

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕИДЕАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaAsP/InP

Карачевцева М. В., Страхов В. А., Яременко Н. Г.

Исследованы фотоэлектрические свойства гетеропереходов InGaAsP/InP с различным несоответствием параметров решеток (НПР). Показано, что НПР, на порядок снижающие эффективность электролюминесценции, гораздо слабее сказываются на фотоэлектрических свойствах: fotocувствительность падает не более чем в 2—3 раза, а в некоторых случаях даже растет. Экспериментальные результаты объяснены влиянием двух процессов, обусловленных НПР: увеличением рекомбинационных потерь в фотоактивном слое и изменением зонного профиля гетероперехода. Построены зонные профили неидеальных гетеропереходов с помощью зависимостей фототока от приложенного смещения и показано, что, несмотря на малую скорость рекомбинации на гетерогранице, поверхностные состояния могут существенно влиять на эффективность разделения носителей, изменяя величину «обратного» барьера. Проведено математическое моделирование спектра фототока, позволившее оценить параметры эпитаксиальных слоев: коэффициент поглощения k , диффузионную длину L , скорость поверхностной рекомбинации S .

Известно, что напряжения, возникающие в гетероэпитаксиальных слоях вследствие несоответствия параметров решеток (НПР), являются причиной генерации дефектов внутри слоев и ухудшения люминесцентных характеристик структуры. Кроме того, НПР приводят к появлению заряженных состояний (ПС) в плоскости гетерограницы, которые, выступая в роли центров рекомбинации и изменяя вид зонной диаграммы гетероперехода, существенно влияют на механизмы токопрохождения и разделения носителей. Ранее [1] нами исследовано влияние НПР на люминесцентные свойства двойных гетероструктур InGaAsP—InP, излучающих на длине волны 1.5 мкм. Показано, что даже в рамках докритических значений, не приводящих к пластическим деформациям слоев, НПР может на порядок снизить интенсивность электролюминесценции, причем наиболее эффективными являются гетероструктуры, изорешеточные при температуре эпитаксии. При комнатной температуре такие структуры имеют отрицательные несоответствия $-(6 \div 7) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, вызванные различием коэффициентов термического расширения слоев. В данной работе приводятся результаты исследования фотоэлектрических свойств, полученные на тех же структурах. Эти исследования отчасти стимулированы теоретической работой [2], в которой в отличие от общепринятой точки зрения обосновывается возможность успешного применения неидеальных гетероструктур для создания фотоприемников.

Структуры InGaAsP—InP выращены методом жидкостной эпитаксии на подложках n -InP, легированных оловом и ориентированных в плоскости (100). Исследовались несимметричные двойные структуры двух типов. Структуры I типа содержали три эпитаксиальных слоя: первый буферный слой n -InP толщиной 5—7 мкм легирован оловом ($n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), второй слой толщиной 0.8—2 мкм из нелегированного InGaAsP с составом на длину волны 1.5 мкм имел проводимость n -типа с концентрацией $n \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, третий слой p -InGaAsP с составом на длину волны 1.2 мкм толщиной 2—3 мкм легирован цинком ($p \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Вследствие диффузии цинка p — n -переход в таких структурах смещен от гетерограницы в глубину активного слоя.

В структурах II типа между узкозонным и широкозонным слоями наращивался дополнительный слой InGaAsP толщиной 1—2 мкм, по составу совпадающий с широкозонным слоем, но специально не легированный. В результате в структурах этого типа $p-n$ -переход находился в широкозонном слое.

Зонные диаграммы обоих типов структур, учитывающие смещение $p-n$ -перехода от металлургической границы, представлены на рис. 1. При построении зонных диаграмм разрывы в зоне проводимости ΔE_c и валентной зоне ΔE_v принимались равными $\Delta E_c = -\Delta E_v = 0.1$ эВ на основании зависимостей разрывов зон от состава твердого раствора, приведенных в работе [3]. Зонные профили неидеальных гетеропереходов, построенные с использованием экспериментальной зависимости фототока от приложенного смещения, будут обсуждены далее.

