

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СВЕРХРЕШЕТКИ $\text{Ge—Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

Орлов Л. К., Кузнецов О. А.

Обсуждаются перспективы и преимущества использования сверхрешеток (СР) на основе Ge и его твердых растворов с Si для создания фотоприемников ближнего ИК диапазона частот для волоконно-оптических линий связи. Экспериментально исследован вид спектральных характеристик фотоотклика структур, выращенных гидридным методом и содержащих анизотипный гетеропереход $p\text{-CP}(\text{Ge—Ge}_{1-x}\text{Si}_x)/n\text{-Ge}$. Обнаружено, что гетероструктуры с классической СР по сравнению с отдельным гетеропереходом, образованным слоем твердого раствора $\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y$ и Ge-подложкой, имеют при $x \ll y$ более широкую полосу фоточувствительности, расширенную в коротковолновую область спектра. Ширина спектральной полосы уменьшается с увеличением туннельной прозрачности барьеров структуры. Проанализированы различные механизмы разделения зарядов в объеме СР, объясняющие данный эффект. Рассмотрено влияние тонкого (0.1–0.3 мкм) надслоя Ge на вид спектральных кривых.

Использование в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) и в измерительных системах излучения спектрального диапазона 1.0–1.5 мкм, для которого реализованы световолокна с малыми уровнями затухания и дисперсии электромагнитных волн, потребовало разработки в этом интервале частот высокочувствительных быстродействующих приемников излучения [1]. На длинах волн 1–1.5 мкм наибольшее распространение получили лавинные фотодиоды на основе Ge и соединений InGaAsP , AlGaAsSb . Германиевые фотоприемники, хотя и обладают рядом недостатков (большие значения обратного темнового тока, высокий уровень шума), ограничивающих их применение в специальных устройствах оптоэлектроники, существенно дешевле и технологичнее детекторов на основе тройных и четверных соединений. С другой стороны, наилучшими параметрами (быстродействием, чувствительностью), достигнутыми на сегодняшний день, обладают, как известно, лавинные Si-фотодиоды в диапазоне длин волн $\lambda < 1$ мкм. Расширение спектрального диапазона кремниевых диодов в сторону более длинных волн может идти путем использования сложных гетероструктур, содержащих как отдельные гетеропереходы $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y$ [2], так и сверхрешетки (СР) $\text{Si—Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [3], $\text{Ge—Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ [4], которые по сравнению с отдельными гетеропереходами имеют ряд преимуществ. Наличие дополнительных механизмов разделения неравновесных носителей заряда в объеме периодических структур [5, 6] и возможность увеличения отношения коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок [7] открывают путь к повышению чувствительности систем к излучению. Равномерное распределение упругих напряжений по толщине СР и возможность использования тонких напряженных буферных слоев твердого раствора Ge—Si для устранения рассогласования параметров решеток без введения дислокаций несоответствия позволяют получить высокую степень совершенства границ и, как следствие, меньшую плотность поверхностных состояний, меньшие значения рекомбинационных токов утечки.

В последние годы для ВОЛС созданы [4] лавинные фотодиоды на базе анизотипного гетероперехода СР $(\text{Si—Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.6})/\text{Si}$, перекрывающие спектральный диапазон от 0.8 до 1.3 мкм. СР, выращенные на основе $\text{Ge}(\text{Ge—Ge}_{1-x}\text{Si}_x)$, должны охватывать спектральный диапазон до 1,6 мкм. Более того, для них

можно ожидать по сравнению с Ge-фотоодом на гомопереходе более низкий уровень темновых токов и более высокую чувствительность.

В настоящей работе при комнатной температуре и температуре жидкого азота изучены спектральные характеристики фотовольтаического эффекта в структурах, содержащих анизотипный гетеропереход $p\text{-CP}(\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x)/n\text{-Ge}$. Обнаружено, что гетероструктуры $\text{CP}(\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x)/\text{Ge}$ по сравнению с отдельным гетеропереходом $\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y/\text{Ge}$ имеют при $x \leq y$ более широкую полосу фоточувствительности, расширенную в коротковолновую область спектра. Обсуждаются возможные механизмы явления. В структурах $n\text{-Ge}/p\text{-CP}/n\text{-Ge}$ наблюдалась инверсия знака фотопроводимости при изменении частоты излучения.

