

ТЕОРИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПОРОГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР GaAs—AlGaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д.

Изложена теория инфракрасных фотоприемников на основе гетероструктур GaAs—AlGaAs с квантовыми ямами, работающих на принципе фотоионизации ям. Рассмотрены эффекты деполяризации в спектрах поглощения ям и показано, что деполяризационный сдвиг максимума спектра и его уширение приводят к немонотонной зависимости обнаружительной способности фотоприемника D_{λ}^* от концентрации электронов в ямах. Оптимальная степень заполнения ямы электронами, соответствующая максимуму D_{λ}^* , мала и для фотоприемника на длину волны $\lambda_1 = 10$ мкм составляет $\Theta \approx 0.06 - 0.1$. Вычислена концентрационная зависимость температуры перехода в режим ограничения мощности принимаемого излучения флуктуациями фонового излучения и показано, что для оптимизированного по D_{λ}^* фоторезистора на $\lambda_1 = 10$ мкм температура перехода не ниже $T = 73$ К. Время жизни неравновесных электронов определяется однофононными процессами захвата в ямы и составляет $\tau \approx 10^{-11}$ с. Коэффициент усиления, а также чувствительность фоторезистора максимальны для структуры, содержащей одну яму.

Введение. Фотоприемники (ФП) на внутризонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) были предложены в [1-4] и впервые реализованы в [5, 6]. Принцип приема излучения гетероструктурой с КЯ ясен из рис. 1, а, б. В КЯ в слое узкозонного полупроводника, выращенном между двумя широкозонными слоями, движение электрона в направлении, перпендикулярном слоям, квантуется, так что в яме образуются локализованные (в поперечном слое направлении) двумерные подзоны размерно квантованных (РК) состояний. Оптические переходы между этими подзонами, а также из подзоны в зону проводимости широкозонного полупроводника (рис. 1, а) положены в основу ФП на КЯ.

Для перехода в проводящие состояния в ФП на межподзонных переходах (рис. 1, б) к гетероструктуре требуется приложить достаточно сильное электрическое поле. При этом носители возбуждаются из основной подзоны РК в верхнюю подзону и преодолевают треугольный барьер в слое широкозонной гетеропары и либо переходят в непрерывный спектр зоны проводимости, либо туннелируют резонансно между подзонами соседних КЯ [5]. Причем в туннельный ток дают вклад как фотовозбужденные электроны, так и электроны из основной подзоны РК. Другими словами, в ФП на межподзонных переходах в сильном электрическом поле существует туннельная компонента темнового тока электронов из основной подзоны (рис. 1, б), которая не зависит от температуры и доминирует при низких температурах. По этой причине более предпочтительна схема ФП на рис. 1, а, поскольку возбужденные электроны, забрасываемые в зону проводимости широкозонного полупроводника, проводят ток уже в слабых электрических полях. Шум в такой структуре обусловлен тепловой генерацией электронов из ям и, следовательно, может быть снижен при понижении температуры до уровня, необходимого для перехода в наиболее благоприятный режим ограничения чувствительности ФП флуктуациями фонового излучения — ограничения фоном (ОФ).

Что касается величины коэффициента усилителя и чувствительности фоторезистора на КЯ, то они увеличиваются с ростом приложенного к структуре электрического поля по двум причинам: из-за увеличения времени жизни разогретых полей носителей заряда (вероятность их захвата в ямы уменьшается) и из-за уменьшения времени пролета структуры фотовозбужденными электронами. Сильные поля влияют также на порог фотоионизации, сдвигая его в длинноволновую область. Рассмотрение этих явлений проведено в [7], а в настоящей статье не рассматриваются эффекты, связанные с разогревом электронов и фотоионизацией ям в сильных электрических полях.

Различные аспекты теории ИК фотоприемников рассматриваемого типа обсуждались в [8-14]. В настоящей статье впервые излагается последовательная теория фотоэлектрических и пороговых характеристик ФП на основе GaAs—AlGaAs на область длин волн 8—12 мкм.

1. Коэффициент оптического поглощения при фотоионизации КЯ

Процесс фотоионизации КЯ, образованной двумя гетеропереходами, рассматривался в [9-11] в одноэлектронном приближении. Коэффициент поглощения, связанный с переходом

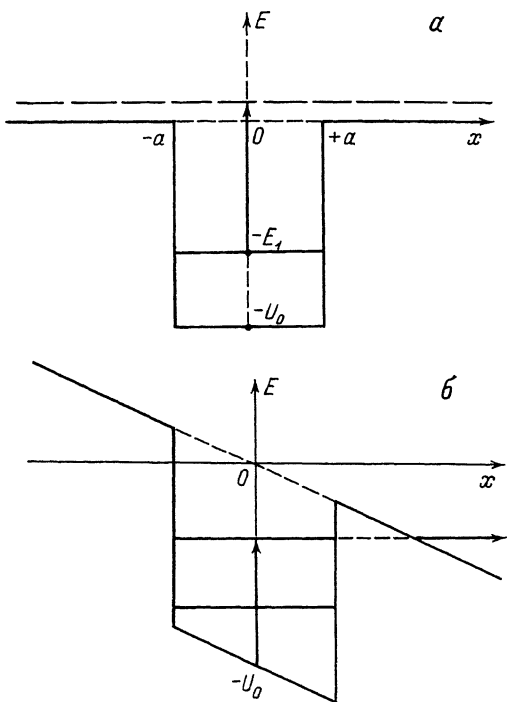


Рис. 1. Схема приема излучения гетероструктурой с квантовой ямой.

a — фотоионизация квантовой ямы, *б* — межподзонные переходы.

