

## ТЕОРИЯ ИНФРАКРАСНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСНОВЕ СТРУКТУР $n$ -Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

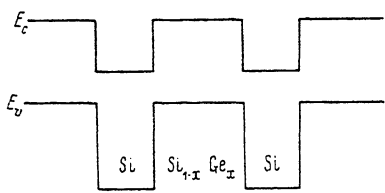
Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д.

Развита теория фотоэлектрических и пороговых характеристик перспективных фотоприемников на основе структур Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> с квантовыми ямами. Конкретные расчеты проведены для диапазона 8—12 мкм. Проведено сравнение с фотоприемником на основе GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

*Введение.* Первые практические реализации [1, 2], а также теоретические разработки фотоприемников (ФП) на основе многослойных структур с квантовыми ямами (КЯ) относятся к наиболее изученной паре GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. В настоящее время интенсивно исследуются структуры на основе гетеропар соединений групп A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>, а также элементов IV группы. Для практических приложений интересными являются структуры типа Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, которые хорошо сочетаются с другими элементами приемных устройств, выполненными на основе кремниевой технологии. Структуры Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, однако, менее изучены, чем GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Сверхрешетки (СР) Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> относятся к напряженным, о зонной структуре таких соединений нет исчерпывающих сведений. Известно [3], что СР Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> является гетероструктурой II типа (рис. 1), у которой дно зоны проводимости Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> лежит выше дна зоны проводимости кремния. Кроме того, известно [4], что в сплавах SiGe зона проводимости имеет практически ту же форму, что и в Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> для процентного содержания Ge до 85%. Структура Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> имеет более сложный энергетический спектр, чем GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Это обусловлено тем, что Si является непрямозонным полупроводником с шестью эквивалентными энергетическими долинами, расположенными вдоль кристаллографических направлений типа [100]. Энергетический спектр электронов в долинах существенно анизотропен с  $m_{\parallel} = 0.916 m_0$  и  $m_{\perp} = 0.190 m_0$  [5].

Энергетический спектр размерно-квантованных электронов в КЯ существенно зависит от ориентации поверхности роста. Так, при ориентации [100] две долины имеют в направлении этой оси массу  $m_{100} = 0.916 m_0$ , а четыре —  $m_{100} = 0.190 m_0$ , так что возникают две лестницы подзон: «тяжелые» и «легкие» подзоны, причем при любой глубине симметричной ямы всегда существуют две нижние подзоны основного состояния — одна из лестницы тяжелых подзон (она располагается ниже), другая из лестницы легких подзон (она выше тяжелой). Этот эффект хорошо известен в системе Si—SiO<sub>2</sub> в потенциальной яме изгиба зон вблизи поверхности раздела [5]. Электроны в легированном Si будут заполнять нижнюю тяжелую подзону, а роль верхней сведется к увеличению темпа захвата фотоносителей из зоны проводимости, т. е. к уменьшению времени жизни. В таком фотоприемнике чувствительность и коэффициент усиления будут хуже, чем в ФП с одной подзоной (при равных скоростях фотогенерации).

Существует лишь одно кристаллографическое направление, в котором все шесть долин эквивалентны в смысле эквивалентности спектра размерного кван-



тования в яме для каждой из долин — это направление [111]. Рассмотрением этой ориентации мы ограничимся.

Еще одним отличием Si—SiGe от GaAs—AlGaAs является изменение механизма захвата электронов в ямы. Как известно, в GaAs—

AlGaAs процесс захвата происходит с испусканием полярных оптических фононов [6]. В Si—SiGe взаимодействие с оптическими фононами происходит через деформационный потенциал.

### 1. Размерное квантование в структуре с КЯ Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>

В простейшем варианте приближения эффективной массы, которое для данной структуры Si—SiGe тем точнее, чем мельче яма, уравнение для огибающей функции Блоха записывается в виде

$$\{T(x, y, z) + V(z)\} \psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z),$$

где

$$T = -\hbar^2/2 \sum_{i,j=x,y,z} m_{ij}^{-1} (\partial/\partial x_i) (\partial/\partial x_j)$$

— оператор кинетической энергии ( $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$ ,  $x_3 = z$ ),  $m_{ij}^{-1}$  — компоненты тензора обратных эффективных масс.

Будем полагать эффективные массы Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> равными массам Si. Такой подход оправдан, как и в системе GaAs—AlGaAs, при близких значениях компонент тензора масс в полупроводниках, составляющих гетеропару.