В таблице приведены значения квантового выхода фототока Q для структур обоих типов, полученные с учетом коэффициента отражения при засветке лазерным излучением с $\lambda = 1.3$ мкм перпендикулярно плоскости гетероперехода через «окно» в контакте со стороны подложки InP. Здесь же даны эффективности электролюминесценции для тех же диодов (в отн. ед.) и несоответствия параметров решеток Δa на границе между слоями четверных твердых раство-

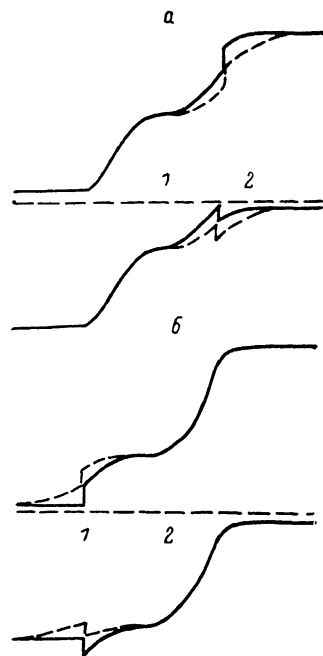


Рис. 1. Зонные диаграммы идеальных (сплошные линии) и неидеальных (штриховые) гетеропереходов.

а) I тип: $n\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.5}$ мкм- $p\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.5}$ мкм- $p\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.2}$ мкм; б) II тип: $n\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.5}$ мкм- $n\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.2}$ мкм- $p\text{-InGaAsP}_{\lambda=1.2}$ мкм. 1, 2 — номера образцов.

ров. Наиболее близки к «идеальным» структуры 1 и 4, которые имеют согласованные при температуре эпитаксии параметры решеток и обладают наилучшими люминесцентными характеристиками. Видно, что при больших рассогласованиях решеток слоев, приводящих к уменьшению интенсивности электролюминесценции $I_{эл}$ на 1—2 порядка, фоточувствительность падает не более чем в 2 раза (а в некоторых случаях даже растет).

На рис. 2 приведены спектральные зависимости квантового выхода этих структур. На структурах I типа измерения проводились как при засветке в подложку, так и при засветке в эпитаксиальный слой. Для всех структур длинноволновая граница спектра соответствует ширине зоны узкозонного твердого раствора, коротковолновая — поглощению в InP (при засветке в подложку) или в слое широкозонного твердого раствора InGaAsP (при засветке со стороны эпитаксиальных слоев). Однако форма спектра и влияние степени несоответствия параметров решеток различны для структур I и II типа. В структурах I типа НПР приводит к ослаблению величины фотоотклика,

Тип структуры	№ структуры	$\Delta a, \text{\AA}$ 10^{-3}	$I_{эл}$, отн. ед.	Засветка в InP, $\lambda = 1.3$ мкм			Засветка в пл., $\lambda = 1.0$ мкм		
				Q_1	$k_1, 10^4 \text{ см}^{-1}$	$L_1, \text{ мкм}$	Q_2	$L_2, \text{ мкм}$	$S_2, 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$
I	1	-6	420	0.70	1.2 ± 0.1	2.5 ± 0.5	0.5	2.5	0.9
	2	-1.5	100	0.55	1.0 ± 0.2	1.1 ± 0.2	0.3	1.5	3.0
	3	-12.9	40	0.34	1.1 ± 0.2	0.5 ± 0.1	0.22	1.2	10.0
II	4	-6.9	170	0.28					
	5	+8.4	12	0.43					
	6	+12.0	1	0.54					

практически не влияя на форму спектральной зависимости. В структурах II типа с ростом НПР фоточувствительность в длинноволновой части спектра растет, а в коротковолновой падает.