электрона из основной подзоны РК в непрерывный спектр состояний зоны проводимости над барьерами, равен [11]

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

В формуле (1) в отличие от соответствующей формулы из [11] коэффициент поглощения выражен через степень заполнения основной (и единственной) подзоны электронами: $\Theta = N_s/N_0$, где N_s — поверхностная концентрация электронов в яме, $N_0 = (mE_1)/(\pi\hbar^2)$ — поверхностная концентрация, соответствующая полному заполнению ямы электронами, m — эффективная масса электрона в подзоне, E_{fs} — энергия Ферми, которая связана с Θ соотношением $\Theta = (kT/E_1) \ln(1 + \exp(E_{fs}/kT))$, T — температура электронов, E_1 — энергия фотоионизации основной подзоны ямы. Другие обозначения в (1): L — период структуры или среднее расстояние между ямами, c — скорость света, N_r — показатель преломления структуры, $\lambda = \hbar/(2mU_0)^{1/2}$, $\lambda_0 = \hbar/(2mE_1)^{1/2}$, U_0 — глубина КЯ, a — полуширина ямы, ω — частота фотона. Функция $F(E)$ равна [11]

$$F(E) = \left[1 + \frac{1+E}{E} \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{a}{\lambda} (1+E) \right)^{1/2} \right]^{-1}.$$

В зависимости от разности $(\hbar\omega - E_1)$, т. е. от превышения энергии фотона над порогом фотоионизации, $F(E)$ осциллирует между единицей и нулем, отражая влияние осциллирующей амплитуды волновой функции конечного состояния. Наиболее эффективными, с точки зрения фотопоглощения, являются «резонансные» ямы. В яме с одной подзоной резонанс в поглощении происходит

при условии $(a/\lambda) = (\pi/2)$, при этом дно следующей подзоны касается уровня барьера. В этих условиях $F(0) = 1$ и величина $\alpha(\omega)$ возрастает при $\omega \rightarrow \omega_1 = E_1/\hbar$ как $\alpha(\omega) \sim (\omega - \omega_1)^{-1/2}$, что приводит к увеличению мнимой части $\epsilon''(\omega)$ диэлектрической проницаемости слоя, содержащего электроны.

В модели слоистой структуры, содержащей слой шириной, равной $a_{ef} = 2(a + \lambda_0)$ — размеру локализации волновой функции электронов в ямах (все электроны в основной подзоне вне зависимости от величины кинетической энергии движения, параллельного слоям, локализованы на глубине λ_0 под барьерами), величина $\epsilon''(\omega)$ равна

$$\epsilon''(\omega) = (cN_e \alpha(\omega) L) / (2\omega(a + \lambda_0)).$$

Вещественную часть диэлектрической проницаемости слоя $\epsilon'(\omega)$ определим из соотношения Крамера—Кронига:

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + (2/\pi) \int_0^\infty [x \epsilon''(x) / (x^2 - \omega^2)] dx.$$

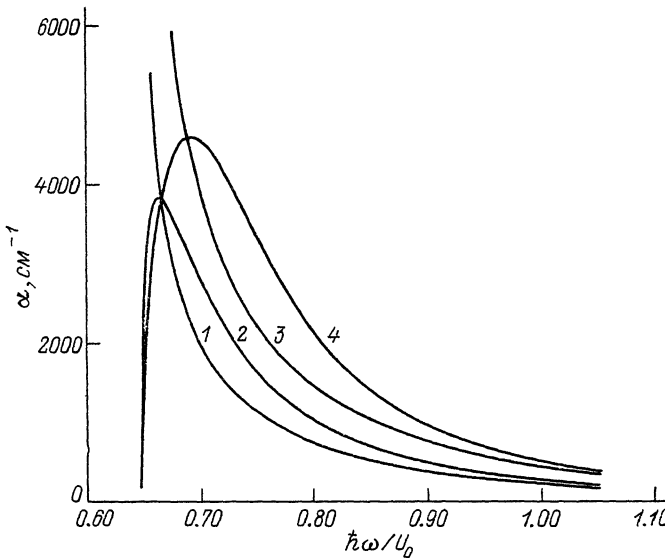


Рис. 2. Коэффициент оптического поглощения структуры GaAs—AlGaAs с «резонансными» КЯ.

1, 3 — без учета эффектов деполяризации для $\Theta = 0.3$ и 0.6 ; 2, 4 — с учетом деполяризации для $\Theta = 0.3$ и 0.6 ; 2, 4 — с учетом деполяризации для $\Theta = 0.3$ и 0.6 . $m = 0.067 m_0$, $\epsilon_\infty = 10.9$, $L = 250 \text{ \AA}$, $\lambda_1 = 10 \text{ мкм}$.

