

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ НА ОСНОВЕ
АСИММЕТРИЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР.
Часть 2. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ**

Введение

В первой части работы была выполнена постановка задачи и представлены основные элементы теории полупроводниковых оптических усилителей с асимметричными квантово-размерными слоями (АМКРС ПОУ).

Во второй части будут показаны результаты применения перечисленных моделей и сопоставление результатов численного исследования и экспериментальными характеристиками.

Расчет энергетических зон и определение материальных параметров

Поскольку все параметры в модели зависят от состава материала, необходимо вычислить их величины исходя из заданной информации о длине волны перехода для каждой КЯ. Расчет зонной диаграммы структуры представленной на рис. 1 и выбор параметров и состава материала основан на параметрах бинарных соединений [1], представленных в табл. 1.

Таблица 1

Параметры бинарных соединений

Параметр	Обозначение	GaAs	InAs	GaP	InP
Эфф. масса электрона	m_e/m_0	0,063	0,023	0,25	0,077
Спин-орбит. масса	m_{so}/m_0	0,15	0,049	0,038	0,21
Параметры Люттингера	γ_1	6,85	20,40	4,05	4,95
	γ_2	2,1	8,3	0,49	1,65
	γ_3	2,9	9,1	1,25	2,35
Диэлектрическая постоянная	ϵ_d	12,9	15,15	2,46	9,55
Ширина запрещенной зоны (при T=300 К)	E_g, eV	1,424	0,354	2,78	1,344
Спин-орбит. энергия	Δ_{so}, eV	0,34	0,41	0,127	0,11
Потенциал гидростатической деформации в ЗП	a_c, eV	-7,17	-5,08	-7,14	-5,04
Потенциал гидростатической деформации в ВЗ	a_v, eV	1,16	1	1,70	1,27
Потенциал деформации сдвига в ВЗ	b_v, eV	-1,7	-1,8	-1,8	-1,7
Постоянная эластичного натяжения	$C_{11} \times 10^{15} \text{ dyn/m}^2$	11,9	8,34	14,05	10,11
	$C_{12} \times 10^{15} \text{ dyn/m}^2$	5,34	4,526	6,203	5,61
Параметр электронного сродства	χ, eV	4,07	4,88	3,8	4,38

Параметры четверных соединений $In_{1-x}Ga_{1-x}As_yP_{1-y}$ получены из выражения

$$Q_{InGaAsP}(x, y) = x \cdot y \cdot Q_{GaAs} + (1-x) \cdot y \cdot Q_{InAs} + x \cdot (1-y) \cdot Q_{GaP} + (1-x) \cdot (1-y) \cdot Q_{InP}. \quad (1)$$

Процедура определения параметров и состава материала следующая. Сначала по данным табл. 1 определяются начальные параметры материала, соответствующие ненапряженной структуре, и рассчитываются энергии переходов для каждой КЯ и барьеров. Далее, с помощью уравнений (32) и (33) в первой части статьи рассчитывается высота барьера для ЗП и ВЗ соответственно.

Результаты вычисления подставляются в уравнения (31)–(36), и расчет уравнения (30) дает конечную величину межзонного перехода.

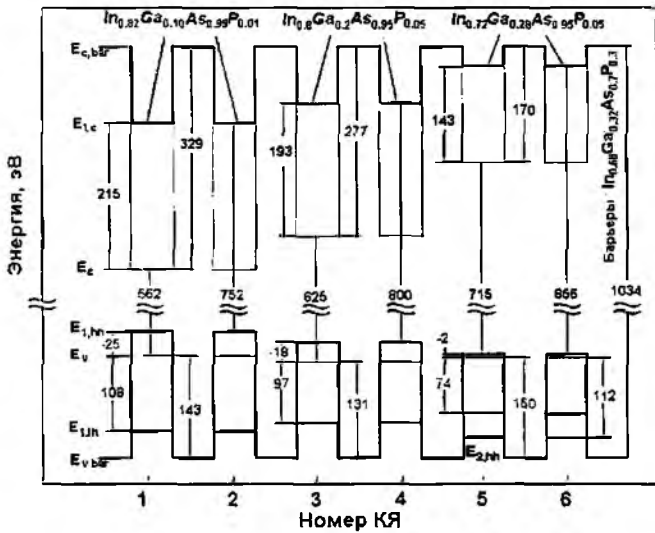


Рис. 1

С использованием заданных величин длины волны для каждой КЯ и величины напряженности определяются конечные величины x и y . Результаты расчетов представлены на рис. 1, где показана зонная диаграмма АМКРС с шестью КЯ с указанием уровней энергий квантования для каждого слоя. Все слои в данном случае имеют один квантовый подуровень в ЗП.

