

УДК 629.7.064.56

Ф. В. Гаспарян, К. Б. Матевосян

Солнечные элементы на основе неоднородного легированного полупроводника

(Представлено академиком НАН Армении В. М. Арутюняном 3/V 1995)

В последние годы усилился интерес к неоднородно компенсированным полупроводникам, что обусловлено возможностью гарьирования основных параметров полупроводника в широком диапазоне с помощью создания специальных профилей легирующей примеси. На солнечных элементах (СЭ) на основе кремниевых p^+np^+ структур, по данным (1), при двустороннем освещении можно получить мощности до 250 Вт/м². По данным (2), наличие неоднородности в распределении примесных атомов способствует увеличению квантовой эффективности на 175%. Проведенные нами расчеты в (3) показывают существенное влияние неоднородного легирования полупроводников на фоточувствительность и обнаружительную способность полупроводниковых ИК инжекционных фотодиодов.

Ниже рассматриваются p^+np^+ кремниевые структуры с неоднородно компенсированной базой и обсуждаются возможности создания на их основе СЭ. Статические, фотоэлектрические и шумовые характеристики таких структур детально рассмотрены ранее (3). Считается, что база структур содержит донорные примеси с мелким энергетическим уровнем (с концентрацией N_D) и компенсирована акцепторами (с концентрацией $N_A(x)$), создающими однозарядные рекомбинационные глубокие уровни (ГУ). Схематически вид структур и зонная энергетическая диаграмма показаны в (3) (см. рис.10.3). Рассматриваются несколько случаев распределения компенсирующих примесей.

1. Рассмотрим случай, когда ГУ распределены в базе по закону

$$N_A(x) = \begin{cases} N_{A_1} \exp(-\alpha x), & 0 \leq x_1 \leq x, \\ N_{A_2} = \text{const}, & x_1 \leq x \leq d. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь N_{A_1} и N_{A_2} — концентрация ГУ на границе освещаемого p^+n перехода и в объеме, соответственно; α — параметр, определяющий

темп изменения $N_A(x)$. Под влиянием солнечного излучения в области приповерхностного p^*n перехода создаются электронно-дырочные пары, которые впоследствии разделяются как полем p^*n перехода, так и встроенным в базе полем из-за наличия градиента концентрации $N_A(x)$. В результате p^* область превращается в резервуар свободных дырок, а n -база — в резервуар для свободных электронов, уменьшается потенциальный барьер p^*n перехода. Структура оказывается в режиме прямого смещения. Такая ситуация характерна для структур с двойной инжекцией при слабых возбуждениях (3). Основываясь на такой аналогии, можно воспользоваться выражением для ВАХ структур с двойной инжекцией при слабых уровнях инжекции. Для случая распределения $N_A(x)$ по закону (1) оно имеет вид (3)

$$j = \frac{9}{8} e u_n u_p \tau_p^o \frac{N_D}{\beta' d^3} \left\{ V + V_F \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + A_1 \left(\frac{x_1}{d} \right) \sqrt{\frac{\alpha x_1}{1 - \delta_4}} \right] \right\}^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + A_2 \left(\frac{x_1}{d} \right)^{3/2} \right]^{-1} \quad (2)$$

Здесь

$$V_F = \frac{f N_A' d^2}{6 u_p n_1 N_D}, \quad f = \alpha \eta \frac{\lambda P}{hc S}, \quad A_1 = \frac{6 \delta_6 N_{A_1}}{abd N_A'}, \quad A_2 = \sqrt{(1 - \delta_4) \frac{N_{A_1}}{\beta' n_1}}$$

α — коэффициент поглощения, η — квантовый выход, λ — длина волны излучения, P — плотность потока солнечного излучения, d — длина n -базы, S — площадь светочувствительной поверхности. Остальные обозначения обычные (см., например, (3)).

Ниже для простоты считаем, что генерация свободных носителей заряда осуществляется в основном за счет собственного поглощения и для α используется формула Фэна (4)

$$\alpha = \frac{2 \pi e^2 (2 m_r)^{5/2}}{3 \epsilon_0 m_0^2 h^2 c^2 n_n} \left(\frac{hc}{\lambda} - E_g \right)^{3/2} \frac{\lambda}{hc}$$

Здесь m_r — приведенная масса, m_0 — масса свободного электрона, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, n_n — коэффициент преломления полупроводника.