Т а б л и ц а 1

Структура	№ образца	$\mathcal{L}_{\text{GeSi}}$, мкм	h'_{Ge} , мкм	x , ат %
$\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$	1	4	—	0.4
	2	3.2	—	5
	3	8	—	16
$\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$	4	2.5	0.4	7

Т а б л и ц а 2

Структура	№ образца	N	d , нм	x , ат %	h'_{Ge} , мкм
$\text{CP}(\text{Ge} \dots \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x)/\text{Ge}$	5	200	10	3	—
	6	120	29	3.6	—
	7	80	37	3.6	—
	8	200	8.7	5.4	—
	9	200	8.3	7.5	—
	10	200	21	3.6	—
	11	150	11	10	—
	12	100	18	10	—
	13	150	9	15	—
	14	10	45	20	—
$\text{Ge}/\text{CP}/\text{Ge}$	15	100	35	15	0.5
	16	200	15	15	0.85
	17	200	11	15	0.6
	18	200	6	20	0.7

Исследования фотовольтаических свойств гетеропереходов CP/Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ проводились на выращенных газовым гидридным методом структурах, параметры которых приведены в табл. 1, 2. Здесь d — период CP, N — число периодов, x — максимальное содержание Si в слоях твердого раствора, h'_{Ge} — толщина германиевого надслоя, $\mathcal{L}_{\text{GeSi}}$ — толщина слоя твердого раствора. Величины d и x определялись методом рентгено-дифракционного анализа, тип проводимости и концентрация носителей заряда оценивались по результатам $C-V$ -измерений на МОП структурах. Все исследуемые CP и толстые слои твердого раствора имели p -тип проводимости; надслой Ge и Ge-подложки были n -типа.

Измерения фотоэлектрических характеристик анизотипных гетеропереходов $p\text{-CP}/n\text{-Ge}$ и $p\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x/n\text{-Ge}$ проводились в геометрии, соответствующей падению света со стороны CP перпендикулярно плоскости слоев. Частотные характеристики фоточувствительности, снятые при комнатной температуре (сплошные линии) и температуре жидкого азота (штриховые линии), для образцов 1—3, 5—13 (номер образца соответствует номеру кривой на рисунках) приведены на рис. 1, 2. Кривые отнесены к спектральной фоточувствительности S_0 промышленного Ge-фотодиода (рис. 3, пунктирная линия).

Фотодиодная структура с гетеропереходом благодаря эффекту окна обладает известными преимуществами [8] по сравнению с аналогичными структурами с гомопереходом. Ее спектральная характеристика слабо зависит от глубины

залегания гетероперехода и определяется главным образом относителем поглощения излучения контактирующими материалами. В конкретном случае гетероперехода $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ длинноволновая граница полосы фоточувствительности определяется поглощением света в Ge, коротковолновая — в твердом растворе (рис. 1, кривые 1—3). Наличие упругих напряжений на границе раздела сред обуславливает незначительный сдвиг длинноволновой границы спектральной полосы в сторону больших энергий. Резкий спад фоточувствительности в коротковолновой области спектра связан с рекомбинацией на поверхности в центрах. Вид спектральных кривых при изменении уровня заставки в пределах мощности используемого источника света не менялся. Увеличение содержания Si в твердом растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ приводит к расширению спектральной полосы фоточувствительности. Минимальное содержание кремния в слоях твердого раствора, при котором частотная характеристика фотоприемника при комнатной температуре перекрывает диапазон $1.3\text{--}1.5$ мкм, соответствует 5—6 ат% (рис. 1, кривая 2).

