad (22)$$

– эффективная масса электрона [8];

$$\tau_{\text{дис.}n} = 0.1 \frac{3}{8Nr v_n} \quad (23)$$

– время релаксации при рассеянии электронов на дислокациях [10, 13].

Здесь N – поверхностная плотность дислокаций;

r – радиус цилиндрического пространственного заряда дислокации (4.13);

$$v_n = \sqrt{\frac{2kT}{m_n^*}} \quad (24)$$

– тепловая скорость рассеиваемого электрона.

Тогда

$$v_n = \sqrt{\frac{2kT}{0.19m_0}} \quad (25)$$

Время жизни электронов в общем случае определяется как [10]

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{0n}} + \frac{1}{\tau_{\text{рек.дис.}}} \quad (26)$$

где τ_{0n} – время жизни электронов в бездефектном кремнии, $\tau_{\text{рек.дис.}}$ – время жизни носителей заряда при рекомбинации на дислокациях (8). Для данного интервала температур ($T=300-600$ К) можно считать, что времена жиз-

ни дырок и электронов, соответственно, равны: $\tau_{0p} \approx \tau_{0n} \approx const. = \tau_0$ [10], а рекомбинацию носителей заряда на дислокациях можно не учитывать [2]. Поэтому, как и в случае с τ_p , в расчетах в качестве τ_n использовалось время жизни пары электрон-дырка τ_0 .

Расчетная формула для коэффициента усиления фототока в общем случае имеет вид:

$$K_i = \frac{E \cdot \tau_0}{L} (\mu_{pi} + \mu_{ni}); \quad (i = \overline{0,15}), \quad (27)$$

где μ_{pi} находят путем возведения результата выражения (9) в степень (-1); а μ_{ni} – путем возведения результата выражения (19) в степень (-1).

Особенности температурной зависимости коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности ИК кремниевых р-і-n-ФП в присутствии дефектов

В данной части статьи рассмотрены результаты исследований температурных зависимостей коэффициента усиления фототока и квантовой эффективности для фотоприемников с поверхностной плотностью дислокаций $N_i = 10^i \text{ м}^{-2}$ ($i = \overline{1,15}$) в диапазоне температур $T=300-600 \text{ К}$ с шагом $\Delta T = 10 \text{ К}$. Значения параметров инфракрасного кремниевого р-і-n-ФП и других величин, используемых в расчетах, сведены в таблицу.

Из анализа расчетов были сделаны следующие заключения:

1) При плотностях дислокаций $N \leq 10^{10} \text{ м}^{-2}$ подвижности носителей зарядов $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$ не зависят от дрейфовых подвижностей при рассеянии носителей заряда на дислокациях (ввиду большого различия в порядках величин $\mu_{0n}(T)$ и $\mu_{\text{дис.н}}(T)$ в выражении (19) и $\mu_{0p}(T)$ и $\mu_{\text{дис.р}}(T)$ в (9)), а определяются только значениями подвижностей носителей зарядов в отсутствие дефектов $\mu_{0n}(T)$ (20) и $\mu_{0p}(T)$ (10). Таким образом, при $N \leq 10^{10} \text{ м}^{-2}$ значения $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$ не зависят от N , а с ними и коэффициенты диффузии носителей зарядов (см. (5)).

2) При плотностях дислокаций $N < 10^{12} \text{ м}^{-2}$ квантовая эффективность η не зависит от поверхностной плотности дислокаций N , но зависит от температуры (см. (6) с подстановкой (10)). При плотностях дислокаций $10^{12} \text{ м}^{-2} < N < 10^{15} \text{ м}^{-2}$ квантовая эффективность зависит и от температуры, и от поверхностной плотности дислокаций (возникает вклад в результирующую подвижность носителей зарядов,

Таблица.

Численные значения параметров инфракрасного кремниевого р-і-n-ФП и других величин, используемых в расчетах.

Параметр	Значение
λ	$1.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$
R	0.4
α	$1 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$
W	$1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
L	$1.05 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
E	$5 \cdot 10^3 \text{ В/м}$
N_a	$1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$
m_0	$9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ [11]
τ_0	$2.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ [8]
c	$6.3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ [1]
g	1 [1]
k	$1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ [11]

обусловленный рассеянием на дислокациях). При плотностях дислокаций $N = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ квантовая эффективность перестает зависеть от температуры T .