Слои QW1–QW4 имеют по одному подуровню тяжелых и легких дырок в ВЗ и только последняя пара КЯ имеет два подуровня тяжелых дырок. Это дает возможность использовать при расчете усиления упрощение несмешанных параболических зон. Основные параметры, рассчитанные для каждой пары КЯ, представлены в табл. 2.

Материалом для барьеров является $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$. Другие параметры, используемые при вычислении, взяты из [1] – [3].

Таблица 2

Параметры, используемые при расчетах модели и характеристик

Параметр	Обозначение	Номер КЯ			Барьер
		1,2	3,4	5,6	
Длина волны	$\lambda, \text{мкм}$	1.67	1.53	1.45	1.2
Ширина запрещенной зоны	$E_{g2}, \text{мэВ}$	562	625	715	1034
Состав материала	x	0.82	0.8	0.717	0.678
	y	0.99	0.95	0.95	0.696
Диэлектрическая постоянная	ϵ_d	11.97	11.83	11.72	11.00
Групповая скорость	$v_g \times 10^7, \text{м/с}$	8.67	8.72	8.76	-
Фактор опт. ограничения	$\Gamma_w, 10^{-4}$	9.97	11.04	13.1	-
Параметр электронного сродства	$\chi, \text{эВ}$	4.76	4.73	4.66	4.56
Кэффициент напряжения	$\epsilon_{str}, \%$	-1.91	-1.65	-1.1	-
	Энергетические подуровни	$E_{c,br}, \text{эВ}$	215	193	143
	$E_{lh,br}, \text{эВ}$	-25	-18	-2	-
Энергия межзонного перехода	$E_{c,br}, \text{эВ}$	752	800	856	1034
Время выброса	$\tau_e, \text{пс}$	59.87	7.28	1.07	-
Бимолекулярная рекомбинация	$B_w \times 10^{-10}, \text{см}^3/\text{с}$	0.9	0.84	0.8	-
Оже-рекомбинация	$C_w \times 10^{-29}, \text{см}^3/\text{с}$	0.52	0.37	0.21	-

Определение времен перевода в АМКРС ПОУ

Эффективность захвата

В предыдущих работах статические характеристики исследовались с использованием кусочно-постоянного профиля потенциала в активной области. Чтобы более подробно изучить влияние неравномерного распределения носителей в АМКРС и его влияние на профиль потенциала, необходимо решать самосогласованную систему уравнений Шрёдингера, Пуассона и уравнений диффузии-дрейфа [4].

На рис. 2, а представлена энергетическая диаграмма структуры при токе накачки в 120 мА. Результаты показывают минимальное изменение квазиуровней Ферми вдоль структуры, но

сильное искривление профиля потенциала в барьерах между коротковолновыми КЯ за счет влияния сильного электрического поля, образованного из-за разницы между концентрациями электронов и дырок в данной области.

Пространственное распределение концентрации электронов в структуре при изменении тока накачки (рис. 2, б) показывает сильно неравномерное распределение носителей в различных КЯ.

Величина усиления в КЯ зависит в большей степени от уровня двумерных состояний (2D), а также их взаимодействия с трехмерными состояниями (3D) в области КЯ. Наиболее простой способ учета данного взаимодействия – введение параметра эффективности захвата носителей как отношение концентрации 2D носителей N_{2D} в КЯ к концентрации 3D носителей N_{3D} или $\eta_{\text{свп}} = N_{2D}/N_{3D}$. Это позволит, в рамках модели скоростных уравнений, принять во внимание неравномерность распределения носителей и ее влияния на усилительные свойства ПОУ.

С учетом постоянства квазиуровня Ферми для 2D и 3D носителей в КЯ эффективность захвата может быть выражена через отношение локальных времен захвата и выброса в виде

$$\eta_{\text{свп}} = \frac{\tau_{\text{в.вл}}}{\tau_{\text{свп}}} = \frac{\int \rho_{x2D}(E) f_x(E, F_x) dE}{\int \rho_{x3D}(E) f_x(E, F_x) dE}, \text{ where } x=e, h, \quad (2)$$

где $\rho_{x2D}(E)$ и $\rho_{x3D}(E)$ – функции плотности состояний носителей 2D и 3D носителей; $f_x(E, F_x)$ – функция Ферми и F_x – квазиуровень Ферми. На основе информации об энергетических уровнях для электронов и дырок, квазиуровнях Ферми и плотности состояний была рассчитана эффективность захвата носителей в каждую в отдельности КЯ. Результаты расчетов представлены на рис. 2, в.