Из выражения (2) легко определяются значения тока короткого замыкания $j_{кз}$ (при $V = 0$) и напряжение холостого хода $V_{хх}$ (при $j = 0$). Путем приравнивания к нулю производных

$$\frac{dj_{k3}}{da}, \frac{dj_{k3}}{dN_{A_1}}, \frac{dj_{k3}}{dx_1}, \frac{dV_{xx}}{da}, \frac{dV_{xx}}{dN_{A_1}}, \frac{dV_{xx}}{dx_1}$$

определяются оптимальные значения параметров a , N_{A_1} и x_1 , при которых J_{k3} и V_{xx} принимают максимальные значения.

Чем больше значение N_{A_1} и меньше x_1 , тем сильнее происходит перераспределение внутреннего "встроенного" электрического поля в базе, и оно больше сосредоточится у "рабочего" p^*n перехода. В результате усилится темп разделения созданных излучением электронно-дырочных пар, и значения J_{k3} и V_{xx} будут сравнительно большими. Выбор оптимального режима работы СЭ существенно ограничивается условием компенсации проводника (3).

Численный анализ показывает, что оптимальное значение параметра a составляет $a_{opt} \approx 200 \text{ см}^{-1}$, следовательно, $x_{opt} \approx 0,01 \text{ см}$.

2. Рассмотрим случай, когда компенсирующая примесь распределена в базе по закону

$$N_A(x) = N'_0 \exp(-a_1 x) + N''_0 \exp[-a_2(d-x)], \quad (4)$$

где N'_0 и N''_0 — концентрация ГУ на границе p^*n и n^*n переходов соответственно.

2.1. В случае $a_1 \neq a_2$ имеем несимметричное распределение концентрации ГУ в базе. При однородном распределении потока падающего излучения с помощью выражения (9.18) из (3) легко определить значения J_{k3} и V_{xx} для этого случая:

$$J_{k3} = \frac{e\tau_p}{2a_1 N'_0 n_1 b N_D} \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} N''_0 f \right)^2, \quad V_{xx} = -\mu_1 \frac{N''_0 df}{u_n a_1 n_1 N_D}. \quad (5)$$

Здесь μ_1 и μ_2 — некоторые безразмерные параметры (6).

Анализ зависимости J_{k3} и V_{xx} от оптимальных значений a_1 , a_2 , N'_0 и N''_0 показывает, что абсолютное значение V_{xx} уменьшается с ростом значения a_1 и увеличивается с ростом d . Обратная тенденция наблюдается у J_{k3} .

Уменьшение J_{k3} в зависимости от d объясняется тем, что с ростом d растет время пролета электронов через базу T_n , уменьшается отношение τ_n / T_n (τ_n — время жизни электронов), растет темп рекомбинации. С другой стороны рост напряженности электрического поля у тылового pn^* контакта, связанный с характерным распределением ГУ (см. также (3.5)), настолько замедляет движение электронов в глубь базы из-за сильного роста темпа захвата их на ГУ, что уменьшается количество свободных электронов, и тем самым уменьшается J_{k3} . Таким образом

уменьшение j_{k3} с ростом d связано как с ростом T_n , так и с уменьшением количества свободных электронов.

При двустороннем освещении p^+nn^+ структуры, когда интенсивность падающего излучения изменяется по закону

$$f = f_0(e^{-ax} + e^{-a(d-x)}), \quad (6)$$

j_{k3} и V_{xx} вновь определяются выражением (5) с заменой в них μ_1 на μ'_1 (см. (6)). Здесь f_0 — интенсивность излучения, достигающая поверхности структуры.

2.2. В случае $a_1 = a_2 = a$, $N'_0 = N''_0 = N_0$ для j_{k3} и V_{xx} получаем, соответственно,

$$j_{k3} = \frac{eb\tau_p^0 N_0 f^2 \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_2}\right)^2}{2an_1 N_D}, \quad V_{xx} = -\frac{\varphi_1 N_0 df}{an_1 u_p N_D}, \quad (7)$$

где φ_1 и φ_2 определяются сложными выражениями (6).