3) При $N < 10^{11} \text{ м}^{-2}$ коэффициент усиления фототока

K не зависит от поверхностной плотности дислокаций и равен коэффициенту усиления фототока в бездислокационном р-і-n-ФП K_0 . При $N \geq 10^{11} \text{ м}^{-2}$ коэффициент усиления фототока K начинает зависеть от N через $\mu_{\text{дис.р}}(T)$ и $\mu_{\text{дис.н}}(T)$, величины которых при указанных плотностях дислокаций вносят вклад в результирующую подвижность носителей заряда (см. (9) и (19)).

Температурная зависимость коэффициента усиления фототока для плотностей дислокаций N_i , ($i = \overline{11,15}$), при которых наблюдается изменение фототока от максимального значения, соответствующего $N = 0-10^{11} \text{ м}^{-2}$, до значения K , соответствующего $N = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, представлена на рис. 4.1.

Анализ численных значений $K(T)$, показал, что температурные зависимости коэффициентов усиления фототока для плотностей дисло-

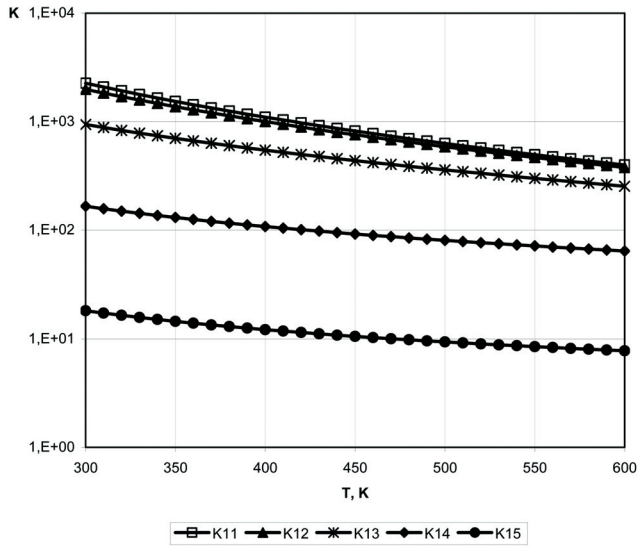


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента усиления фототока инфракрасного кремниевого р-і-п-ФП.

K_i , ($i = 11, 15$) соответствует пяти значениям поверхностной плотности дислокаций $N_i = 10^i \text{ м}^{-2}$.

каций $N = 0 - 10^{11} \text{ м}^{-2}$ совпадают. Это означает, что при поверхностной плотности дислокаций $N < 10^{11} \text{ м}^{-2}$ коэффициент усиления фототока инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП не зависит от наличия дислокаций.

Слабая зависимость коэффициента усиления фототока инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП от наличия структурных дефектов в виде дислокаций начинает проявляться при поверхностной плотности дислокаций $N = 10^{11} - 10^{13} \text{ м}^{-2}$. Однако в случае $N = 10^{11} - 10^{13} \text{ м}^{-2}$ возникающая зависимость $K(N)$ проявляется лишь в незначительном уменьшении значений K , но никак не сказывается на форме температурной зависимости $K(T)$ (см. рис. 1).

При $N = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ зависимость $K(T)$ существенно отличается от таковой в случае $N = 10^{11} - 10^{13} \text{ м}^{-2}$ не только численно, но и формой кривой (см. рис. 1).

Чем больше кривизна $K(T)$, тем больше зависимость коэффициента усиления фототока от температуры. Сравнивая кривые на рис. 1, легко увидеть, что для одного и того же температурного интервала зависимость $K(T)$ в случае $N = 10^{11} - 10^{13} \text{ м}^{-2}$ более крутая, чем в случае $N \geq 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Таким образом, наличие дислокаций в инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП в количестве $N = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ приводит

к уменьшению зависимости коэффициента усиления фототока от температуры.

Изменение формы температурной зависимости $K(T)$ обусловлено тем, что с увеличением N возрастает рассеяние носителей заряда на дислокациях. Поскольку дифференциальное сечение рассеяния носителей заряда на дислокациях слабее зависит от температуры, чем дифференциальное сечение рассеяния носителей заряда на фононах [14], то по мере увеличения поверхностной плотности дислокаций и, соответственно, по мере увеличения вклада $\mu_{\text{дис.р}}$ (11) и $\mu_{\text{дис.н}}$ (21) в величину результирующих подвижностей дырок μ_p (9) и электронов μ_n (19), входящих в выражение для K (27), температурная зависимость $K(T)$ будет уменьшаться (рис. 4.1).