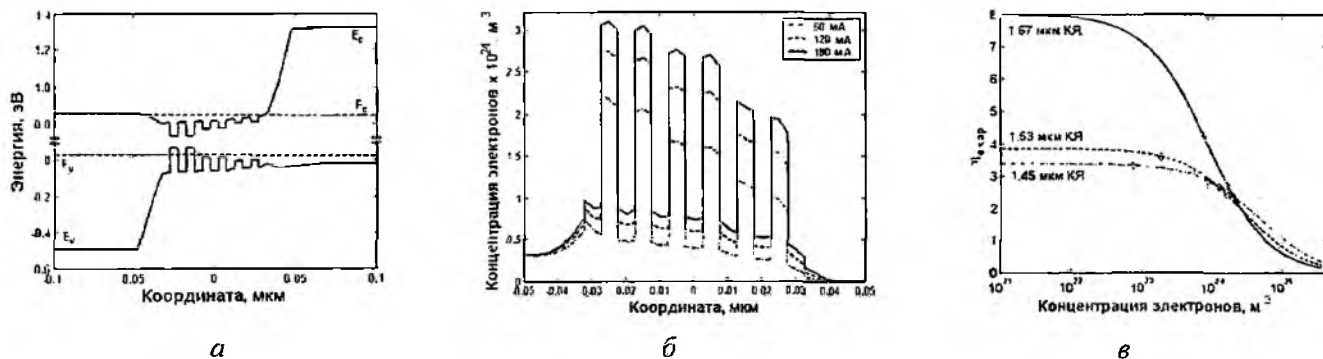


Рис. 2

Результаты расчета представлены звездочками, ромбами и треугольниками для 1.67, 1.53 и 1.45 мкм КЯ соответственно. При малых значениях концентрации 2D носителей квазиуровень Ферми находится ниже энергетического уровня барьеров и 3D носители располагаются в хвосте распределения Ферми, что приводит к достаточно малому изменению эффективности захвата. Однако по мере увеличения тока накачки (напряжения на контактах) квазиуровни Ферми смещаются в сторону свободных состояний, что приводит к более быстрому росту концентрации 3D носителей при относительно неизменной концентрации 2D носителей, что, в свою очередь, уменьшает эффективность захвата в КЯ и увеличивает возможность выброса носителей из активной области. При увеличении концентрации выше значения в $2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ эффективность захвата уменьшается до уровня, когда процесс одинаков для всех КЯ.

Расчетные данные могут быть описаны приближенным уравнением

$$\eta_{\text{свп}} = \eta_{\text{свп}0} / (1 + N / N_{\text{свп}_0}), \quad (3)$$

где $\eta_{\text{свп}}$ – эффективность захвата при нулевом токе накачки, N – концентрация 2D носителей и $N_{\text{свп}_0}$ – концентрация носителей, при которой эффективность захвата уменьшается в два раза.

В табл. 3 приведены результаты сравнения приведенных параметров для сложной АМКРС ПОУ и различных КРС с одной КЯ с длинами волн 1.67, 1.53 и 1.45 мкм соответственно.

Таблица 3

Результаты расчета параметров эффективности захвата для КРС с 1 КЯ и АМКРС ПОУ

Структура	Параметр	1.67 мкм	1.53 мкм	1.45 мкм
КРС с 1 КЯ	$\eta_{свр0}$	7.96	3.56	3.13
	$N_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	0.83	2.35	3.05
	$\eta_{р_свр0}$	37.53	16.2	4.89
	$P_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	3.59	15.36	15.79
АМКРС	$\eta_{свр0}$	7.95	3.87	3.37
	$N_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	0.87	2.75	4.89
	$\eta_{р_свр0}$	37.61	16.24	4.98
	$P_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	4.07	22.48	24.27
	$N_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	0.86	2.85	4.61
	$\eta_{р_свр0}$	38.53	16.2	4.99
	$P_{свр_sat} \cdot 10^{24} m^3$	3.76	17.95	18.96

Как показывают данные, приведенные в таблице, эффективность захвата для дырок в соответствующей КЯ выше, чем для электронов из-за большей эффективной массы. Для обоих видов носителей параметр $\eta_{свр0}$ больше для КЯ с большей длиной волны основного перехода из-за большей эффективной массы носителей и того факта, что вероятность выброса из более глубоких КЯ ниже. В это же время 2D носители в коротковолновых ямах имеют большую величину насыщения при постоянно растущей концентрации 3D носителей, что в конечном счете приводит к большей величине параметра насыщения $N_{свр_sat}$.

Если сравнивать параметры КРС с 1КЯ и АМКРС ПОУ, то можно заметить, что эффективность захвата практически одинакова для соответствующих КЯ, тогда как параметр насыщения выше для более сложного усилителя, особенно это заметно для коротковолновых КЯ. Этот феномен можно объяснить наличием электрического поля в АМКРС ПОУ, которое слегка приподымает энергетический уровень барьеров мелких КЯ в случае большого тока накачки (рис. 2, а) и это, в свою очередь, уменьшает вероятность выброса носителей из этих ям.