Применив замену [7]

$$\psi(x, y, z) = \varphi(z) \exp(ixk_x + iyk_y) \exp(i(k_x m_{zz}/m_{xz} + k_y m_{zz}/m_{yz})z),$$

получим уравнение для функции  $\varphi(z)$

$$(\hbar^2/2m_z)(d^2\varphi(z)/dz^2) + (E_n - V(z))\varphi(z) = 0, \quad (1)$$

где  $m_z$  — главное значение эффективной массы:  $m_z = m_{zz}$ . Энергетический спектр в подзоне определяется соотношениями [7]

$$\begin{aligned} E(k_x k_y) &= E_n + \hbar^2/2 (k_x^2/m'_{xx} + 2k_x k_y/m'_{xy} + k_y^2/m'_{yy}); \\ (m'_{xx})^{-1} &= 1/m_{xx} - m_{zz}/m_{xz}^2; \\ (m'_{xy})^{-1} &= 1/m_{xy} - m_{zz}/(m_{xz}m_{yz}); \\ (m'_{yy})^{-1} &= 1/m_{yy} - m_{zz}/m_{yz}^2. \end{aligned}$$

После приведения эллипсоида кинетической энергии к главным осям получим  $E(k_x, k_y) = E_n + (\hbar^2/2)(k_x^2/m_x + k_y^2/m_y)$ .

Величины  $m_z$ ,  $m_x$  и  $m_y$  выражаются через  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  следующим образом:

$$m_z = \frac{3m_{\parallel}m_{\perp}}{m_{\perp} + 2m_{\parallel}}; \quad m_x = m_{\perp}; \quad m_y = \frac{m_{\perp} + 2m_{\parallel}}{3}.$$

Значения этих масс равны (в единицах  $m_0$ ):  $m_z = 0.258 m_0$ ,  $m_x = 0.190 m_0$ ,  $m_y = 0.674 m_0$ . Эффективная масса плотности двумерных состояний  $m_d = (m_x m_y)^{1/2} = 0.358 m_0$ .

Таким образом, плотность двумерных состояний в яме Si—SiGe в  $N = m_d/m^* = 0.358/0.067$  в 5.3 раза больше (без учета долиного вырождения), чем в GaAs—AlGaAs, где  $m^* = 0.067 m_0$  — эффективная масса электронов в GaAs. Разумеется, спектр с  $E_n$ , не зависящими от  $k_x$  и  $k_y$ , будет таким при граничных условиях на функцию  $\varphi(z)$  на гетерогранице Si—SiGe, не зависящих от  $k_{||} = (k_x, k_y)$ . Последнее требование выполняется при равных эффективных массах электронов в полупроводниках, составляющих гетеропару. Таким образом, задача сводится к определению собственных значений энергии дна подзон  $E_n$  из уравнения (1) с потенциалом  $V(z)$ , имеющим конфигурацию одиночной потенциальной ямы. Такая задача уже решалась в [8]. Напомним основные соотношения, которые не зависят в указанном приближении от типа структуры и являются универсальными. Для резонансных КЯ, в которых второй уровень размерного квантования совпадает с верхом ямы, величина энергии фотоионизации  $E_1$  связана с глубиной КЯ соотношением  $E_1 = 0.646 U_0$ , а полуширина ямы равна  $a = \pi \hbar / (8mU_0)^{1/2}$ . Для фотоприемника с пороговой длиной волны  $\lambda_1 = 10$  мкм получим  $a \approx 17 \text{ \AA}$ , при  $\lambda_1 = 12$  мкм —  $a \approx 19 \text{ \AA}$ . Таким образом, ширина резонансной ямы в Si—SiGe для  $\lambda_1 = 10$  мкм  $2a \approx 34 \text{ \AA}$ , что почти вдвое меньше ширины ямы  $2a \approx 55 \text{ \AA}$  в GaAs—AlGaAs. Другим параметром является глубина  $\lambda_0$  спадающей волновой функции локализованного электрона под барьер  $\lambda_0 = \hbar / (2m_z E_1)^{1/2}$ . Для  $\lambda_1 = 10$  мкм получим  $\lambda_0 \approx 0.8a \approx 14 \text{ \AA}$ , для  $\lambda_1 = 12$  мкм  $\lambda_0 \approx 15 \text{ \AA}$ .