Величина квантового выхода в области $h\nu > E_g$ может быть записана в виде $Q = \eta\eta_0$, где η — эффективность собирания носителей в квазинейтральной области, η_0 — коэффициент разделения носителей переходом. В p - n -гомопереходе в отсутствие сильной рекомбинации в области объемного заряда носители разделяются полностью. В гетеропереходе эффективность разделения носителей определяется величиной «обратного» барьера V_R [2]. В нашем случае для дырок, генерируемых в узкозонном слое, $V_R = -\Delta E_v - V_{D1}$, где V_{D1} — диффузионный потенциал, приходящийся на узкозонную часть. При $V_R < 0$ $\eta_0 = 1$, при $V_R > 0$ $\eta_0 < 1$. Поверхностные состояния, возникающие на гетерогранице вследствие НПР, могут изменить величину «обратного» барьера, а следовательно, и коэффициента разделения η_0 , как уменьшая, так и увеличивая его. ПС, разноименные по знаку заряда с ионами основной при-

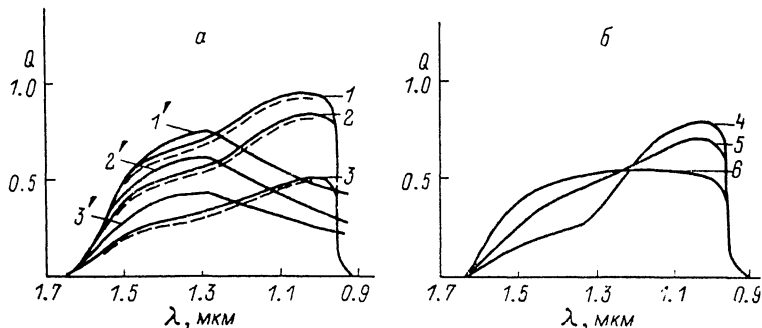


Рис. 2. Спектральные зависимости квантового выхода структур I (а) и II типа (б).

1—6 получены при засветке со стороны подложки, 1'—3' — со стороны эпитаксиальных слоев. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Штриховые кривые — расчет по формулам (5)—(10) с подстановкой параметров L и k_1 , указанных в таблице.

меси в фотоактивном материале, в отсутствие рекомбинации на них вызывают увеличение η_0 , а одноименные — уменьшение эффективности разделения неравновесных носителей [2].

Естественно допустить, что ПС на границе узкозонного и широкозонного слоев в структурах I и II типа имеют одинаковый знак, поскольку структуры выращивались в одинаковых технологических условиях. Наблюдаемые зависимости можно объяснить существованием на гетерогранице ПС акцепторного типа. Акцепторные ПС, всегда заряженные отрицательно, уменьшают диффузионный потенциал в узкозонной части гетероструктуры, если она имеет дырочную проводимость (структура I типа), и увеличивают его в случае электронной проводимости (структура II типа).

В «идеальной» структуре I типа (рис. 1, а) в отсутствие смещения величина «обратного» барьера $V_R < 0$ и коэффициент разделения $\eta_0 = 1$, причем при заданном соотношении концентраций изменение знака «обратного» барьера возможно лишь при очень высокой плотности состояний на гетерогранице. В «идеальных» структурах II типа (рис. 1, б) разделение дырок, генерируемых в узкозонной части, препятствует барьер (≈ 0.1 эВ), обусловленный разрывом в валентной зоне. Зонная диаграмма изотипного p - n -гетероперехода такова, что незначительное уменьшение диффузионного потенциала под действием поверхностных состояний может привести к существенному увеличению коэффициента разделения η_0 . Поскольку $\eta_0 \sim \exp(-V_R/kT)$, то для увеличения η_0 в 2 раза достаточно уменьшить V_R на ≈ 0.02 эВ.