В дальнейшем рассмотрим эффекты деполяризации, следуя [15]. Эффективная проводимость слоя, содержащего электроны, в перпендикулярном слоем направлении равна

$$\sigma_{ef}(\omega) = \sigma(\omega) \epsilon_\infty / (\epsilon' + i\epsilon''),$$

где $\sigma(\omega)$ — проводимость слоя без учета деполяризации, определяемая из уравнения $\epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) = \epsilon_\infty + 4\pi i \sigma(\omega) / \omega$. Эффективная диэлектрическая проницаемость слоя, содержащего электроны, равна $\epsilon_{ef}(\omega) = \epsilon_\infty + 4\pi i \sigma_{ef}(\omega) / \omega$ или

$$\epsilon'_{ef}(\omega) = \epsilon_\infty (2 - \epsilon' \epsilon_\infty) / ((\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2),$$

$$\epsilon''_{ef}(\omega) = \epsilon'' \epsilon_\infty^2 / ((\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2).$$

Коэффициент поглощения структуры равен

$$\alpha_{ef}(\omega) = (2\omega/c) (a_{ef}/L) [\text{Im}(\epsilon_{ef}(\omega))]^{1/2},$$

т. е. коэффициент поглощения структуры в (a_{ef}/L) раз меньше коэффициента поглощения слоя, содержащего электроны. На рис. 2 приведены графики функ-

ций $\alpha_{ef}(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ для структуры GaAs—AlGaAs с резонансными КЯ с параметрами $U_0=0.192$ эВ, $m=0.067 m_0$, $\epsilon_\infty=10.9$, $L=250$ Å. При этом $a=27$ Å, $a_{ef}=100$ Å, порог фотоионизации соответствует $E_1=0.646U_0=0.124$ эВ, т. е. $\lambda_1=10$ мкм.

При одинаковой концентрации электронов в ямах $\alpha_{ef}(\omega)$ уменьшается по сравнению с $\alpha(\omega)$ вблизи порога фотоионизации, обращаясь в нуль при $\omega=\omega_1$. В остальной области частот $\alpha_{ef}(\omega)$ превосходит $\alpha(\omega)$. При увеличении Θ максимум $\alpha_{ef}(\omega)$ сдвигается в коротковолновую область, а его величина возрастает. Одновременно с деполяризационным сдвигом происходит уширение кривой фотопоглощения.

2. Время жизни неравновесных электронов в структуре с КЯ

В структуре GaAs—AlGaAs с КЯ время жизни электронов τ над барьерами определяется процессами захвата в РК состояния ям при неупругом рассеянии на полярных оптических фононах. Соответствующая вероятность захвата в резонансную яму вычислена в [13]. Приведем здесь формулу для τ , учитывающую в отличие от [13] фактор заполнения РК подзоны электронами, т. е. фермиевскую функцию заполнения конечных состояний:

$$\tau^{-1} = \frac{e^2}{\hbar L} \frac{4\pi}{2 + \pi(E_1/U_0)} \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right] \frac{(\hbar\omega_l/E_1)(1 - E_1/U_0)}{(1 + (1 - \hbar\omega_l/E_1)^2)} \times \\ \times [1 + \exp((E_{fe} - E_1 - \hbar\omega_l - E_i/kT))]^{-1}. \quad (2)$$

В (2) $\hbar\omega_l$ — энергия фонона, E_i — начальная энергия электрона в зоне проводимости над барьерами, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость структуры. Последний множитель учитывает заполнение конечных состояний. Поскольку при слабом разогреве электронов над барьерами их энергия в зоне проводимости широкозонного полупроводника $E_i \simeq kT \ll \hbar\omega_l$, при приближении уровня Ферми к краю ямы больше чем на величину $\hbar\omega_l$, количество пустых мест в подзоне ниже барьеров убывает, что влечет за собой уменьшение вероятности неупругого рассеяния. Соответствующие степени заполнения равны $\Theta = (E_{fe}/E_1) > \Theta_0 = (E_1 - \hbar\omega_l)/E_1$.

Для ФП GaAs—AlGaAs с $\hbar\omega_l=0.036$ эВ на длину волны $\lambda_1=10$ мкм ($E_1=0.124$ эВ) соответствующая критическая степень заполнения, при которой становится неэффективным механизм захвата на полярных оптических фононах, равна $\Theta_0=0.70$. Таким образом, при $\Theta > \Theta_0$ существует возможность увеличения τ за счет смены механизма захвата с полярного оптического рассеяния на менее эффективный, связанный с испусканием акустического фонона, либо двумерного плазмона, спектр которого начинается с нулевых энергий. Впрочем, как будет показано далее, оптимальная степень заполнения, при которой наблюдается максимум обнаружительной способности, существенно меньше $\Theta_0=0.70$, поэтому высказанные выше соображения применимы для более длинноволновых ФП с большим отношением $(\omega_l \hbar/E_1)$. Что касается оценки времени жизни τ , то для структуры GaAs—AlGaAs с периодом $L=250$ Å имеем $\tau \simeq 9 \cdot 10^{-12}$ с.