Поскольку масса  $m_z$  в Si—SiGe превышает таковую в GaAs—AlGaAs, отношение полуширины ямы  $a$  и длины локализации электрона  $\lambda_0$  в Si—SiGe меньше в корень квадратный раз из соотношения масс, чем в структуре GaAs—AlGaAs. Соответственно меньшим можно выбрать и расстояние  $L$  между ямами, т. е. период структуры. Для того чтобы каждую яму можно было рассматривать как одиночную, достаточно выбрать  $L = 100 \text{ \AA}$ .

## 2. Расчет коэффициента фотоионизации КЯ в структуре Si—SiGe

Оптические переходы между подзонами двумерных состояний Si—SiGe имеют свою специфику [9], которая состоит в том, что при отличных от нуля компонентах тензора масс  $m_{zx}$  и  $m_{zy}$  происходят переходы, вызванные излучением с параллельной гетерограницам поляризацией. В структуре GaAs—AlGaAs с изотропным спектром и при равных массах в гетеропарах такие переходы отсутствуют. Оптические переходы, связанные с фотоионизацией ям Si—SiGe, аналогично межподзонам также будут чувствительны к поляризации, параллельной слоям. Однако эти эффекты малы в меру отношения  $(m_{zx}/m_{zz})^2 \approx (m_{zy}/m_{zz})^2$ , которые для направления [111] составляют [9]:  $(m_{zx}/m_{zz})^2 \approx 0.04$  и  $(m_{zy}/m_{zz})^2 \approx 0.02$ . По этой причине в настоящем рассмотрении пренебрегается такими эффектами. Тем самым задача сводится к уже решенной в [8]. Выпишем выражение для коэффициента поглощения в одноэлектронном приближении, отличающееся от приведенного в [8] учетом долиного вырождения  $\nu$ , массы плотности состояний  $m_d$ , массы  $m_z$  и произвольной степени вырождения электронов в подзоне:

$$\alpha(\omega) = \frac{8e^2 m_d \nu}{\hbar c m_z N_r} \frac{1}{L} \frac{\lambda_u}{a + \lambda_0} \frac{E_1 (U_0 - E_1) U_0^{3/2} \Theta}{(\hbar\omega)^3 (\hbar\omega - E_1)^{1/2}} F((\hbar\omega - E_1)/U_0). \quad (2)$$

Здесь  $e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $\lambda_u = \hbar/(2mU_0)^{1/2}$ ,  $N_r = (\epsilon_\infty)^{1/2}$  — показатель преломления среды, функция  $F(E)$  равна [8]

$$F(E) = \left(1 + \frac{1+E}{E} \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{a}{\lambda_u} (1+E)^{1/2}\right)\right)^{-1/2},$$

$\Theta$  — степень заполнения основной и единственной подзоны в яме электронами,  $\Theta = N_s/N_0$ , где  $N_0$  — поверхностная концентрация, соответствующая полному заполнению ямы,  $N_0 = \nu m_d E_1 / (\pi \hbar^2)$ ,  $N_s$  — поверхностная концентрация электронов.

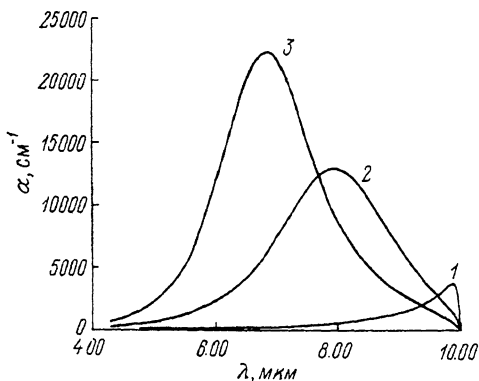


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения структуры Si—SiGe с квантовыми ямами от длины волны падающего излучения для фотоприемника с пороговой длиной волны  $\lambda_1 = 10$  мкм.

е: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.2.

Степень заполнения  $\Theta$  и энергия Ферми  $E_{fc}$  при температуре  $T$  связаны соотношением  $\Theta = (kT/E_1) \ln(1 + \exp(E_{fc}/kT))$ .

Коэффициент поглощения для КЯ Si—SiGe отличается от коэффициента поглощения для GaAs—AlGaAs наличием множителей  $\nu = 6$  и  $m_d/m_z \approx 1.4$ . Учитывая, что в структуре Si—SiGe из-за малых длин локализации

период структуры может быть уменьшен до  $L \approx 100 \text{ \AA}$ , что в 2.5 раза меньше, чем в GaAs—AlGaAs, получаем выигрыш в величине  $\alpha$  примерно в 25 раз при одинаковых степенях заполнения  $\Theta = N_s/N_0$ . Это означает также, что при одинаковых  $\Theta$  эффекты деполяризации играют большую роль в структуре Si—SiGe, чем в GaAs—AlGaAs.