j_{k3} растет с ростом a , d и N_0 , а абсолютное значение V_{xx} растет с увеличением a и d при минимальном значении N_0 . В отличие от предыдущих случаев j_{k3} растет с ростом d . Такое поведение можно объяснить следующим образом. С ростом d уменьшается значение встроеного поля в базе (хотя распределение $E(x)$ не меняется), растут проводимость и ток через структуру. В этом случае выполняется условие

$$\frac{T_{n(p)}}{\tau_{n(p)}} = \frac{d}{u_n \tau_{n(p)} E} > 1,$$

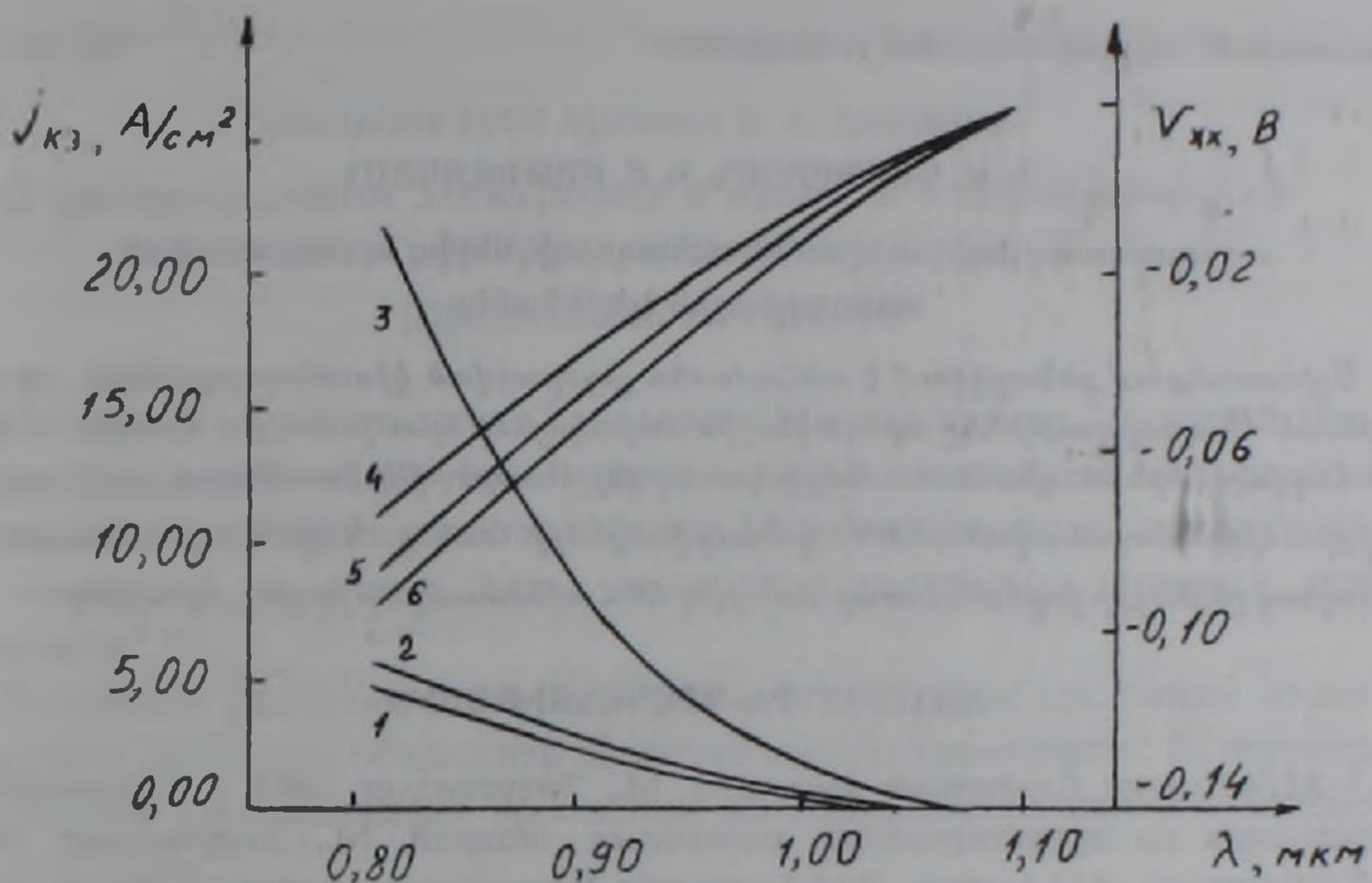
которое все время облегчается с ростом d (и с уменьшением E). С другой стороны, при тех же условиях компенсации с ростом d ГУ будут более плавно распределяться по длине базы, что также может повлиять на темп рекомбинации и способствовать росту j_{k3} .