3. Фотоэлектрические характеристики фоторезисторов на КЯ

Зная коэффициент поглощения $\alpha_{ef}(\omega)$ и время жизни электронов в зоне проводимости, можно вычислить основные фотоэлектрические характеристики ФП: квантовую эффективность η , чувствительность, коэффициент усиления. При этом следует отметить, что, вообще говоря, для вычисления чувствительности и коэффициента усиления найденных величин недостаточно. Суть последнего утверждения заключается в том, что электроны, участвующие в проводимости, пролетая над слоями (ямами), отражаются от них. С учетом возможности захвата отраженных электронов в ямы расчет фототока в этом случае представ-

ллет собой самостоятельную задачу. Здесь такая задача не рассматривается, поскольку заранее очевидно, что оптимальной, с точки зрения увеличения $\alpha_{ef}(\omega)$, является резонансная структура, в которой параметры ям удовлетворяют условию $a = \pi \hbar / (8mU_0)^{1/2}$. При этом коэффициент прохождения электронов над ямами не зависит от энергии и равен единице, что позволяет рассматривать структуру как примесный ФП, в котором выброс электронов в зону и их рекомбинация связаны с одними и теми же ямами.

Другое уточняющее обстоятельство, которым предваряются последующие расчеты, состоит в том, что далее рассматривается фоторезистор на КЯ, что подразумевает наличие омических контактов в структуре. Контакты из n^+ -GaAs создают барьеры (за счет изгиба зон), однако подходящим образом подобранный состав n -Al_xGa_{1-x}As будет являться омическим контактом. Рассматривая процессы, происходящие в структуре, подразумеваем генерационно-рекомбинационное (ГР) равновесие в отличие от описания работы ФП [2] в диодном режиме без локального равновесия.

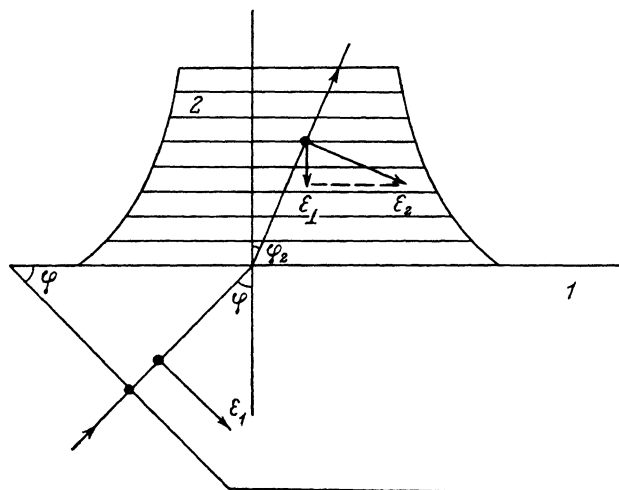


Рис. 3. Схема ввода излучения в многослойную структуру.
1 — кремниевая призма, 2 — структура с КЯ.

Для дальнейших расчетов конкретизируем конструкцию ФП, избрав вариант, рассмотренный в [6] (рис. 3). Фотоионизация КЯ возможна лишь излучением с электрическим вектором \mathcal{E}_1 в направлении, перпендикулярном слоям [9]. Найдем напряженность поля световой волны, прошедшей через призму в слоистую структуру, которую будем характеризовать средним коэффициентом преломления $N_r = 3.5$, близким к коэффициенту преломления призмы $N_1 = 3.42$ (для кремния). Компонента поля перпендикулярна слоям $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 \sin \varphi_2$, где \mathcal{E}_2 — модуль вектора напряженности электрического поля в плоскости падения в среде 2, \mathcal{E}_1 — в среде 1. Из соотношений Френеля найдем

$$\mathcal{E}_2 = 2 \cos(\varphi) \sin(\varphi_2) / (\sin(\varphi + \varphi_2) \cos(\varphi - \varphi_2)) \mathcal{E}_1.$$

Коэффициент, характеризующий долю энергии излучения, введенной в структуру с поляризацией перпендикулярно слоям, при условии просветления фронтальной поверхности призмы равен $K = (\mathcal{E}_1 / \mathcal{E}_1)^2 / 2 \approx (\sin^2 \varphi) / 2$ при $\varphi \approx \varphi_2$ (для неполяризованного излучения).

На рис. 4 изображены рассчитанные на ЭВМ квантовые эффективности ФП с пороговой длиной волны $\lambda_1 = 10$ мкм для числа ям $N = 50$. Эти зависимости рассчитаны с учетом эффектов деполяризации для трех степеней заполнения ямы: $\Theta = 0.2, 0.4, 0.6$. Как видно из рис. 4, кривые $\eta(\omega)$ имеют форму, аналогичную $\alpha_{ef}(\omega)$.

Ширина полосы принимаемого излучения, т. е. ширина кривой $\eta(\omega)$, зависит от концентрации электронов в яме. Как будет показано в дальнейшем,

деполяризационный сдвиг максимума η_{\max} в коротковолновую область и уширение $\eta(\omega)$, происходящее при увеличении концентрации, приводят к падению обнаружительной способности ФП в области больших концентраций электронов.