Приступим далее к расчету коэффициента поглощения с учетом эффектов деполяризации падающего излучения. Общая схема расчета остается такой же, как и в GaAs—AlGaAs. Она подробно изложена в [10].

На рис. 2 приведены зависимости  $\alpha(\lambda)$  для фотоприемника с длинноволновой границей  $\lambda_1 = 10$  мкм. Как видно из графиков рис. 2, отличие от коэффициента поглощения в КЯ GaAs—AlGaAs [10] существенно. Уже при  $\Theta = 0.1$  наблюдаются большой деполяризованный сдвиг максимума и значительное уширение кривой  $\alpha(\lambda)$ . Как отмечалось ранее, это связано с участием шести эквивалентных долин в фотовозбуждении электронов, меньшим периодом СР и различием (в благоприятном для  $\alpha$  соотношении) массы плотности состояний и продольной массы  $m_z$ .

Отметим, что для Si—SiGe величина  $N_0$  в  $(6\nu m_d/m_z)$  в 32.6 раза больше, чем для GaAs—AlGaAs, и составляет  $N_0 = 9.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  для  $\lambda_1 = 10$  мкм;  $N_0 = 7.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  для  $\lambda_1 = 12$  мкм. В пересчете на объемную концентрацию донорной примеси, легирующей слой Si, это составляет  $N_d = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  ( $\lambda_1 = 10$  мкм). Эта концентрация столь высока, что соответствует примесной зоне, а не отдельным примесям, поставляющим электроны в РК подзону. Однако вопрос об оптимальной концентрации легирующей примеси может быть разрешен только после оптимизации обнаружительной способности ФП  $D_i^*$  по параметру  $\Theta = N_s/N_0$ .

### 3. Время жизни неравновесных электронов в структуре Si—SiGe при их захвате в КЯ, связанном с испусканием фононов

В структуре Si—SiGe, как и в GaAs—AlGaAs, время жизни электронов в зоне проводимости определяется процессами захвата в локализованные в яме состояния. Доминирующий механизм захвата — рассеяние на оптических фононах.

Для электрона в каждой из долин возможны следующие переходы с рассеянием на оптических фононах: внутривалинные (*ор*-процессы), междолинные с переходом электрона между соосными долинами (*g*-процессы) и междолинные с переходом между несоосными долинами (*f*-процессы). Из всех этих переходов нас интересуют переходы с испусканием фононов. Исходя из выражения для гамильтониана электрон-фононного взаимодействия

$$\hat{H}_{EF} = \sum_{\mathbf{q}} C_i(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) (\hat{b}_{i,\mathbf{q}}^+ + \hat{b}_{i,-\mathbf{q}}),$$

$$C_i(\mathbf{q}) = (2\rho\omega_i V / \hbar)^{-1/2} D_i, \quad i = g, f, op,$$

где  $\mathbf{q} = (q_{\parallel}, q_{\perp})$  — волновой вектор фонона,  $b^+$  и  $b$  — операторы рождения и уничтожения фононов,  $V$  — объем кристалла,  $\rho$  — его плотность,  $\omega_i$  — частоты фононов,  $D_i$  — константы взаимодействия, вероятность захвата в одиночную яму при испускании фонона можно записать в виде [6]

$$\tau^{-1} = \sum_{i=g,f,op} C_i Z_i / (4\pi^2 \hbar) \int d^2 q_{\parallel} \int_{-\infty}^{+\infty} dq_{\perp} |I(q_{\perp})|^2 \times$$