В подтверждение этих соображений нами построены зонные диаграммы неидеальных гетеропереходов с использованием зависимостей фототока от приложенного смещения (рис. 3). Как показано в [2], изменение «обратного» барьера под действием смещения в неидеальных гетеропереходах должно

иметь иной вид, нежели в идеальных, вследствие перезарядки поверхностных состояний. Соотношения, приведенные в [2], позволяют определить значения равновесных диффузионных потенциалов и таким образом построить равновесную диаграмму неидеального гетероперехода. Однако применение этого метода непосредственно к нашим структурам затруднено, поскольку не известно распределение приложенного напряжения между p - n -гомопереходом и изотопным гетеропереходом, сопротивления которых могут быть сравнимы при большой плотности состояний на гетерогранице [4]. Поэтому измерения $I_{\phi}(U)$ проводились на специально выращенных модельных структурах, содержащих только p - p - и n - n -гетеропереходы, чтобы представить поведение неидеальных изотопных гетеропереходов соответственно в структурах I и II типа.

Экспериментальные результаты соответствуют двум разным случаям, рассмотренным в работе [2]. Для структур I типа выполняется условие $-V_{D_1}^0 <$

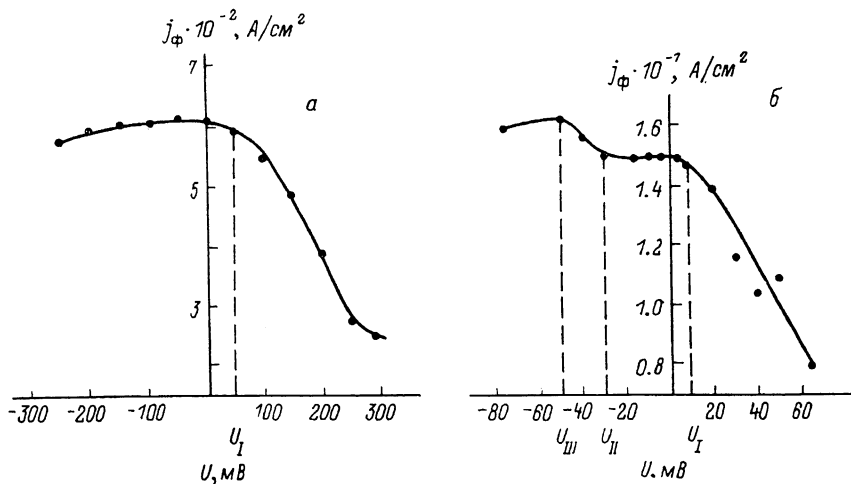


Рис. 3. Зависимость плотности фототока от приложенного смещения для изотопных гетеропереходов.

a — для p -InGaAsP $_{\lambda=1.5}$ мкм- p -InGaAsP $_{\lambda=1.2}$ мкм, $\Delta a = -11 \cdot 10^{-3}$ Å; b — для n -InGaAsP $_{\lambda=1.5}$ мкм- n -InGaAsP $_{\lambda=1.2}$ мкм, $\Delta a = +7 \cdot 10^{-3}$ Å.

$< \Delta E_v < -(x_2 N_2 / x_1 N_1) V_{D_2}^0$, где $V_{D_1}^0$ и $V_{D_2}^0$ — равновесные значения диффузионных потенциалов, x_1 , x_2 — диэлектрические проницаемости (в расчетах x_1 и x_2 считались равными), N_1 и N_2 — концентрации примесей. Индексы 1 и 2 здесь и в дальнейшем относятся соответственно к узкозонной и широкозонной частям гетероперехода. В этом случае коэффициент разделения η_0 можно записать

$$\eta_0 \sim \exp(-eU/kT) \text{ при } eU > eU_I = \Delta E_v + V_{D_1}^0, \quad (1)$$

$$\eta_0 = 1 \text{ при } eU < eU_I. \quad (2)$$

Зная экспериментальные значения напряжения, при которых меняется характер зависимости фототока (рис. 3, a), можно определить $V_{D_1}^0$ из соотношения (1). Полученное таким образом $V_{D_1}^0 = 0.15$ эВ, т. е. условие $V_R < 0$, сохраняется, и η_0 остается равным 1 даже при большом НПП.