Другой важной фотоэлектрической характеристикой является токовая чувствительность: $S_i = (I_f/P_f)$, где I_f — фототок, $P_f = h\nu I_0$ — мощность падающего на приемник излучения, ν — частота фотонов, I_0 — число квантов, падающих в единицу времени. Фототок в образце в режиме короткого замыкания равен

$$I_f = \int_0^l (eS/l) \Delta n \nu dx, \quad (3)$$

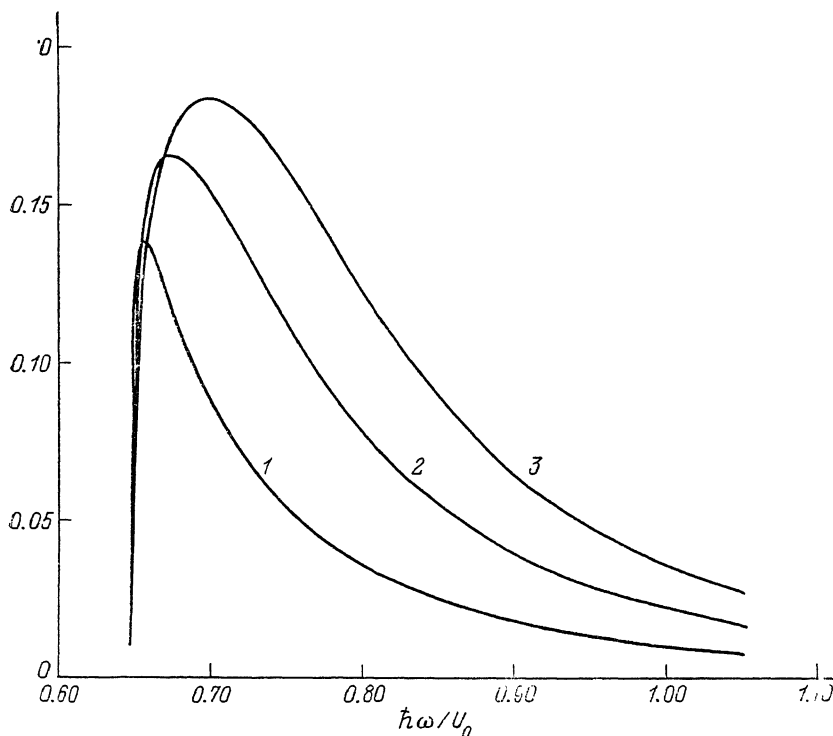


Рис. 4. Квантовая эффективность фотоприемника с пороговой длиной волны $\lambda_1 = 10$ мкм в зависимости от энергии фотонов.

$N=150$, $L=250$ А, $\phi=45^\circ$; ϵ : 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.6.

где S — площадь ФП, v_1 — дрейфовая скорость фотоносителей, l — расстояние между контактами, $\Delta n = g_T \tau$, g_T — скорость генерации носителей: $g_T = -\alpha_{ef} I(x)$, где $I(x)$ — поток квантов в единицу времени через поперечное сечение ФП с координатой x . В схеме с отражающим тыловым контактом $I(x) = I_0 \text{ch}(\alpha_{ef}(x-l))$. Проведя в (3) интегрирование, получим

$$S_i = (e/\hbar\omega) \eta G, \quad (4)$$

где $G = (1/NW)$ — коэффициент усиления фоторезистора, $W = (\tau v_1/L)$ — вероятность захвата в яму электрона, пролетающего над ямой. Выражение для токовой чувствительности удобно записать в виде $S_i = (S_i)_{\max} f(2\alpha_{ef}l)$, где $f(x) = (1 - \exp(-x))/x$ — функция, имеющая максимум $f(0) = 1$, $(S_i)_{\max} \simeq (e/\hbar\omega) (\alpha_{ef}L/W) \sin^2\phi$ — максимум токовой чувствительности.

Как следует из (4), чувствительность фоторезистора максимальна на одной квантовой яме, при этом малая квантовая эффективность компенсируется наибольшим достижимым для такого фоторезистора коэффициентом усиления $G_{\max} = (1/W)$.

При увеличении числа ям $\tau_1(\omega) = [1 - \exp(-2\alpha_{ef}(\omega)L)] (\sin^2\varphi)/2$ происходит медленнее, чем уменьшение коэффициента усиления $G = (1/W)$. Столь необычная зависимость чувствительности от числа ям связана с тем, что фотогенерация и захват неравновесных электронов связаны с одними и теми же ямами. Впрочем, учитывая то, что при не слишком больших концентрациях $N_s < (N_0/2)$ величина $\alpha_{ef}L$ составляет $(\alpha_{ef}L) \leq 10^{-2}$, следует отметить, что уменьшение S_i невелико даже для $N=50$, так что даже на частотах, соответствующих максимуму квантовой эффективности, $S_i \simeq (S_i)_{\max}$.

В заключение приведем оценки для коэффициента усиления G_{\max} . В полях $E \simeq 10^4$ В/см и при $T \simeq 70$ К дрейфовая скорость $v_1 = 10^8$ см/с [16]. Тогда, исходя из оценки $\tau \simeq 9 \cdot 10^{-12}$ с, найдем $G_{\max} = (\tau v_1)/l \simeq 35$ ($L = 250$ Å).

Для токовой чувствительности получим оценку, исходя из $(\alpha_{ef})_{\max} L \simeq 5 \cdot 10^{-3}$: а) $\lambda_1 = 10$ мкм, $(S_i)_{\max} \simeq 0.6$ А/Вт; б) $\lambda_1 = 12$ мкм, $(S_i)_{\max} \simeq 0.8$ А/Вт.