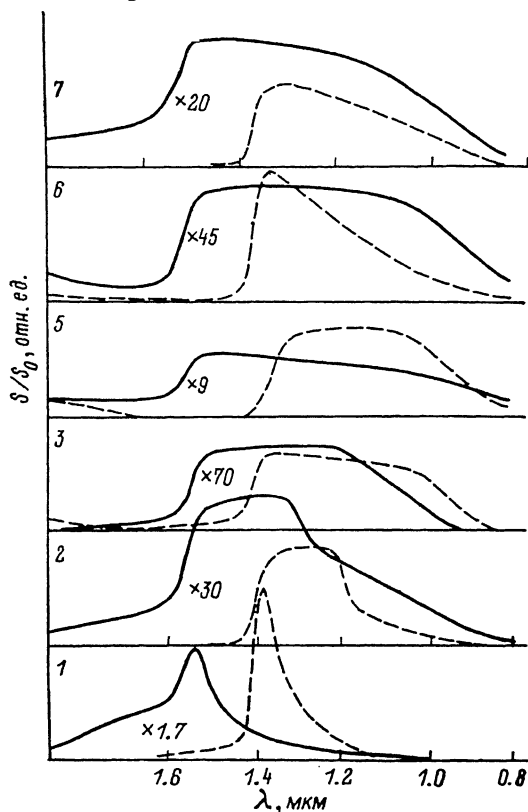


Рис. 1.

Рассмотрим, каким образом видоизменяются спектральные кривые фотоотклика при введении в диодную структуру СР. Сверхрешетки со сверхтонкими ($d \leq 10$ нм) туннельно-прозрачными потенциальными барьерами [9, 10] характеризуются резкими краями зон и ведут себя, как квазиоднородный полупроводник. Спектральная характеристика фоточувствительности (рис. 2, кривые 8—11), определяемая процессами разделения зарядов на гетеропереходе СР/Ge и процессами в объеме СР, подобна спектральной характеристике структуры с одним гетеропереходом $\text{Ge}_{1-x_{\text{CP}}}\text{Si}_{x_{\text{CP}}}/\text{Ge}$, где x_{CP} — среднее содержание Si в СР.

Напряжение холостого хода на гетеропереходе выражается через плотность фототока j_R и плотность темного обратного тока насыщения j_s известным образом:

$$V = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_R}{j_s} \right). \quad (1)$$

В пренебрежении рекомбинационными потерями на гетеропереходе общее выражение для j_R при характерных для рассматриваемого случая значениях параметров $\hbar\epsilon_{\text{Ge}} \gg L_{\text{Ge}} \gg l_{\text{Ge}}$, $L_{\text{CP}} \gg \mathcal{L}_{\text{CP}} \gg l_{\text{CP}}$, согласно [8], имеет вид

$$j_R \sim j_{R\text{Ge}} \sim e a_{\text{Ge}} I_0 \left\{ 1 - \frac{\exp(-x_{\text{Ge}} l_{\text{Ge}})}{1 - \alpha_{\text{Ge}} L_{\text{Ge}}} \right\}, \quad (2)$$

когда $E_{g\text{Ge}} \leq \hbar\omega \leq E_{g\text{CP}}$, $\alpha_{\text{CP}} \mathcal{L}_{\text{CP}} \ll 1$, и

$$j_R \sim j_{R\text{CP}} \sim e a_{\text{CP}} I_0 e^{-\alpha_{\text{CP}} \mathcal{L}_{\text{CP}}} \left\{ e^{\alpha_{\text{CP}} \mathcal{L}_{\text{CP}}} - 1 + \frac{e^{\alpha_{\text{CP}} \mathcal{L}_{\text{CP}}}}{D_{\text{CP}} + S_{\text{CP}} (\mathcal{L}_{\text{CP}} - l_{\text{CP}})} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(D_{\text{CP}} + \frac{S_{\text{CP}}}{\alpha_{\text{CP}}} \right) (e^{\alpha_{\text{CP}} (\mathcal{L}_{\text{CP}} - l_{\text{CP}})} - 1) - (\mathcal{L}_{\text{CP}} - l_{\text{CP}}) \left(S_{\text{CP}} + \frac{D_{\text{CP}}}{\alpha_{\text{CP}} L_{\text{CP}}^2} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

когда $\hbar\omega \gg E_g \text{CP}$, $\alpha_{\text{CP}} L_{\text{CP}} \gg 1$. Здесь I_0 — интенсивность падающего света $a_{\text{Ge}} \sim a_{\text{CP}} \approx 1$ — квантовая эффективность, E_g — край фундаментальной полосы поглощения в данном материале, α — коэффициент поглощения, L_{CP} — толщина CP, l — толщина обедненного слоя, L — диффузионная длина, D — коэффициент диффузии, h_{Ge} — толщина Ge-подложки, S — скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей.