$$\times (1 - f(E_f)) \delta(E_f - E_i - \hbar\omega_i(\mathbf{Q})). \quad (3)$$

Здесь  $Z_i$  — число долин, в которые рассеиваются электроны ( $Z_g = 1$ ,  $Z_f = 4$ ) в  $g$ - и  $f$ -процессах,  $Z_{op} = 1$  — при внутримолиновом рассеянии,  $E_i = \hbar^2 k_y^2 / (2m_y) + \hbar^2 k_x^2 / (2m_x) + \hbar^2 k_z^2 / (2m_z)$  — начальная энергия электрона в зоне проводимости,  $E_f = \hbar^2 (k_x - q_x)^2 / (2m_x) + \hbar^2 (k_y - q_y)^2 / (2m_y) - E_1$  — конечная энергия электрона в подзоне,  $\hbar\omega_i(\mathbf{Q})$  — энергия фонона с волновым вектором  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{q}$  — импульс передачи, отсчитываемый от точки минимума долины, в которую происходит рассеяние в  $\mathbf{K}$ -пространстве. Например, при  $f$ -процессах импульс  $\mathbf{Q}$  связан с импульсом передачи  $\mathbf{q}$  соотношениями  $Q_x = q_x + 2K_{0x}$ ,  $Q_y = q_y + 2K_{0y}$ ,  $K_{0\parallel} = (K_{0x}, K_{0y})$  — проекция вектора  $K_0$  положения минимума зоны проводимости в Si в  $\mathbf{K}$ -пространстве. Для упрощения считаем  $\omega_i(\mathbf{Q}) = \text{const}(\mathbf{Q})$ , поэтому различие между  $q_{\parallel}$  и  $Q_{\parallel}$  несущественно. В (3) использовано обозначение

$$I(q_{\perp}) = \int_{-L/2}^{L/2} \psi_f^*(x) \exp(iq_{\perp}x) \psi_i(x) dx,$$

где  $\psi_i(x)$  и  $\psi_f^*(x)$  — волновые функции начального и конечного состояний электрона.

Подставив  $I(q_{\perp})$  из [6] и выполнив интегрирование, получим с учетом  $E_i \ll E_1$

$$\tau^{-1} = \frac{m_d}{2\hbar^2} \frac{\lambda_0}{a + \lambda_0} \frac{U_0 - E_1}{U_0} \frac{1}{L} \sum (D_i^2 Z_i) / (\rho\omega_i) \times$$

$$\times [1 + \exp(-\Delta E_i / kT)]^{-1}, \quad (4)$$

где  $\Delta E_i = E_{fe} + \hbar\omega_i - E_1 - E_i$ .

В Si энергии оптических фононов составляют  $\hbar\omega_i \approx 60-70$  мэВ в отличие от  $\text{Al}^{\text{III}}\text{V}$ , где  $\hbar\omega_{\text{opt}} \approx 35$  мэВ, и сравниваются с порогом термоионизации  $E_1 - E_{fe}$  при степенях заполнения ямы  $\Theta \approx 0.3-0.4$ , т. е. меньших, чем в GaAs—AlGaAs. Соответственно смена механизма захвата электронов в ямы и увеличение в связи с этим времени жизни  $\tau$  происходят в Si—SiGe при меньших  $\Theta$ , чем в GaAs—AlGaAs.

Вычислим  $\tau$  при  $\Delta E_i \gg kT$  для  $L = 100 \text{ \AA}$ , используя данные [11] для констант  $D_i$  и частот  $\omega_i$ :  $\tau = 4.3 \cdot 10^{-12}$  с.

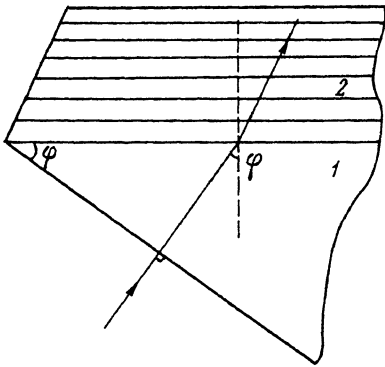


Рис. 3. Схема ввода излучения в структуру с КЯ.  
1 — кремниевая призма, 2 — фоточувствительный элемент.

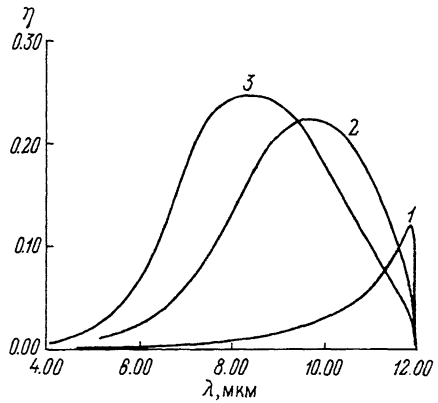


Рис. 4. Зависимость квантовой эффективности структуры с КЯ от длины волны падающего излучения для числа слоев  $N = 100$ ,  $\lambda_1 = 12$  мкм.  
φ: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.2.