4. Скорость тепловой генерации и рабочая температура фоторезистора на КЯ

При низких температурах в фоторезисторе преобладает генерационно-рекомбинационный шум, вызванный процессами термической или фоновой генерации. Наиболее благоприятным для достижения максимума обнаружительной способности является режим, в котором преобладает ГР шум, инициированный фоном. Рабочая температура ФП, т. е. температура перехода в режим ОФ, определяется из равенства $g_T = g_B$, где

$$g_T = \int_{\nu_1}^{\infty} \eta(\nu) \Phi_B(\nu) d\nu/l,$$

g_B — скорость генерации электронов при поглощении фонового излучения ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), $\Phi_B(\nu)$ — спектральная плотность фонового потока фотонов. Для излучения абсолютно черного тела с температурой T_B имеем

$$\Phi_B(\nu) = (2\pi\nu^2/c^2) [\exp(h\nu/kT_B) - 1]^{-1}.$$

Найдем скорость тепловой генерации g_T . Как упоминалось ранее, рассматривается фоторезистор в условиях ГР равновесия. Тогда $g_T = n_T/\tau_1$, где n_T — тепловая концентрация носителей в состояниях, проводящих ток, т. е. в тех же состояниях, в которые генерируются фоновые носители. Последнее уточнение важно, так как существует ошибочный расчет n_T [12] в двумерных состояниях подзоны, лежащих выше верха ямы.

В формуле для g_T τ_1 — время, связанное с рекомбинацией на одной яме [$\tau_1 = L/(v_1 W)$], v_1 — дрейфовая скорость. Очевидно, $\tau_1 = \tau_N = \tau$, где τ_N — время жизни в структуре с N -ямами: $\tau_N = l/(v_1 WN) = L/(v_1 W) = \tau$. Вычислим n_T в состояниях зоны проводимости:

$$n_T = N_c(T) \exp(-(E_1 - E_{f_e})/kT),$$

где $N_c(T)$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $N_c(T) = (mkT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$. Запишем скорость тепловой генерации, выразив E_{f_e} через Θ :

$$g_T = N_c(T) \exp(-E_1/kT) [\exp(\Theta E_1/kT) - 1].$$

Возвратимся к уравнению, определяющему рабочую температуру: $g_T = g_B$. Подставляя найденные величины, получим уравнение

$$\frac{\tau}{L} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{[1 - \exp(2\alpha_{ef}(\nu)L)]}{2N} \Phi_B(\nu) d\nu \sin^2\varphi = N_c(T) \exp(-E_1/kT) [\exp(\Theta E_1/kT) - 1].$$

Это уравнение решалось численно с использованием значений коэффициента поглощения, вычисленного с учетом эффекта деполяризации. Значения температуры перехода в режим ОФ приведены на графиках для фоторезисторов

с длинноволновой границей $\lambda_1=10$ и 12 мкм (рис. 5). Как следует из приведенных графиков, максимальная рабочая температура для $\lambda_1=10$ мкм достигает температуры жидкого азота при малых концентрациях легирующей примеси N_d .

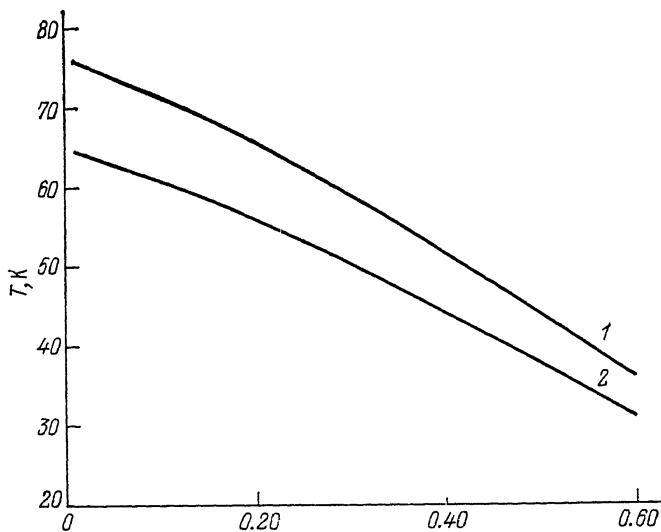


Рис. 5. Температура перехода в режим ОФ в зависимости от степени заполнения θ ямы электронами.

λ_1 , мкм: 1 — 10, 2 — 12; $N=100$, $L=250$ Å, $\varphi=45^\circ$.

Для $\lambda_1=12$ мкм получаем $T_{\max} \approx 65$ К (рис. 5). При малых концентрациях примеси, соответствующих T_{\max} , фоторезистор имеет малую квантовую эффективность (рис. 4). При увеличении N_d рабочая температура убывает. Отметим слабую зависимость T от числа ям N , связанную со слабой зависимостью $f(x) = (1 - \exp(-x))/x$ от N при $x = 2\alpha_{ef}(\omega)l < 1$.