Рекомбинационные потери на границе CP/подложка Ge уменьшают величину фототока в структуре. Они, однако, могут быть исключены путем введения дополнительного буферного слоя твердого раствора, отделяющего дислока-

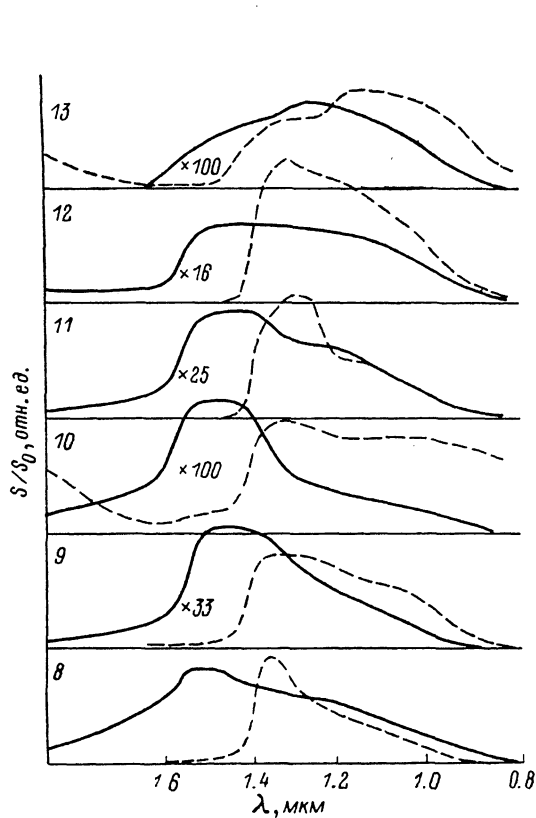


Рис. 2.

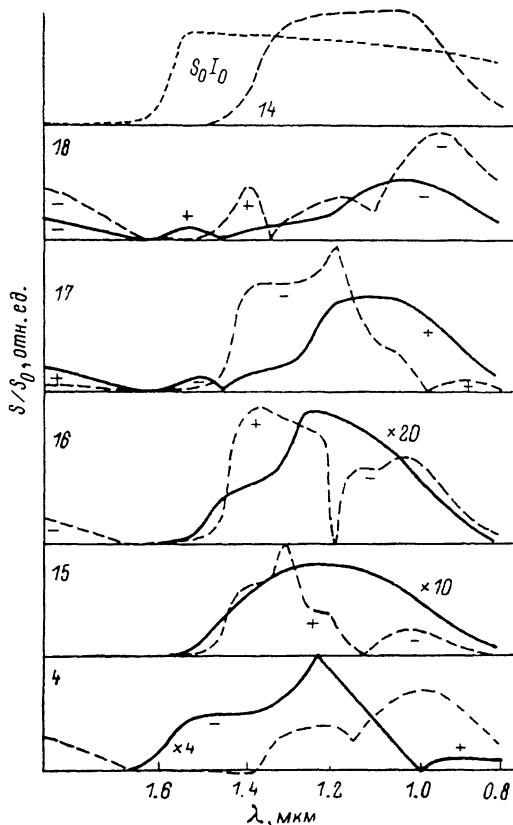


Рис. 3.

ционную сетку и связанные с ней центры рекомбинации от областей генерации и разделения неравновесных носителей заряда.

В области сильного поглощения света сверхрешеткой наряду с барьерной фотоэдс важную роль играет фотодиффузионная составляющая. Ее роль в общем отклике системы особенно велика, когда $l_{\text{CP}}, L_{\text{CP}}, \alpha_{\text{CP}}^{-1} < L_{\text{CP}}$. Для однородной CP с туннельно-прозрачными барьерами фотодиффузионная ЭДС V_D может быть описана простой формулой

$$V_D = \frac{kT}{e} \left(\frac{b-1}{b+1} \right) \ln \left[1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right], \quad (4)$$

где n_0 (p_0) — равновесные концентрации электронов и дырок в CP, b — отношение их подвижностей ($b > 1$), $\Delta n = n - n_0$. Легко видеть, что в CP вследствие различной туннельной прозрачности барьеров в валентной зоне и зоне проводимости (для квантовых CP из-за разной ширины электронных и дырочных мини-зон $\Delta \epsilon_{n(p)}$) отношение подвижностей может существенно отличаться от единицы ($\mu_{n(p)} \sim \Delta \epsilon_{n(p)}$, $b \gg 1$), приводя к заметной величине V_D [6].