Из анализа графиков $K(T)$ следует, что ИК кремниевые р-і-п-ФП, поверхностная плотность дислокаций в которых составляет $N = 10^{13} \text{ м}^{-2}$ в области невысоких температур ($T = 300 - 350 \text{ К}$) обеспечивают такое же усиление фототока, что

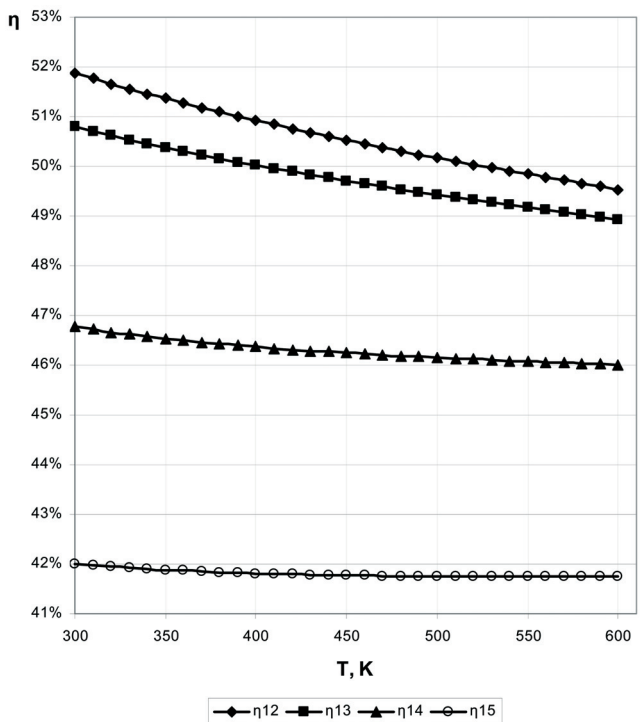


Рис. 2. Температурная зависимость квантовой эффективности инфракрасного кремниевого р-і-п-ФП.

η_i , ($i = 12, 15$) соответствует четырем значениям поверхностной плотности дислокаций $N_i = 10^i \text{ м}^{-2}$.

и р-і-п-ФП с $N < 10^{13} \text{ м}^{-2}$ при $T = 550 - 600 \text{ К}$, поскольку в данном случае повышение поверхностной плотности дислокаций оказывает такое же воздействие на коэффициент усиления фототока инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП, как и повышение температуры. При $N < 10^{13} \text{ м}^{-2}$ инфракрасные кремниевые р-і-п-ФП можно использовать в обычных температурных режимах ($T = 300 - 600 \text{ К}$), поскольку при указанных плотностях дислокаций вклад в величину подвижности носителей зарядов, обусловленный рассеянием на дислокациях, несущественен.

Интересно изучение возможности использования инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП с $N \geq 10^{13} \text{ м}^{-2}$ для усиления фототока в области температур $T \ll 300 \text{ К}$, однако этот вопрос выходит за рамки данной работы. В рассматриваемом случае $T = 300 - 600 \text{ К}$ инфракрасные кремниевые р-і-п-ФП с $N > 10^{13} \text{ м}^{-2}$ имеют коэффициент усиления фототока на 1 - 3 порядка ниже, нежели в случае $N < 10^{13} \text{ м}^{-2}$, но являются более устойчивыми к изменению температуры и могут быть рекомендованы к использованию в случаях, когда, прежде всего важна стабильность параметров работы прибора в широком интервале температур.

Перейдем к анализу температурной зависимости квантовой эффективности инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП для плотностей дислокаций $N_i, (i = 12, 15)$, представленной на рис. 2.

Как и в случае $K(T)$, температурные зависимости квантовых эффективностей для плотностей дислокаций $N = 0 - 10^{12} \text{ м}^{-2}$ совпадают. Поэтому приводить на графике кривые для случаев $N < 10^{12} \text{ м}^{-2}$ не было необходимости. При поверхностной плотности дислокаций $N \leq 10^{12} \text{ м}^{-2}$ квантовая эффективность инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП не зависит от наличия дислокаций и убывает при повышении температуры. Независимость квантовой эффективности от поверхностной плотности дислокаций обусловлена тем, что при поверхностной плотности дислокаций $N \leq 10^{12} \text{ м}^{-2}$ подвижность носителей заряда (9) определяется только вкладом, обусловленным рассеянием дырок на фононах (10).