Предложенная приближенная формула определения зависимости эффективности захвата от концентрации носителей в КЯ может быть легко включена в систему скоростных уравнений для учета влияния неравномерного распределения носителей в КЯ на усилительные свойства АМКРС ПОУ.

Время туннелирования

Для определения влияния эффекта туннелирования через неидентичные КЯ с помощью самосогласованного решения уравнений эффективности массы и уравнения Пуассона [5] были рассчитаны волновые функции. Носители, накапливающиеся в КЯ, приводят к появлению изгиба в энергетической диаграмме, которое, в свою очередь, влияет на условия туннелирования между КЯ.

Расчет был проведен с учетом только переходов типа электрон-тяжелая дырка, поскольку только эти переходы дают основной вклад в процессы рекомбинации (рис. 1). Тяжелые дырки более ограничены в КЯ из-за их тяжелой эффективной массы. Поэтому туннелирование будет происходить только за счет электронов в ЗП. Профиль потенциала для ЗП структур с различными

значениями толщины барьеров представлен на рис. 3. При этом толщина барьера на рис. 3, а составляет 5 нм, а на рис. 3, б – 10 нм. Толщина КЯ составляет 5 нм для всех вариантов расчета.

Из рис. 3, а видно, что хвосты волновых функций во внутренних КЯ имеют сильное взаимодействие, что приводит к расщеплению уровней на два подуровня. Степень взаимодействия КЯ может быть оценено с помощью решения уравнения Шрёдингера для полной структуры [6].

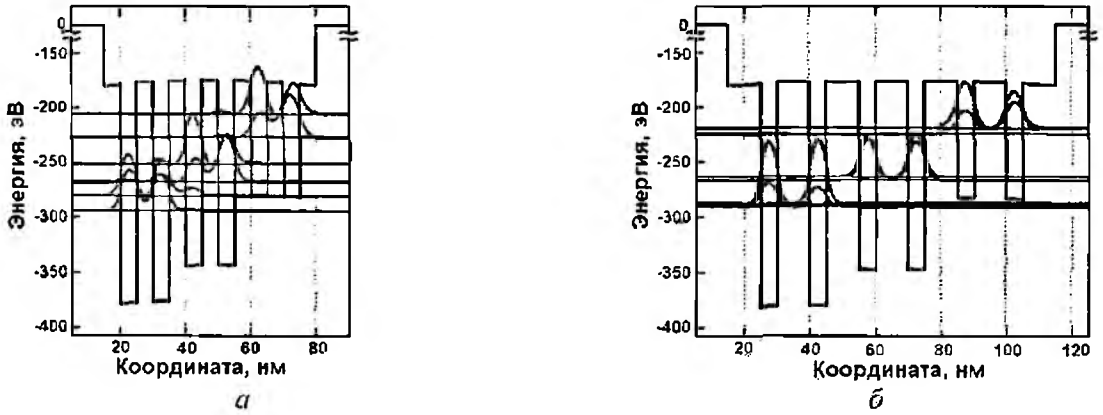


Рис. 3

Взаимодействие волновых функций в длинноволновых КЯ более сильное, чем в коротковолновых КЯ, что указывает на необходимость учета туннелирования как в прямом, так и в обратном направлении в случае, если толщина барьеров менее 10 нм.

При расчете времени туннелирования за нулевой уровень принята энергия, соответствующая энергии зоны проводимости первой КЯ структуры, представленной на рис. 1. Рис. 4 показывает зависимость от энергии электрона времени прямого (рис. 4, а) и обратного (рис. 4, б) туннелирования через каждый барьер АМКРС.