Анализ формул (1)–(4) показывает, что в ряде случаев V_D сравнима по величине с V . В частности, в коротковолновой области спектра ($\hbar\omega > E_{g\text{CP}}$), где $\alpha_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}} \gg 1$, при $\mathcal{L}_{\text{CP}} \gg l_{\text{CP}}$, $b > 1$, $p_0 \gg bn_0$ и малом уровне засветки имеем

$$\frac{V_D}{V} \approx b \frac{\Delta n}{p_0} \frac{j_s}{e\alpha_{\text{CP}}I_0} \frac{D_{\text{CP}} + S_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}}}{D_{\text{CP}} + S_{\text{CP}}/\alpha_{\text{CP}}}$$

Полагая $\Delta n \sim \alpha_{\text{CP}}I_0\alpha_{\text{CP}}\tau_{\text{CP}}$, $j_s \sim en_0v_T$, $D_{\text{CP}} \ll S_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}}$, $S_{\text{CP}}\alpha_{\text{CP}}^{-1}$ (v_T — тепловая скорость, τ_{CP} — время жизни неравновесных носителей заряда), получим

$$\frac{V_D}{V} \sim \frac{\mu_n}{\mu_p} \frac{n_0}{p_0} (v_T\alpha_{\text{CP}}\tau_{\text{CP}})(\alpha_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}}),$$

где $\mu_n/\mu_p = b \gg 1$, $\alpha_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}} \sim 10$, $n_0 \ll p_0$, $v_T\alpha_{\text{CP}}\tau_{\text{CP}} \gg 1$. Легко видеть, что при не очень высоком уровне легирования CP в фотоэдс структуры доминирует фотодиффузионный механизм разделения зарядов, обуславливая в коротковолновой области спектра (рис. 1, кривая 5; рис. 2, кривые 8, 9, 11, 13) более высокую фоточувствительность сверхрешеток по сравнению с фоточувствительностью отдельного гетероперехода $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ (рис. 1, кривые 1–3).

Рассмотрим случай, когда CP образована чередованием слоев Ge и твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с толщинами, большими 10 нм, и по характеру электронного спектра является классической. В области частот $E_{g\text{Ge}} < \hbar\omega < E_{g\text{Ge(CP)}}$ разделение зарядов при поглощении света происходит в окрестности гетероперехода CP/Ge со стороны подложки. Здесь $E_{g\text{Ge}}$ — минимальная энергия прямых электронных переходов ($\Gamma'_2 - \Gamma'_{25}$) в Ge-подложке, $E_{g\text{Ge(CP)}}$ — в слоях Ge в CP. При $\alpha_{\text{CP}}\mathcal{L}_{\text{CP}} \gg 1$, что имеет место на частотах $\hbar\omega > E_{g\text{Ge(CP)}}$, и $\mathcal{L}_{\text{CP}} > l_{\text{CP}}$, согласно (3), величина возникающей на барьере в области гетероперехода CP/Ge фотоэдс должна резко падать из-за сильного поглощения света в слоях германия CP. Барьеры CP препятствуют перетеканию носителей заряда к гетеропереходу CP/Ge. В эксперименте, однако (рис. 1, кривые 6, 7; рис. 2, кривые 10, 12, 14), наблюдается существенное расширение в коротковолновую область спектра частотной полосы фоточувствительности структур. Измеряемое фотонапряжение по порядку величины сравнимо с максимальной величиной фотоэдс, возникающей на гетеропереходе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$.