Зависимость квантовой эффективности ИК кремниевых р-і-п-ФП от дислокаций начинает проявляться при поверхностной плотности дислокаций $N = 10^{13} \text{ м}^{-2}$. Однако, как и в случае $K(T)$,

в случае $N = 10^{13} \text{ м}^{-2}$ возникшая зависимость $\eta(N)$ проявляется лишь в незначительном уменьшении значений η , но никак не сказывается на форме температурной зависимости $\eta(T)$.

При $N = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ возникает существенное изменение формы кривой $\eta(T)$. Из анализа графиков видно, что для одного и того же температурного интервала зависимость $\eta(T)$ в случае $N = 0 - 10^{13} \text{ м}^{-2}$ более крутая, чем в случае $N = 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Чем больше кривизна $\eta(T)$, тем больше зависимость квантовой эффективности от температуры. Таким образом, увеличение поверхностной плотности дислокаций в инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП до $N = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ приводит к резкому уменьшению η и к практически отсутствию зависимости квантовой эффективности от температуры. Изменение формы температурной зависимости $\eta(T)$ обусловлено тем, что с увеличением N возрастает рассеяние дырок на дислокациях. Поскольку дифференциальное сечение рассеяния дырок на дислокациях слабее зависит от температуры, чем дифференциальное сечение рассеяния дырок на фононах [14], то по мере увеличения поверхностной плотности дислокаций и, соответственно, по мере увеличения вклада $\mu_{\text{дис.р}}$ (11) в величину результирующей подвижности дырок μ_p (9), входящей в выражение для η (6), температурная зависимость $\eta(T)$ будет уменьшаться (рис. 2).

При $N = 10^{15} \text{ м}^{-2}$ $\eta(T) = \text{const.} = 42\%$.

Инфракрасные кремниевые р-і-п-ФП с поверхностной плотностью дислокаций $N = 10^{13} \text{ м}^{-2}$ в области невысоких температур $T = 300 - 400 \text{ К}$ можно использовать для получения тех же значений квантовой эффективности, которую обеспечивают р-і-п-ФП с $N < 10^{13} \text{ м}^{-2}$ при $T = 550 - 600 \text{ К}$ (рис. 2), поскольку для указанных плотностей дислокаций повышение поверхностной плотности дислокаций оказывает такое же воздействие на квантовую эффективность инфракрасных кремниевых р-і-п-ФП, как и повышение температуры. При $N < 10^{13} \text{ м}^{-2}$ инфракрасные кремниевые р-і-п-ФП можно использовать в обычных температурных режимах ($T = 300 - 600 \text{ К}$).

С целью выяснения, при каких плотностях дислокаций и температурах фотоприемники могут усиливать сигнал, на основании данных расчетов были построены аналитические зависимости коэффициента усиления фототока

и квантовой эффективности от поверхностной плотности дислокаций при температурах $T = (300, 400, 500, 600) \text{ K}$. Эти зависимости представлены на рис. 3 и рис. 4.

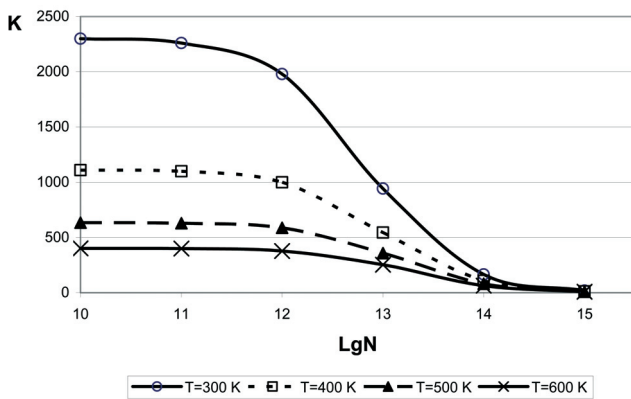


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления фототока от поверхностной плотности дислокаций для четырех значений температуры.

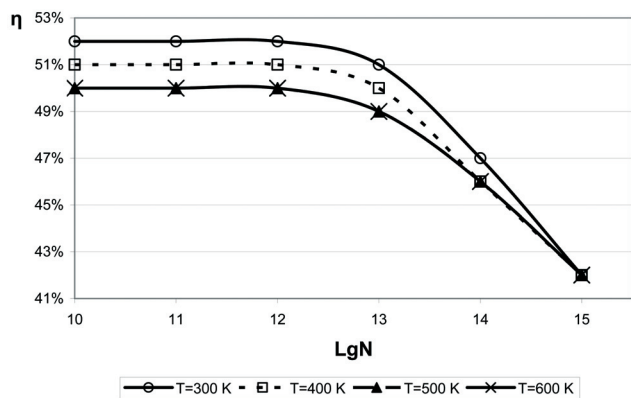


Рис. 4. Зависимость квантовой эффективности от поверхностной плотности дислокаций для четырех значений температуры.