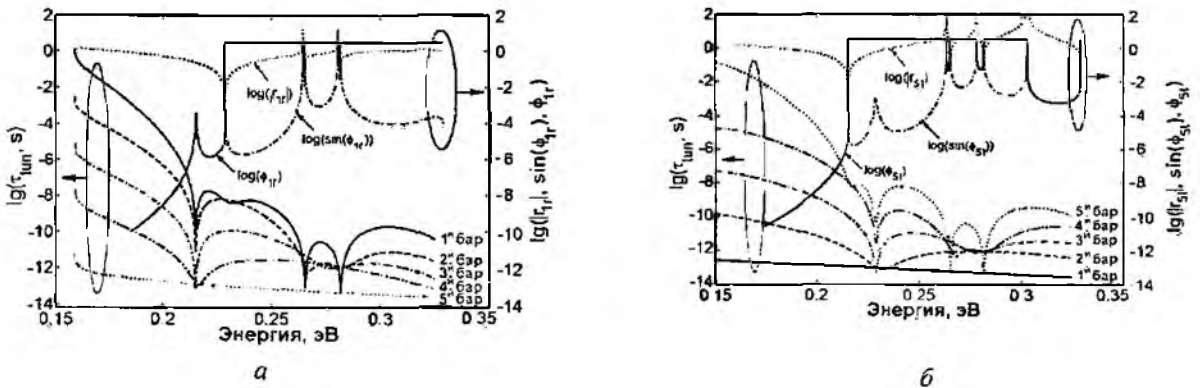


Рис. 4

Для прямого туннелирования наименьшее время туннелирования приходится на последний барьер, тогда как для обратного – на первый из-за того, что отражение структуры для этих барьеров в каждом случае минимально. Для простых структур с одним или двумя барьерами резонансная энергия в локальном минимуме обычно равна для прямого и обратного процессов туннелирования, однако для более сложных структур с асимметричными КЯ они различны, особенно для более низких энергий электрона (215 и 229 мэВ соответственно), что связано с несимметричностью рассчитанного комплексного коэффициента отражения. На рис. 4, а, б также представлена зависимость от энергии электрона абсолютной величины коэффициента отражения R_1/R_5 , фазы и синусоидальной функции фазы, которые используются при расчете времени туннелирования для первого/последнего барьеров соответственно. Из

рисунков также видно, что синус фазы имеет наибольшее влияние на изменение времени туннелирования от энергии.

Спектральные характеристики

Вычисления проводились для различных структур. На рис. 5, а показаны результаты для АМКРС (6 КЯ), на рис. 5, б – для СМКРС (6 КЯ) и на рис. 5, в – для СМКРС (2 КЯ). Как видно, в случае АМКРС максимум усиления сосредоточен в длинноволновой области при низких уровнях инжекции. С увеличением тока накачки вклад КЯ коротковолнового диапазона возрастает и максимум усиления смещается в область коротких волн.

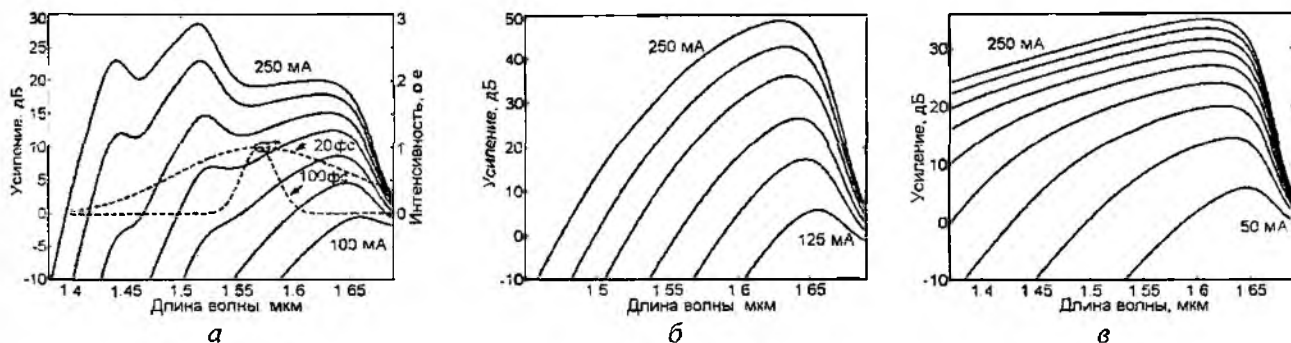


Рис. 5

На рис. 5, а пунктирной линией показаны спектральные профили УКИ длительностью 100 и 20 фс. Как видно, АМКРС могут успешно применяться для усиления сверхкоротких оптических импульсов. На рис. б показаны влияние тока накачки на уровень максимального усиления (рис. 6, а), длина волны в максимуме усиления (рис. 6, б) и полуширина полосы усиления (рис. 6, в) для различных структур. ПОУ на основе СМКРС из 6 КЯ имеет максимальное дифференциальное усиление, в то время как ПОУ на основе СМКРС из 2 КЯ имеет минимальную величину тока прозрачности. Это обусловлено пропорциональностью тока прозрачности и усиления количества КЯ. Низкое дифференциальное усиление 6-КЯ АМКРС ПОУ объясняется оптическим поглощением в более глубоких КЯ при низких токах инжекции. Увеличение дифференциального усиления при токах инжекции больших 200 мА связано со скачком максимума усиления в коротковолновую область. Рис. 6, в показывает зависимость полуширины спектра усиления (FWHM – full width at half maximum) от тока инжекции в разных структурах. ПОУ на основе СМКРС из 6 КЯ имеет минимальную полосу усиления при всех токах инжекции. Полоса усиления зависит от разности квазиуровней Ферми, которые зависят от населенности КЯ. Поскольку увеличение количества КЯ ведет к уменьшению населенности каждой КЯ, полоса усиления 6-КЯ СМКРС ПОУ меньше чем у ПОУ на основе 2 КЯ. Максимальная полуширина спектра усиления асимметричного 6-КЯ ПОУ составляет 137 нм при токе инжекции 210 мА. Сравнения ПОУ на основе симметричных и асимметричных структур показывает, что последние имеют большую полосу усиления.