Одной из возможных причин, приводящих к возрастанию фоточувствительности системы в диапазоне $\hbar\omega \geq E_{g\text{CP}}$, является разделение зарядов полем на каждом отдельном гетеропереходе CP. Здесь, так же как и в пилообразных квантовых CP [5], для появления отличной от нуля фотоэдс необходимо наличие направленной асимметрии в пределах отдельного периода CP, приводящей к разделению центров локализации неравновесных электронов и дырок и появлению отличного от нуля дипольного момента. По оценкам, при средней высоте потенциального рельефа в зоне проводимости (валентной зоне) периодических структур $U_{c(v)} \sim kT \sim 0.02 \div 0.05$ эВ и 5%-м отклонении от среднего значения величин полей в области соседних гетеропереходов структуры максимальный вклад в фотоэдс, который дает каждый период CP, составляет величину $\delta V \sim 0.002 \div 0.005$ В. Для числа периодов структуры $N \sim 100$ имеем $V = N\delta V \sim 0.2 \div 0.5$ В, что сравнимо с максимальной величиной фотоэдс, которую можно наблюдать на гетеропереходе CP/Ge или $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ ($eV_{\text{max}} \sim E_{g\text{Ge}} \sim 0.6$ эВ). Использование CP со специально созданной асимметрией может существенно усилить эффект.

В области частот $\hbar\omega \geq E_{g\text{CP}}$, где имеет место эффективное поглощение света периодической структурой и $\mathcal{L}_{\text{CP}} > \alpha_{\text{CP}}^{-1}$, вклад в фотоэдс CP вносят также фотодиффузионные процессы. В классических CP они имеют ряд особенностей в связи с тем, что чередующиеся потенциальные ямы выступают здесь как центры захвата носителей заряда. Различия в вероятностях захвата электронов и дырок вследствие разной амплитуды потенциальных барьеров в валентной зоне и зоне проводимости может привести к существенно неоднородному распределению плотности заряда по толщине структуры, обуславливая появление сильного внутреннего электрического поля.

В качестве примера рассмотрим CP, высота потенциального рельефа которой U_V в валентной зоне превышает $3kT$ и неравновесные тяжелые дырки,

возбуждаемые светом в СР, зажаты в слоях Ge, т. е. их подвижность в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, $\mu_p \approx 0$. Подзона легких дырок вследствие деформации слоев Ge отщепляется [10] и в проводимости не участвует. Распределение дырок по координате x определяется интенсивностью поглощаемого излучения и временем их жизни τ_p :

$$\Delta p = p - p_0 = g_p(x) \tau_p = I_0 a_{\text{CP}}^2 \alpha_{\text{CP}}(x) \tau_p e^{-\alpha_{\text{CP}}(x)(\mathcal{L}_{\text{CP}} - x)}, \quad (5)$$

где $g_p(x)$ — скорость генерации дырок (электронов) в объеме СР. Предположим для простоты, что барьеры в зоне проводимости практически отсутствуют. Если $\alpha_{\text{CP}}^{-1} L_n(\text{СР}) < \mathcal{L}_{\text{СР}} - l_{\text{СР}}$, то из условия равновесия $j_n = 0$ находим $E_D = -\frac{D_n}{\mu_n n} \frac{dn}{dx} = \frac{kT}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$. Интегрируя по x при граничных условиях $n = n_0$ для $x = \mathcal{L}_{\text{СР}} - L_n$ и $n = n_0 + g_n \tau_n$, для $x = \mathcal{L}_{\text{СР}}$ окончательно получим

$$V_D = \int_{\mathcal{L}_{\text{СР}} - L_n}^{\mathcal{L}_{\text{СР}}} E_D dx = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{1}{n_0} I_0 a_{\text{CP}}^2 \alpha_{\text{CP}} \mathcal{L}_{\text{СР}} \tau_n \right). \quad (6)$$

Рассмотрим другой предельный случай. Пусть $L_n \gg \mathcal{L}_{\text{СР}}$, $\alpha_{\text{СР}} \mathcal{L}_{\text{СР}} \gg 1$. Предположим, что рекомбинационный и дрейфовый электронные токи малы по сравнению с диффузионной составляющей. Исходя из уравнения непрерывности $dj_n/dx \approx eg_n(x)$ и выражения для электронной плотности $j_n \approx eD_n(dn/dx)$, получим следующее распределение электронов по координате в объеме СР: $\Delta n(x) = n(x) - n_0 = I_0 \frac{a_{\text{СР}} \tau_n}{L_n^2 \alpha_{\text{СР}}} e^{-\alpha_{\text{СР}}(\mathcal{L}_{\text{СР}} - x)}$. В данном случае диффузия одного типа носителей является причиной разделения зарядов и увеличивает коэффициент сбора p - n -перехода. Решая уравнение Пуассона