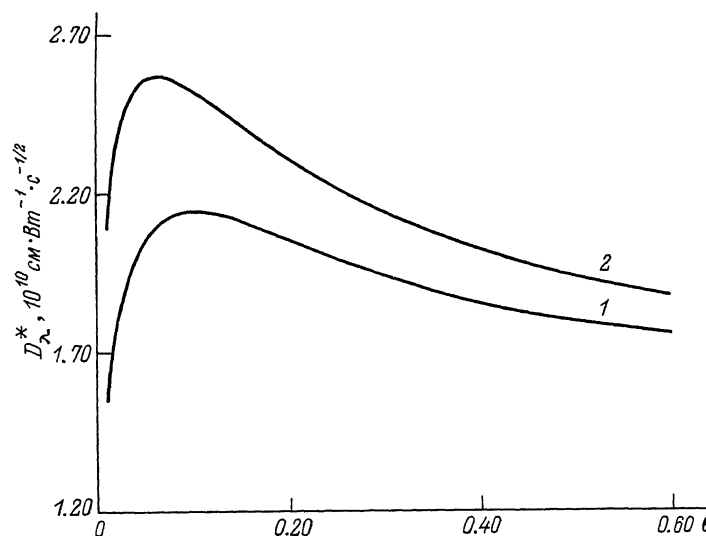


Рис. 6. Удельная обнаружительная способность фоторезистора на КЯ в зависимости от степени заполнения θ .

$\lambda_1=10$ мкм, $\varphi=45^\circ$; N : 1 — 50, 2 — 100.

Таким образом, расчеты подтверждают пессимизм оценок, проведенных в работе [12] для рабочей температуры ФП на КЯ, особенно в сравнении с рабочей температурой ФП на межзонных переходах на основе HgCdTe. Тем не менее результаты, приведенные здесь, дают $T_{\max} \approx 73$ К для $\lambda_1=10$ мкм, что несколько

выше оценки [12]. Низкие рабочие температуры обусловлены двумя причинами. Первой из них является малое время жизни τ в зоне проводимости $\tau \approx 10^{-11}$ с в отличие от HgCdTe хорошего качества с $\tau \approx (10^{-7} - 10^{-8})$ с. Вторая причина состоит в том, что порог термической генерации электронов в зону проводимости понижен по сравнению с фотоэлектрическим порогом на величину $E_{fe} = \Theta E_1$, которая растет с увеличением Θ . Далее будет показано, что в режиме ОФ существуют оптимальные достаточно малые концентрации Θ , при которых наиболее важная пороговая характеристика ФП — обнаружительная способность $D_\lambda^*(\Theta)$ — имеет максимум.

5. Обнаружительная способность фоторезистора на КЯ

Удельная обнаружительная способность фоторезистора при приеме монохроматического излучения с длиной волны $\lambda_s = (c/\nu_s)$ в режиме ОФ равна [17]

$$D_\lambda^* = \frac{\eta_s}{2h\nu_s} \left[\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\exp(h\nu/kT_B)}{\exp(h\nu/kT_B) - 1} \Phi_B(\nu) \eta(\nu) d\nu \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

В (5) излучение принимается в полусферу, η_s — квантовая эффективность ФП на частоте ν_s сигнального излучения. Для $T_B = 300$ К и $\lambda_1 < 12$ мкм выполняется условие $\exp(h\omega_1/kT_B) \gg 1$, поэтому формулу (5) можно упростить:

$$D_\lambda^* = \frac{\eta_s}{2h\nu_s} \left[\int_{\nu_1}^{\infty} \Phi_B(\nu) \eta(\nu) d\nu \right]^{-1/2}.$$

Как найдено ранее, температура перехода в режим ОФ составляет для ФП с $\lambda_1 = 10$ мкм $T \leq 76$ К, а для ФП с $\lambda_1 = 12$ мкм — $T \leq 65$ К в зависимости от концентрации электронов в подзоне. Предполагая, что режим ОФ достигнут, найдем D_λ^* для фоторезистора на КЯ структуры GaAs—AlGaAs. Для вычислений используем расчеты квантовой эффективности ФП на КЯ с учетом эффектов деполаризации принимаемого излучения. Вычисления D_λ^* проведем в зависимости от степени заполнения КЯ электронами для двух значений числа ям: $N = 50$, $N = 100$.

На рис. 6 изображена зависимость $D_\lambda^*(\Theta)$ для $\lambda_1 = 10$ мкм. Частота сигнального излучения при каждой концентрации соответствует максимуму функции $\eta(\nu)$ (рис. 4). Как видно из рис. 6, зависимость $D_\lambda^*(\Theta)$ имеет максимум, соответствующий $N_d = \Theta N_0 / (2a) \approx 8 \cdot 10^{17}$ см⁻³, где N_0 — концентрация электронов, соответствующая полному заполнению КЯ.