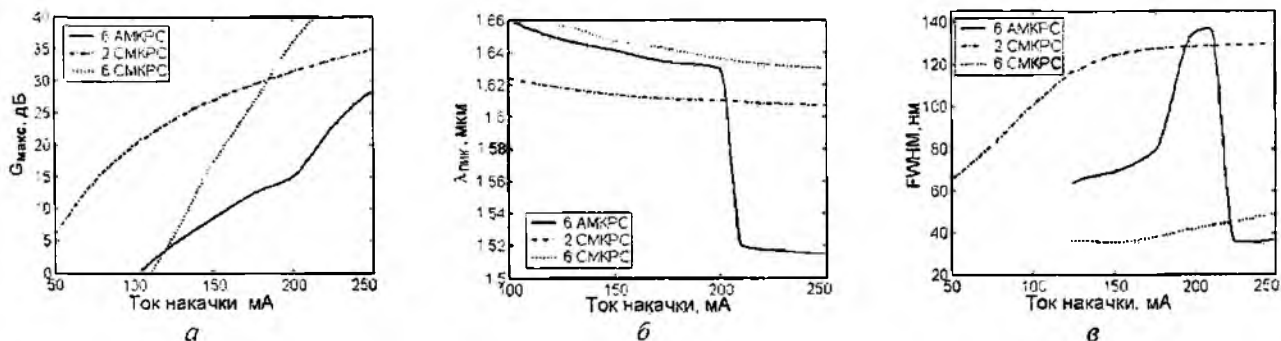


Рис. 6

Характеристики насыщения

Большая мощность сигнала приводит к насыщению усиления вследствие обеднения населенности активной области. В вычислениях рассматривались токи накачки 161.5 и 210.6 мА для асимметричного 6-КЯ ПОУ, 61.9 и 82.4 мА для симметричного 2-КЯ ПОУ, и 131.7 и 143.8 мА для симметричного 6-КЯ ПОУ. В этих случаях малосигнальное усиление установлено на уровне 10 и 15 дБ для всех структур на длине волны $\lambda = 1.67$ мкм (в соответствии с длиной волны максимума усиления симметричного 6-КЯ ПОУ).

На рис. 7, а показаны расчеты усиления в зависимости от выходной мощности в предположении, что на вход подается сигнал на длине волны $\lambda_{\text{вх}} = 1.65$ мкм. С увеличением оптической мощности на входе скорость вынужденной рекомбинации растет и, в результате, уменьшаются населенность КЯ и уровень насыщения оптического усиления. Выходная мощность при уменьшении усиления в два раза (3 дБ) показана на левой нижней вставке рис. 7, а. Сравнение с симметричной структурой из 6 КЯ показывает, что асимметричная структура обладает большей мощностью насыщения, чем ПОУ на основе обычных многослойных КРС.

На рис. 7, б, в показаны изменения спектра усиления при разных мощностях и длинах волн сигнала накачки на выходе ПОУ.

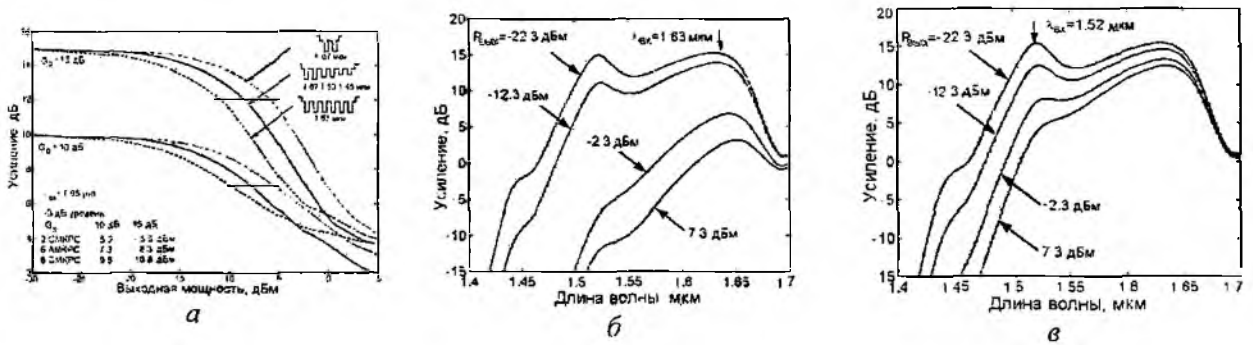


Рис. 7

Рис. 8, а показывает зависимость числа носителей в каждой КЯ от уровня оптической мощности на выходе. Изменение усиления с изменением числа носителей в каждой КЯ представлено на рис. 8, б. Рис. 8, в демонстрирует характеристики насыщения усиления на двух длинах волн, соответствующих максимумам усиления. Длина волны входного сигнала одинакова для всех длин волн, соответствующих максимальному усилению, а точки 3 дБ уровня выходной мощности насыщения показаны стрелками. Мощность насыщения в длинноволновой области больше, чем на коротких волнах при неизменном уровне ненасыщенного усиления. Причина заключается в том, что при одном и том же числе носителей дифференциальное усиление больше на коротких волнах.