Приведенные графики $K(N)$ и $\eta(N)$ для четырех значений температуры являются наглядной демонстрацией вышеприведенного анализа зависимостей $K(T)$ и $\eta(T)$ для различных плотностей дислокаций (см. рис. 1 и рис. 2), поэтому в повторных комментариях не нуждаются.

Выводы

В результате исследования температурной зависимости коэффициента усиления фототока K инфракрасных кремниевых р-і-n-ФП, в р-области которых содержатся дислокации различных поверхностных плотностей $N_i = 10^i \text{ м}^{-2}$, ($i = 1, 15$)

установлено, что при поверхностной плотности дислокаций $N < 10^{11} \text{ м}^{-2}$ коэффициент усиления фототока инфракрасных кремниевых р-і-n-ФП не зависит от наличия дислокаций и равен коэффициенту усиления фототока K_0 в бездислокационном р-і-n-ФП. Такое поведение коэффициента усиления фототока связано с тем, что величина K определяется значениями μ_n и μ_p , которые, как было установлено, при данных плотностях дислокаций равны значениям подвижностей носителей заряда при рассеянии на фонах, а, значит, не зависят от наличия дислокаций.

Установлено, что при плотностях дислокаций $N < 10^{12} \text{ м}^{-2}$ квантовая эффективность η не зависит от поверхностной плотности дислокаций N . Независимость квантовой эффективности от поверхностной плотности дислокаций обусловлена тем, что при поверхностной плотности дислокаций $N \leq 10^{12} \text{ м}^{-2}$ подвижность носителей заряда определяется только рассеянием носителей заряда на фонах.

Список литературы

1. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках / Г. Матаре. — М.: Мир, 1974. — 464 с.
2. Шишкин В. Б. Заряженные дислокации в полупроводниковых кристаллах / В. Б. Шишкин, Ю. В. Шишкина // Успехи физических наук. — 1995. Т. 165, № 8. — С. 887–917.
3. Кулинич О. А. Связь параметров и структурного совершенства кремниевых р-і-n-фотоприемников / О. А. Кулинич, М. А. Глауберман // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2004. — № 12. — С. 47–53.
4. Кулинич О. А. О повышении выявляющей способности избирательного травления монокристаллов кремния / О. А. Кулинич, А. А. Лисовская, Н. Н. Садова // Укр. физ. журн. — 1990. — Т. 35, № 11. — С. 1691–1694.
5. Глауберман М. А. Вплив структурних дефектів у приповерхневих шарах кремнію на рухливості носіїв заряду в каналі МОН-транзисторів та порогову напругу / М. А. Глауберман, О. А. Кулініч, Н. М. Садова // Укр. фіз. журн. — 2002. — Т. 47, № 8. — С. 779–783.
6. Кулинич О. А. Исследование приповерхностных слоёв кремния в структурах $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ / О. А. Кулинич, М. А. Глауберман, Н. Н. Садова // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2003. — № 10. — С. 63–66.

7. Викулин И. М. Инжекционные фотоприемники / И. М. Викулин, Ш. Д. Курмашев, В. И. Стафеев // Физика и техника полупроводников. – 2008. Т. 42, № 1. – С. 113–127.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов : в 2-х книгах. Книга 2: пер. с англ. / С. Зи; под ред. Р. А. Суриса. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Мир, 1984. – 455с.
9. Вплив дефектів функціональних матеріалів на надійність електроніки / В. В. Зубарев, С. В. Ленков, В. А. Мокрицький, Д. О. Перегудов. – Одеса : Друк, 2003. – 452 с.
10. Шалимова К. В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова. – М.: Энергия, 1976. – 416 с.
11. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника. Справочник / П. И. Баранский, В. П. Клочков, М. В. Потыкевич. – К.: Наукова думка, 1975. – 704 с.
12. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков / П. Т. Орешкин. – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
13. Преснов В. А. Влияние характера рассеяния на дислокациях на электропроводность кремния / В. А. Преснов, О. П. Канчуковский, О. А. Кулинич // 4-й Всесоюзн. науч.-техн. семинар по путям повышения стабильности и надёжн. микроэлем. и микросхем, июнь 1987 г.: тезисы докл. – Рязань, 1987. – С. 75.
14. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.