Таким образом, вопреки общепринятым убеждениям, увеличение $\eta(\nu_s)$ с ростом Θ не означает, что $D_\lambda^*(\Theta)$ увеличивается. Такая корреляция происходит на начальном участке зависимости $D_\lambda^*(\Theta)$. Далее D_λ^* уменьшается, хотя $\eta_s(\Theta)$ растет. Это происходит вследствие влияния ширины спектра $\eta(\nu)$ на значение принимаемого фонового потока. При малых Θ кривая $\eta(\nu)$ узкая и ее максимум соответствует $\eta(\nu_s) \ll 1$. При увеличении Θ возрастают как $\eta(\nu_s)$, так и ширина кривой $\eta(\nu)$. Это приводит к более быстрому увеличению принимаемого фонового потока за счет уширения полосы принимаемого излучения, чем за счет увеличения максимума $\eta(\nu_s)$. В результате $D_\lambda^*(\Theta)$ убывает с увеличением Θ , начиная с некоторой концентрации. На начальном же участке величина $D_\lambda^*(\Theta)$ растет с увеличением Θ за счет роста максимума $\eta(\nu_s)$. Таким образом, влияние эффекта деполаризации на ширину и величину $\eta(\nu)$ кардинально сказывается на зависимости пороговых характеристик от концентрации легирующей примеси, приводя к аномальному поведению удельной обнаружительной способности в области больших концентраций в подзоне. Кривые на рис. 6 можно рассматривать как оптимизацию D_λ^* по параметру Θ . Необычная зависимость $D_\lambda^*(\Theta)$ приводит к выводу о том, что рабочая температура оптимизированной структуры GaAs—AlGaAs для $\lambda_1 = 10$ мкм и для апертуры ФП $\Omega = 2\pi$ составляет $T \approx 73$ К.

Следует отметить близость максимума D_{λ}^* к теоретическому пределу $D_{\lambda}^*, \text{ теор} = [2\hbar\omega_1 (\Phi(\omega_1))^{1/2}]^{-1}$, где $\Phi(\omega_1)$ — поток падающего излучения. Для потока $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ получаем $D_{\lambda}^*, \text{ теор} (10 \text{ мкм}) = 3.6 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{с}^{-1/2}$.

Заключение. Подводя итоги изложенной в настоящей статье теории ФП на основе многослойных структур GaAs—AlGaAs, отметим некоторые особенности.

1. Коэффициент поглощения ИК излучения при фотоионизации КЯ может быть порядка коэффициента поглощения при прямых межзонных переходах при достаточно большой концентрации легирующей примеси.

2. Эффекты деполяризации существенны в процессе поглощения излучения. Деполяризационный сдвиг и уширение спектра определяют величину коэффициента поглощения и ширину полосы принимаемого излучения.

3. Наиболее оптимальной, с точки зрения максимума в поглощении, является резонансная структура с квантовыми ямами, содержащими виртуальную вторую подзону размерного квантования.

4. Время жизни неравновесных электронов определяется процессами захвата их в ямы при испускании полярных оптических фононов, не зависит от приложенного электрического поля (в области слабых полей) и составляет $\tau \approx 10^{-11} \text{ с}$ для GaAs—AlGaAs.

5. Эффекты деполяризационного сдвига и уширения спектра фотопоглощения определяют нетривиальную зависимость удельной обнаружительной способности ФП на КЯ в режиме ОФ от концентрации легирующей примеси. При этом в области малых концентраций D_{λ}^* увеличивается за счет увеличения максимума квантовой эффективности η_{max} , а в области больших концентраций убывает за счет уширения спектра $\eta(\nu)$.

6. Оптимальная для D_{λ}^* степень заполнения электронами КЯ соответствует близким к максимально возможным температурам перехода в режим ОФ. Для ФП на длину волны $\lambda_1 = 10 \text{ мкм}$ (падающий поток квантов $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$). Температура перехода в режим ОФ составляет $T \approx 73 \text{ К}$.

Таким образом, узкополосные быстродействующие ФП на КЯ структур GaAs—AlGaAs по основным фотоэлектрическим и пороговым характеристикам не уступают ФП на основе однородного HgCdTe. Их основным недостатком по сравнению с HgCdTe является необходимость большего охлаждения для перехода в режим ОФ.

Список литературы

- [1] Smith J. S., Chiu L. C., Margalit S., Yariv A., Cho A. Y. // J. Vac. Sci. Techn. 1983. V. 1. P. 376—381.
- [2] Goon D. D., Karunasiri R. P. G., Lill H. C. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 2636—2638.
- [3] Goossen K. W., Lyon S. A. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 1257—1259.
- [4] Capasso F., Mahacumed K., Cho A. Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. P. 1863—1866.
- [5] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnain G., Walker J., Malik R. J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 16. P. 1092—1094.
- [6] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnain G., Walker J., Malik R. J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [7] Шик А. Я., Петрова А. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1431—1436.
- [8] Goossen K. W., Lyon S. A. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 5149—5153.
- [9] Шик А. Я. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1598—1604.
- [10] Вуль А. Я., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 5. С. 257—261.
- [11] Осипов В. В., Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 809—812.
- [12] Kinch M. A., Yarin A. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 50. N 20. P. 2093—2095.
- [13] Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 5. С. 18—21.
- [14] Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 10. С. 34—38.
- [15] Андо Т., Фаулер А., Стери Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [16] Bulman G. E., Robbins V. M., Brennan K. F., Hess K. F., Stillman G. E. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1983. V. EDL-4. P. 181—185.
- [17] Ван-дер-Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. М., 1961. 232 с.

Научно-производственное объединение
«Орион»
Москва

Получена 15.04.1991
Принята к печати 29.04.1991