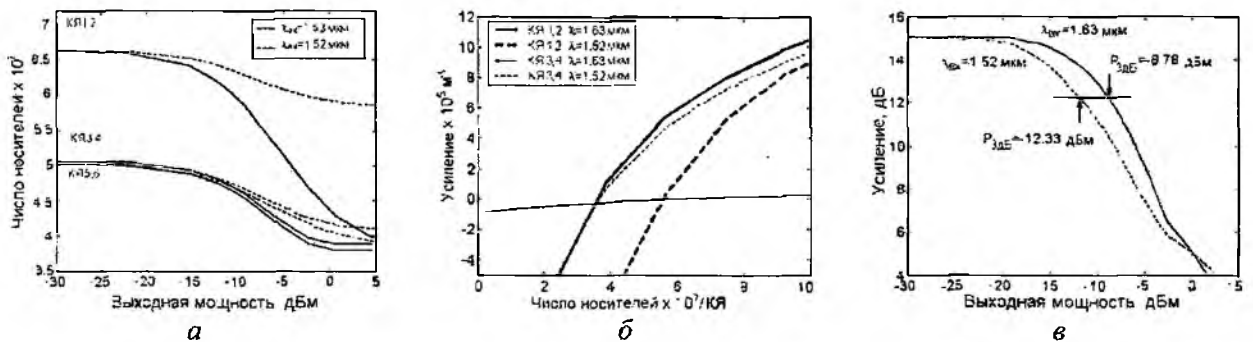


Рис. 8

С увеличением оптической мощности на $\lambda_{\text{вх}} = 1.63$ мкм носители в низкоэнергетических КЯ компенсируются КЯ с большей энергией. В этом случае усиление в коротковолновой области изменяется сильнее, чем в длинноволновой, поскольку уменьшение населенности в КЯ 1.2 влечет уменьшение усиления на длинах волн 1.63 и 1.52 мкм. Дополнительно уменьше-

ние населенности КЯ 3,4 ведет к уменьшению усиления на длине волны 1.52 мкм, но не изменяет уровень усиления на 1.63 мкм. Такое поведение приводит к насыщению выходной мощности и увеличению крутизны характеристики насыщения на $\lambda_{\text{вх}} = 1.63 \text{ мкм}$, поскольку число носителей во всех КЯ стремится к точке прозрачности при высоких уровнях выходной мощности. С увеличением оптической мощности на $\lambda_{\text{вх}} = 1.52 \text{ мкм}$ компенсация КЯ 3.4 за счет КЯ 1.2 относительно мала. В этом случае мощность насыщения и крутизна характеристики меньше, чем для длинноволновой области выходной мощности.

Лазерная система для передачи и обработки сверхкоротких оптических импульсов

Результаты предыдущего этапа показали, что предложенная асимметричная структура на основе 6 КЯ обладает лучшими статическими характеристиками по сравнению с другими квантово-размерными структурами. Однако при усилении последовательности сверхкоротких импульсов с высокой скоростью следования эффекты сверхбыстрой динамики носителей и оптического поля становятся определяющими. С целью исследования этих процессов была разработана модель, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах исследуемых материалов и различных длинах волн входной мощности [7, 8]. В совокупности с результатами предыдущих разделов данная модель представляет собой теоретическое описание лазерной системы для передачи и обработки сверхкоротких оптических импульсов.

Прохождение оптического импульса

На рис. 9 показана форма импульса накачки при различных положениях вдоль структуры с шагом 100 мкм. Входной импульс длительностью 100 фс и энергией 20 фДж имел гауссову форму. Насыщение усиления является причиной температурного сдвига максимума импульса по направлению к вращающему краю и изменяет форму импульса.

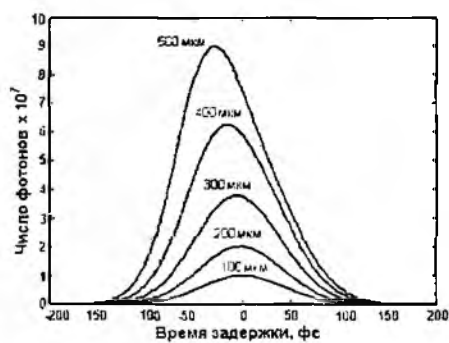


Рис. 9

благодаря инжекции носителей.