#### 4. Фотоэлектрические характеристики фоторезисторов на КЯ Si—SiGe

Для структуры Si—SiGe фотоэлектрические характеристики фоторезисторов на КЯ могут быть получены аналогично GaAs—AlGaAs. Рассмотрим конструкцию ФП, изображенную на рис. 3. Найдем коэффициент  $K$ , характеризующий долю энергии излучения, введенной в структуру с поляризацией, перпендикулярной слоям. При условии просветления фронтальной поверхности призмы  $K = (\sin \varphi)^2 / 2$ . Квантовая эффективность фоторезистора с зеркально отражающей задней поверхностью равна

$$\eta = (1 - \exp(-2NW_\phi)) (\sin \varphi)^2 / 2,$$

где  $W_\phi = \alpha L$  — вероятность фотоионизации одной ямы падающим фотоном, т. е. внутренний квантовый выход фотоионизации,  $N$  — число ям в структуре.

На рис. 4 изображены результаты численных расчетов квантовой эффективности фотоприемника с  $\lambda_1 = 12$  мкм,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $N = 100$  и трех значений степени заполнения КЯ:  $\Theta = 1.01, 0.1, 0.2$ .

Как и для структуры GaAs—AlGaAs, эффекты деполяризации существенно определяют вид спектра. Отметим, что для ФП с  $\lambda_1 = 12$  мкм имеем  $E_1 = 103$  мэВ,  $U_0 = 160$  мэВ,  $a = 19 \text{ \AA}$ ,  $N_d = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Вычислим токовую чувствительность фоторезистора на Si—SiGe. Она равна  $S_i = e\eta G / (h\nu)$ , где  $G = 1 / (NW)$  — коэффициент фотоэлектрического усиления [6],  $W = L / (\tau\nu_2)$ . Как и в [6], запишем  $S_i = (S_i)_{\max} f(2NW_\phi)$ , где  $f(x) = (1 - \exp(-x)) / x$  и  $(S_i)_{\max} \approx (e / h\nu) (W_\phi / W) (\sin \varphi)^2$ .

Для  $\lambda_1 = 10$  мкм,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $N = 100$ , концентрации  $N_s = 0.1 N_0$ ,  $\nu_2 = 10^7 \text{ см/с}$  коэффициент усиления  $G = 1 / (NW) \approx 0.43$ , а максимум чувствительности достигает  $(S_i)_{\max} = 1.3 \text{ А/Вт}$ . При этих значениях параметров максимум чувствительности в структуре GaAs—AlGaAs достигает  $(S_i)_{\max} = 2.1 \text{ А/Вт}$  [6].

#### 5. Пороговые характеристики фоторезистора на квантовых ямах

Основными пороговыми характеристиками ФП являются обнаружительная способность  $D_x^*$  в наиболее благоприятном режиме ограничения принимаемой

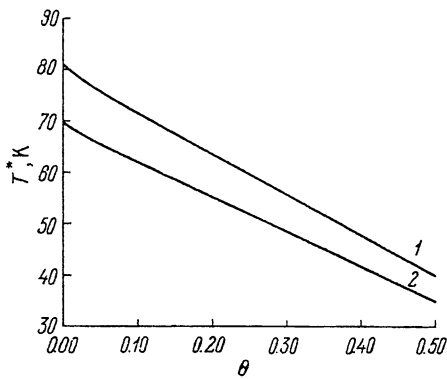


Рис. 5. Рабочая температура фотоприемника в зависимости от степени заполнения КЯ.

Число слоев  $N = 100$ , период  $L = 100 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_1$ , мкм: 1 — 10, 2 — 12.

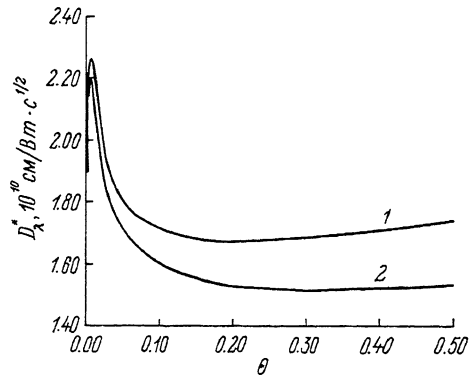


Рис. 6. Зависимость удельной обнаружительной способности от степени заполнения КЯ.

Число слоев  $N = 100$ , период  $L = 100 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_1$ , мкм: 1 — 10, 2 — 12.