Зонная диаграмма структур II типа соответствует условию

$$-(V_{D_1}^0 + V_{D_2}^0) < \Delta E_v < -V_{D_1}^0.$$

В этом случае зависимость $\eta_0(U)$ имеет более сложный вид: кроме экспоненты (1), теория предсказывает наличие участков, удовлетворяющих выражениям

$$\eta_0 = \text{const}(U) \text{ при } |eU_I| > eU > eU_{II} = V_{D_2}^0 - \frac{N_1}{N_2} V_{D_1}^0, \quad (3)$$

$$\eta_0 \sim \exp\left(-\frac{N_2}{N_1+N_2} \frac{eU}{kT}\right) \quad \text{при } eU_{II} > eU > eU_{III} = V_{D_1}^0 + V_{D_2}^0 + \Delta E_p (N_1 + N_2)/N_2, \quad (4)$$

$$\eta_0 = 1 \quad \text{при } eU_{III} > eU.$$

Экспериментальные значения U_I , U_{II} , U_{III} указаны на рис. 3, б. Подстановка этих значений в (1), (3) и (4) дает $V_{D_1}^0 \approx 0.09$ эВ, $V_{D_2}^0 \approx 0.06$ эВ. Таким образом, в структурах II типа изменение фоточувствительности длинноволновой части спектра с ростом НПР происходит под влиянием двух встречных процессов — ухудшения внутренних рекомбинационных свойств и увеличении эффективности разделения носителей. Наблюдаемые в эксперименте зависимости свидетельствуют о том, что роль коэффициента разделения в структурах 4—6 оказывается решающей.

В структурах I типа, хотя ПС и уменьшают величину диффузионного потенциала, механизм разделения носителей принципиально не меняется и η_0 в рамках исследованных НПР остается равным 1. Можно считать, что ухудшение фотоэлектрических свойств с ростом НПР в основном связано с увеличением потерь, вызванных объемной рекомбинацией. Это позволяет для анализа спектральной зависимости и оценки параметров структур 1—3 использовать обычную модель фототока [5], учитывающую генерацию носителей в обедненной области и диффузию к краю этой области носителей, генерированных в объеме слоя. Модель предполагает отсутствие центров рекомбинации на разделяющем гетеропереходе.

При засветке со стороны подложки полный фототок, генерированный в структуре, представляет собой сумму фототоков, обусловленных поглощением в узкозонном и широкозонном слоях гетероперехода:

$$I = I_1 + I_2 = eNQ_1 + eN \exp(-k_1 d_1) Q_2 = eNQ, \quad (5)$$

$$Q_1 = \frac{k_1 L_1}{1 - (k_1 L_1)^2} \left\{ \left(k_1 L_1 + \frac{F_1}{G_1} \right) \exp[-k_1 (d_1 - h_1)] - \frac{1}{G_1} \left(\frac{S_1 L_1}{D_1} + k_1 L_1 \right) \right\} +$$

$$+ \exp(-k_1 d_1) [\exp(k_1 h_1) - 1], \quad (6)$$

$$Q_2 = \left[\left\{ \frac{k_2 L_2}{1 - (k_2 L_2)^2} \left\{ \left(k_2 L_2 - \frac{S_2 L_2}{D_2} \right) \frac{1}{G_2} \exp[-k_2 (d_2 - h_2)] + \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{F_2}{G_2} - k_2 L_2 \right\} \right\} \exp(-k_2 h_2) + 1 - \exp(-k_2 h_2) \right], \quad (7)$$

$$F_i = \text{sh} \frac{d_i - h_i}{L_i} + \frac{S_i L_i}{D_i} \text{ch} \frac{d_i - h_i}{L_i}, \quad (8)$$

$$G_i = \text{ch} \frac{d_i - h_i}{L_i} + \frac{S_i L_i}{D_i} \text{sh} \frac{d_i - h_i}{L_i}. \quad (9)$$

Здесь e — заряд электрона, N — световой поток, падающий на поверхность структуры с учетом отражения, Q_1 , Q_2 — значения квантовых выходов, k_1 , k_2 — коэффициенты поглощения, L_1 , L_2 — длины диффузии неосновных носителей, D_1 , D_2 — коэффициенты диффузии, S_1 , S_2 — скорости поверхностной рекомбинации на гетерогранице InP/InGaAsP и на свободной поверхности InGaAsP $_{\lambda=1.2}$ мкм, d_1 , d_2 — толщины слоев, h_1 , h_2 — толщины обедненных слоев, $i=1, 2$.