При неоднородном распределении интенсивности падающего излучения для j_{k3} и V_{xx} получаются выражения (7) с заменой в них φ_1 на φ'_1 (см. (6)). С ростом a и d абсолютное значение V_{xx} уменьшается. Аналогичная картина наблюдается и у j_{k3} , причем когда значение d приближается к диффузионной длине носителей тока, наблюдается резкий рост j_{k3} (на порядок и более), что, на наш взгляд, обусловлено тем, что времена пролета носителей через базу сильно уменьшаются и большее число носителей проходит базу, не рекомбинируя.

3. Обобщая полученные результаты, заметим, что оптимальные значения a и d для всех рассмотренных случаев в основном близки. Существенное влияние на j_{k3} оказывает длина базы d . Для объяснения зависимости $j_{k3}(d)$ можно воспользоваться двумя конкурирующими механизмами — генерацией и рекомбинацией носителей заряда.

Таким образом, полученные результаты показывают, что выбором технологического режима компенсации можно контролировать основные параметры компенсированного материала и создать условия увеличения значений $j_{кз}$ и $V_{кз}$.

На рисунке представлены спектральные зависимости $j_{кз}$ и $V_{кз}$ для случая 2.2 и при падении излучения параллельно плоскости p^+n перехода.



Спектральные зависимости $j_{кз}$ (кр.1-3) и $V_{кз}$ (кр.4-6) при одностороннем освещении p^+nn^+ структуры с плотностью потока падающего излучения $\sim 10^3$ Вт/м². Кривые соответствуют случаям: 1- $a=800$ см⁻¹, 2 и 4- $a=1000$ см⁻¹, 3 и 5- $a=1300$ см⁻¹, 6- $a=1500$ см⁻¹

Численные оценки проведены при 300 К для кремниевых p^+nn^+ структур, база которых компенсирована атомами серебра. Для $n-Si < Ag >$ использованы следующие параметры: исходное удельное сопротивление $\rho = 4$ Ом·см ($N_D = 1,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³), $u_p = 480$ см²/В·с, $u_n = 1350$ см²/В·с, $\tau_p^0 = 1,5 \cdot 10^{-8}$ с, $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см, $N_o = 2,35 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $n_i = 3,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $n_n = 3,5$, отношение сечений захвата электронов и дырок на ГУ 1/24, светочувствительная площадь $S = 10^{-4}$ см². Результаты расчетов представлены графически (рисунок). В области справедливости формулы Фэна ($\lambda \sim 1,1$ мкм) при $a = 1300$ см⁻¹ и при одностороннем освещении p^+nn^+ структуры с плотностью падающего излучения ~ 1000 Вт/м²

выделяемая мощность на длине волны 1,1 мкм равняется 103,5 Вт/м² с КПД 10,8%.

Максимальные значения выделяемой мощности и КПД получаются при одностороннем распределении ГУ (максимально выделяемая мощность $\approx 118,4$ Вт/м², а КПД 12,3%).

Авторы признательны академику НАН Армении В.М.Арутюняну за полезные советы и интерес к работе.

Ереванский государственный университет

Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Կ. Բ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Անհամասեռ լեգիրացված կիսահաղորդիչներից պատրաստված արեգակնային էլեմենտներ

Աշխատանքում քննարկվում է անհամասեռ լեգիրացված կիսահաղորդիչների օգտագործման հնարավորությունը արեգակնային մարտկոցներ պատրաստելու համար: Թվային հաշվարկներն ու գնահատումները կատարվել են արժաթի ատոմներով լեգիրացված սիլիցիումից պատրաստված p^+nn^+ կառուցվածքների համար: Կարևորագույն հոսանքի և պարապ ընթացքի լարման համար ստացվել են համեմատարար բարձր արժեքներ:

ЛИТЕРАТУРА-ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ М.М.Колтун, Солнечные элементы, М., Энергоиздат, 1987. ² Г.Раушенбах, Справочник по проектированию солнечных батарей, М., Энергоиздат, 1983. ³ Փ.Վ.Գասպարյան, Յ.Ն.Ադամյան, Վ.Մ.Արուտյոնյան, Кремниевые фотоприемники, Изд. ЕГУ, 1989. ⁴ А.Амброзьяк, Конструирование и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов, М., Сов. радио, 1970. ⁵ Փ.Վ.Գասպարյան, Դ.Դ.Ագասարյան, ДНАН Армении, т.94, №1, с.29-36 (1993). ⁶ К.Б.Матевосян, Дипломная работа, ЕГУ, 1994.