мощности флуктуациями фонового излучения (режим ОФ) и температура перехода  $T^*$  в этот режим. Уравнение для определения температуры  $T^*$  имеет вид  $g_T = g_B$ , где  $g_T = N_c (T^*) \tau^{-1} \exp(-(E_1 - E_{fc}) / kT^*)$  — скорость термической генерации электронов в состоянии зоны проводимости, лежащие выше барьера,  $N_c (T^*)$  — эффективная плотность этих состояний,

$$g_B = \frac{1}{NL} \int_{\omega_1}^{\infty} \eta(\omega) I_B(\omega) d\omega$$

— скорость генерации электронов при поглощении фонового излучения,  $I_B(\omega)$  — спектральная плотность потока фонового излучения.

На рис. 5 изображены зависимости  $T^*$  от степени заполнения ямы для двух значений длинноволновой границы  $\lambda_1 = 10$  и  $\lambda_1 = 12$  мкм. Из графика видно, что в пределе малых степеней заполнения ямы для  $\lambda_1 = 10$  мкм температура перехода в режим ОФ не ниже температуры кипения жидкого азота.

Обнаружительная способность фоторезистора в режиме ОФ равна [12]

$$D_\lambda^* = \frac{\eta(\omega_s)}{2h\omega_s} \left[ \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\exp(h\omega / kT_B)}{\exp(h\omega / kT_B) - 1} I_B(\omega) \eta(\omega) d\omega \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $\omega_s$  — частота сигнала,  $\eta(\omega_s)$  вычисляется в максимуме квантовой эффективности.

Для структуры GaAs—AlGaAs эффекты деполяризации, влияя на высоту и ширину пика  $\eta(\omega)$ , изменяют ожидаемый вид зависимости  $D_\lambda^* \sim (\eta(\omega))^{1/2} \sim \sim \Theta^{1/2}$  так, что кривая  $D_\lambda^*(\Theta)$  имеет максимум при некотором значении  $\Theta$  [13]. При этом до максимума величина  $D_\lambda^*$  растет из-за увеличения  $\eta(\omega_s)$ , а после падает в меру уширения кривой  $\eta(\omega)$  из-за эффектов деполяризации. Сказанное относится и к структуре Si—SiGe. На рис. 6 изображены рассчитанные по формуле (5) кривые  $D_\lambda^*(\Theta)$ . Максимум  $D_\lambda^*$  наблюдается при степени заполнения  $\Theta = 0.006$ , т. е. в 20 раз меньшей, чем в GaAs—AlGaAs. Столь малые значения  $\Theta$  неудивительны, так как эффекты деполяризации становятся существенными в Si—SiGe при значительно меньших степенях заполнения КЯ, чем в GaAs—AlGaAs. Для  $\Theta \gg 0.1$  кривая  $\eta(\lambda)$  (рис. 4) уширяется и сдвигается в коротковолновую область настолько, что влияние уширения  $\eta(\lambda)$  на интеграл, определяющий величину  $D_\lambda^*$ , практически полностью компенсируется влиянием сдвига  $\eta(\lambda)$ . В результате спад  $D_\lambda^*(\Theta)$  уменьшается и даже сменяется слабым ростом

в области  $\Theta \geq 0.2$  (для  $\lambda_1 = 10$  мкм). Максимальные значения составляют  $D_{\lambda, \max}^* = 2.27 \cdot 10^{10}$  см/Вт  $\cdot$  с $^{1/2}$  для  $\lambda_1 = 10$  мкм и  $D_{\lambda, \max}^* = 2.20 \cdot 10^{10}$  см/Вт  $\cdot$  с $^{1/2}$  для  $\lambda_1 = 12$  мкм. Эти значения меньше, чем в [13], что объясняется тем, что в настоящем расчете выбран угол призмы  $\varphi = 45^\circ$ , т. е.  $\eta_{\max} = 0.25$ . При пересчете на  $\eta_{\max} = 0.5$  максимальные значения  $D_{\lambda}^*$  не уступают рассчитанным ранее для GaAs—AlGaAs [13]. Концентрация донорной примеси, которой следует легировать слой Si, составляет для оптимальной структуры  $N_d = 8 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  для  $\lambda_1 = 10$  мкм. Это значение примерно вдвое больше оптимальной концентрации для GaAs—AlGaAs [13].