Для определения параметров узкозонного слоя k_1 и L_1 проводились измерения квантового выхода на длине волны 1.3 мкм, где фототок обусловлен генерацией носителей только в этом слое. Засветка проводилась как со стороны подложки, так и со стороны эпитаксиального слоя, что давало два уравнения, необходимых для однозначного определения обоих параметров. При засветке со стороны подложки квантовый выход описывается соотношением (6). При засветке со стороны эпитаксиального слоя выражение для квантового выхода имеет вид (7) с заменой индекса 2 на 1. Величина h_1 получена из вольтёмкостных измерений и не превышала 0.1 мкм. Рекомбинация на гетерогранице считалась несущественной, т. е. $S_1=0$ [6, 7]. Полученные таким образом зна-

чения k_1 лежат в пределах $(1 \div 1.2) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$; длина диффузии с ростом несоответствия уменьшается в несколько раз (см. таблицу).

При описании спектральной зависимости фотоотклика этих структур наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных кривых достигалось в предположении степенной зависимости коэффициента поглощения от энергии кванта:

$$k(\nu) = A \frac{E_g}{h\nu} (h\nu - E_g), \quad (10)$$

где ν — частота падающего на структуру излучения, h — постоянная Планка, E_g — ширина запрещенной зоны, A — константа материала, вычисленная из значений k_1 на длине волны $\lambda = 1.3 \text{ мкм}$, составляла $(3.4 \pm 0.3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}$.

Для получения информации о широкозонном слое проводились измерения квантового выхода фототока Q_2 на длине волны 1.0 мкм при засветке со стороны этого слоя (см. таблицу). На этой длине волны падающий поток почти полностью поглощается в широкозонном слое, и выражение для квантового выхода фототока имеет вид (6) с заменой индексов 1 на 2. Здесь уже нельзя пренебречь параметром S_2 , который в этом случае характеризует скорость рекомбинации на открытой поверхности $\text{InGaAsP}_{\lambda=1.2 \text{ мкм}}$. Получить второе уравнение, используя величину фотоотклика при засветке со стороны подложки, в данном случае не удается из-за сильного поглощения в узкозонном слое твердого раствора. Поэтому проведенные оценки позволяют судить лишь о предельных параметрах широкозонного слоя и их изменении с ростом НПП.

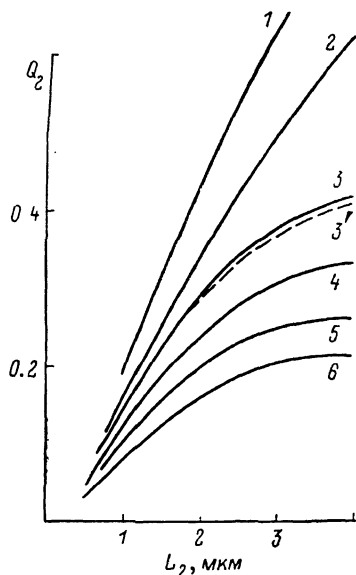


Рис. 4. Расчетные кривые $Q_2(L_2)$ при засветке со стороны слоя $\text{InGaAsP}_{\lambda=1.2 \text{ мкм}}$ на длине волны $\lambda = 1.0 \text{ мкм}$.