$$\frac{dE_D}{dx} = -\frac{4\pi e}{\epsilon_0} (\Delta n - \Delta p) \approx \frac{4\pi e}{\epsilon_0} I_0 a_{\text{СР}}^2 \alpha_{\text{СР}} \left(\tau_p - \frac{\tau_n}{L_n^2 \alpha_{\text{СР}}^2} \right) e^{-\alpha_{\text{СР}}(\mathcal{L}_{\text{СР}} - x)}, \quad (7)$$

найдем поправку к величине фотоэдс, связанную с разделением зарядов в объеме СР за счет диффузионных процессов,

$$V_D = \int_{l_{\text{СР}}}^{\mathcal{L}_{\text{СР}}} E_D dx = \frac{4\pi e}{\epsilon_0 a_{\text{СР}}} I_0 a_{\text{СР}} \left(\tau_p - \frac{\tau_n}{L_n^2 \alpha_{\text{СР}}^2} \right) (1 - e^{-\alpha_{\text{СР}}(\mathcal{L}_{\text{СР}} - l_{\text{СР}})}). \quad (8)$$

При $L_n a_{\text{СР}} \rightarrow \infty$ V_D определяется временем жизни неравновесных дырок, локализованных в приповерхностном слое. При уменьшении температуры разница средняя энергия неравновесных носителей заряда уменьшается по сравнению с высотой потенциальных барьеров, что затрудняет их разделение в объеме СР. При этом уменьшается вклад фотодиффузионного механизма в полную ЭДС, возбуждаемую светом в образце, обуславливая сужение полосы фоточувствительности при снижении температуры (рис. 1, кривые 6, 7).

Осаждение тонкого надслоя Ge n -типа проводимости на поверхности СР p -типа проводимости существенным образом видоизменяет характер спектральных кривых фоточувствительности (рис. 3). Вид спектров зависит от типа структуры, глубины залегания гетеропереходов, уровня легирования слоев, периода СР, средней величины содержания Si в ней и по характеру подобен спектрам фотопроводимости изотипного гетероперехода [8]. Разделение неравновесных носителей заряда на двух анизотипных гетеробарьерах (Ge/СР, СР/Ge), включенных навстречу друг другу, позволяет наблюдать смену знака фотоэдс с ростом частоты. Положение нулевой точки $[V(\omega) = 0]$ определяется выбором структуры и зависит от температуры образца. Последний эффект, как известно [8], находит широкое применение в пироприемниках и может быть использован для контроля температуры окружающей среды.

В заключение выражаем благодарность Е. А. Ерофеевой, Б. Н. Звонкову, А. В. Мурелю, В. В. Сухорукову за оказанную помощь в подготовке образцов и при проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Корольков В. И. — В кн.: Фотоприемники и фотопреобразователи / Под ред. Ж. И. Алфёрова, Ю. В. Шмарцева. Л., 1986, с. 6—36.
- [2] Luryi S., Kastalsky A., Bean J. C. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1984, v. ED-31, N 9, p. 1135—1139.
- [3] Temkin H., Pearsall T. P., Bean J. C., Olsson N. A. — In: Electron. dev. meet. W., 1985, p. 75—76.
- [4] Орлов Л. К., Кузнецов О. А. — В кн.: Матер. I Всес. конф. по физическим и физико-химическим основам микроэлектроники. Вильнюс, 1987, с. 96—97.
- [5] Capasso F., Luryi S., Tsang W. T., Bethea G. G., Levine B. F. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, N 25, p. 2318—2321.
- [6] Capasso F., Mohammed K., Cho A. I. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1-3, p. 501—504.
- [7] Capasso F. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, v. 30, N 1, p. 424—428.
- [8] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 227 с.
- [9] Орлов Л. К., Кузнецов О. А., Дроздов Ю. Н. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 118—122.
- [10] Орлов Л. К., Кузнецов О. А., Дроздов Ю. Н. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 1962—1967.

Горьковский исследовательский
физико-технический институт
ГГУ им. Н. И. Лобачевского

Получена 11.11.1987
Принята к печати 2.06.1988