**Заключение.** Подведем итог изложенной в настоящей статье теории фотоприемников на основе многослойных структур Si—SiGe с квантовыми ямами на область длин волн 8—12 мкм.

1. Основные отличия рассмотренных структур от GaAs—AlGaAs обусловлены фактором долиного вырождения, большей плотностью состояний и большей эффективностью захвата носителей в ямы при взаимодействии с фононами через деформационный потенциал.

2. За счет шестикратного долиного вырождения и пятикратного увеличения компоненты массы в перпендикулярном слоем направлении коэффициент поглощения излучения существенно больше, чем в GaAs—AlGaAs [10], и составляет в максимуме до  $1.3 \cdot 10^4$  см $^{-1}$  ( $\Theta = 0.1$ ). При этом квантовая эффективность достигает своего максимума, величина которого зависит от условий ввода излучения и в рассчитанном случае не превышает  $\eta = 25\%$  (толщина фотоприемника  $l = 1$  мкм,  $N = 100$ ).

3. Время жизни электронов определяется процессами захвата в ямы при испускании ими оптических внутри- и междолинных фононов и составляет  $\tau \approx 4.3 \cdot 10^{-12}$  с.

4. Коэффициент фотоэлектрического усиления максимален для структуры, содержащей одну яму, и равен  $G = 1/W \approx 40$  в полях, обеспечивающих дрейфовую скорость  $v_z = 10^7$  см/с.

5. При концентрации  $N_s = 0.1 N_0$  и дрейфовой скорости  $v_z = 10^7$  см/с, токовая чувствительность составляет  $S_{i, \max} \approx 1.3$  А/Вт.

6. Как и в структуре GaAs—AlGaAs [13], деполаризационный сдвиг и уширение кривой фотопоглощения приводят к наличию максимума в концентрационной зависимости  $D_{\lambda}^*$ . Оптимальная степень заполнения ямы составляет  $\Theta = 0.006$ , при этом  $D_{\lambda, \max}^* = 2.27 \cdot 10^{10}$  см/Вт  $\cdot$  с $^{1/2}$  для  $\lambda_1 = 10$  мкм и  $D_{\lambda, \max}^* = 2.20 \cdot 10^{10}$  см/Вт  $\cdot$  с $^{1/2}$  для  $\lambda_1 = 12$  мкм (фоторезистор в режиме ОФ). В пересчете на объемную концентрацию донорной примеси в яме эта оптимальная концентрация равна  $N_d = 8 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  для  $\lambda_1 = 10$  мкм.

7. Температура перехода в режим ОФ в области оптимальных концентраций для  $\lambda_1 = 10$  мкм (падающий поток квантов  $I_b = 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ )  $T^* = 80$  К. Для  $\lambda_1 = 12$  мкм ( $I_b = 8.2 \cdot 10^{17}$  см $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ )  $T^* = 70$  К. Таким образом, фоторезисторы на основе Si—Si $_{1-x}$ Ge $_x$  с КЯ по основным фотоэлектрическим и пороговым характеристикам не хуже, чем фоторезисторы на GaAs—AlGaAs. Фотоэлектрические и пороговые характеристики фотоприемников на основе Si—Si $_{1-x}$ Ge $_x$  существенно зависят от концентрации легирующей примеси, причем оптимальная концентрация соответствует степени заполнения ямы  $\Theta = 0.006$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Levine B. F., Choi K. K., Bethea C. G., Walker J., Malik R. J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 16. P. 1092—1094.
- [2] Levine B. F., Choi K. K., Bethea C. G., Walker J., Malik R. J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [3] Abstreiter G., Brugger H. B., Wolf T., Iorka H., Herzog H. J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 22. P. 2441—2444.
- [4] Abstreiter G. // Thin Sol. Films. 1989. V. 183. P. 1—8.



- [5] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 80 с.
- [6] Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 5. С. 18—21.
- [7] Stern F., Howard W. E. // Phys. Rev. 1967. V. 163. P. 816—820.
- [8] Осипов В. В., Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 809—812.
- [9] Chan-Lop Yang, Dee-Son Rap, Somoano R. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 8. P. 3253—3258.
- [10] Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 10. С. 34—38.
- [11] Jacoboni C., Rejiani L. // Rev. Mod. Phys. 1983. N 3. P. 630—705.
- [12] Ван-дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., 1961. 176 с.
- [13] Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3. С. 77—80.

Научно-производственное объединение «Орион»  
Москва

Получена 16.08.1991  
Принята к печати 22.10.1991

---