$k_2 = 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $D_2 = 2 \text{ см}^2/\text{с}$, $d_2 = 3.0 \text{ мкм}$, $h_2 = 0.1 \text{ мкм}$; $S_2 \cdot 10^4$, $\text{см}/\text{с}$: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 2, 5 — 4, 6 — 10; 3' — $S_2 = 1 \cdot 10^4 \text{ см}/\text{с}$, $h_2 = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Коэффициент поглощения k_2 определялся двумя способами: из соотношения между коэффициентом межзонного поглощения и составом четверного твердого раствора $k_2 = k_1 (x_2 y_2 / x_1 y_1)$ (x, y — атомные доли In и As), вытекающего из закона Вегарда, и непосредственно по формуле (6) в предположении независимости константы A от состава твердого раствора. Оба способа дают близкие значения: на длине волны 1.0 мкм k_2 лежат в пределах $(1.1 \pm 0.15) \times 10^4 \text{ см}^{-1}$. Расчетные зависимости квантового выхода от диффузионной длины $Q_2(L_2)$ при различных S_2 приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, вариации A в пределах указанной точности не влияют на оценку предельных параметров. По экспериментальным значениям квантового выхода, пользуясь этими кривыми, получили диффузионную длину электронов L_2 и скорость рекомбинации S_2 на поверхности $\text{InGaAsP}_{\lambda=1.2 \text{ мкм}}$ (см. таблицу). Для неидеальных структур 2 и 3 полученные результаты согласуются с данными работы [6], где приводятся значения $L = 1.8 \text{ мкм}$ и $S = (3 \div 5) \cdot 10^4 \text{ см}/\text{с}$. Экспериментально измеренный квантовый выход в структуре 1, наиболее согласованной по параметрам решеток, может быть достигнут лишь при $L_2 < 2.3 \text{ мкм}$ и $S_2 < 9 \cdot 10^3 \text{ см}/\text{с}$.

Спектральные зависимости фотоотклика, рассчитанные по формулам (5) — (10), с подстановкой соответствующих параметров слоев хорошо описывают наблюдаемые экспериментальные кривые (рис. 2, а). Таким образом, в структурах I типа уменьшение квантового выхода с ростом НПП в основном обусловлено появлением дополнительных каналов рекомбинации в объеме фотоактивного слоя под действием напряжения несоответствия и может быть опи-

сано в рамках идеальной модели [5] уменьшением длины диффузионного смещения.

Сравнение фотоэлектрических свойств структур I и II типа с различной степенью неидеальности доказывает, что характер влияния ПС определяется многими факторами: знаком и концентрацией ПС и основной легирующей примеси в фотоактивном слое, положением n - p -перехода относительно гетерограницы и др. Кроме того, говоря о влиянии неидеальности на физические свойства, необходимо иметь в виду конкретное применение структуры.

Полученные результаты позволяют объяснить фотоэлектрические характеристики неидеальных InGaAsP ГС и дают возможность их использования при разработке фотоприемников.

В заключение авторы благодарят А. А. Телегина и Л. Г. Кяргинскую за изготовление гетероструктур, Ю. В. Гуляева за внимание и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Страхов В. А., Яременко Н. Г., Телегин А. А., Оганджян В. А., Карачевцева М. В., Михалева Л. Ф., Петров В. И., Прохоров В. А. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 601—607.
- [2] Шик А. Я., Шмардев Ю. В. — ФТП, 1981, т. 15, в. 7, с. 1385—1393.
- [3] Безотосный В. В., Богатов А. П., Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г., Свердлов Б. Н., Шевченко Е. Г. — Тр. ФИ АН СССР, 1983, т. 141, с. 18—45.
- [4] Гуляев Ю. В., Чусов И. И., Страхов В. А., Яременко Н. Г., — Радиотехн. и электрон., 1983, т. 23, в. 3, с. 569.
- [5] Donnelly J. P., Milnes A. G. — Int. J. Electron., 1966, v. 20, N 4, p. 295.
- [6] Sakai Sh., Umeno M., Amemiya Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, N 1, p. 109.
- [7] Антошишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Евтихийев В. П., Красовский В. В., Свелокузов А. Е., Чудинов А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 708—712.

Институт радиотехники и
электроники АН СССР
Москва

Получена 2.03.1988
Принята к печати 11.04.1988