При импульсе на длине волны 1.52 мкм (рис. 10, б), число носителей в КЯ1 и КЯ2 понижается из-за вынужденного излучения. По окончании импульса число носителей возрастает из-за инжекции носителей. Уменьшение числа носителей из-за транспорта в соседние ямы отсутствует, так как время выброса для длинноволновых КЯ больше. Для КЯ3 и КЯ4 число носителей понижается в первую очередь за счет вынужденного излучения. По окончании импульса число носителей быстро возрастает за счет более быстрого переноса носителей между ямами из ям для ям с большей энергией перехода (КЯ5 и КЯ6) и затем медленно возрастает за счет инжекции носителей.

Для КЯ5 и КЯ6 после начала импульса число носителей увеличивается за счет поглощения, а по окончании импульса резко уменьшается за счет переноса носителей в средние ямы КЯ3 и КЯ4, а затем медленно возрастает за счет инжекции.

При импульсе на длине волны 1.45 мкм (рис. 10, в), число носителей в КЯ1 и КЯ2 возрастает за счет поглощения. По окончании импульса число носителей уменьшается за счет спон-

Рис. 10 показывает динамику носителей для каждого сигнала накачки. При импульсе на длине волны 1.63 мкм (рис 10, а) количество носителей в КЯ1 и КЯ2 понижается вследствие вынужденной рекомбинации. По окончании импульса число носителей увеличивается за счет компенсации из ям с большей энергией перехода и за счет инжекции. Для других КЯ число носителей возрастает в первую очередь из-за поглощения инжектированных фотонов. Затем число носителей понижается за счет транспортных процессов между ямами в КЯ1 и КЯ2, и затем снова возрастает

танной рекомбинации. Для КЯЗ и КЯ4 число носителей возрастает за счет поглощения. По окончании импульса число носителей резко уменьшается из-за переноса носителей в КЯ5 и КЯ6 и затем медленно возрастает за счет инжекции. В КЯ5 и КЯ6 во время импульса число носителей уменьшается за счет вынужденного излучения. По окончании импульса число носителей увеличивается за счет компенсации из КЯЗ и КЯ4 и инжекции носителей и затем возрастает до уровня стационарного состояния.

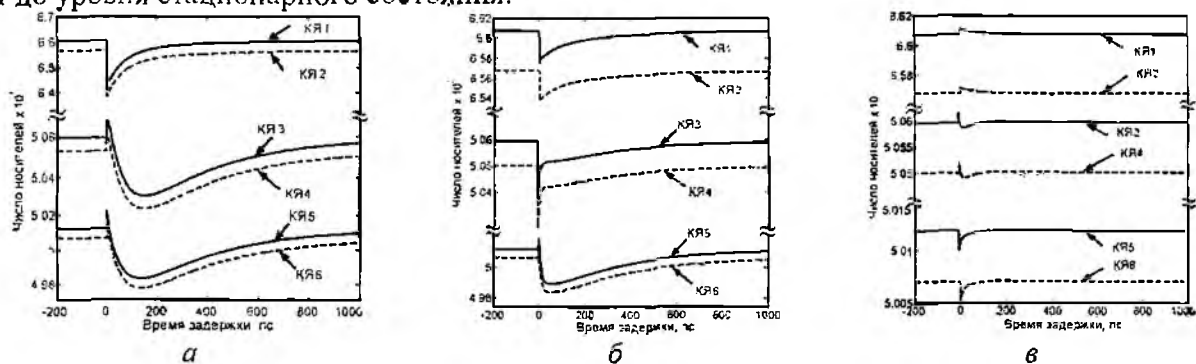


Рис. 10

Динамика температуры носителей

Динамика температуры носителей определяется несколькими процессами, такими как нагрев носителей за счет вынужденного излучения и поглощения свободными носителями и релаксация температуры до температуры решетки за счет взаимодействия с продольными оптическими фононами. На рис. 11 показана динамика температуры носителей в каждой паре КЯ для различных сигналов накачки 1.63 мкм (рис. 11, а), 1.52 мкм (рис. 11, б), и 1.45 мкм (рис. 11, в). Изменение температуры в КЯ1 и КЯ2 показано сплошными линиями, в КЯЗ и КЯ4 – пунктирными линиями, в КЯ5 и КЯ6 – штрих-пунктирными линиями. Как видно для импульсов с большими длинами волн изменение температуры больше, что связано с тем, что нагрев носителей из-за вынужденного излучения пропорционально изменению носителей во времени. Для каждого импульса накачки температура носителей имеет наибольшее значение в КЯ5 и КЯ6 и наименьшее в КЯ1 и КЯ2.

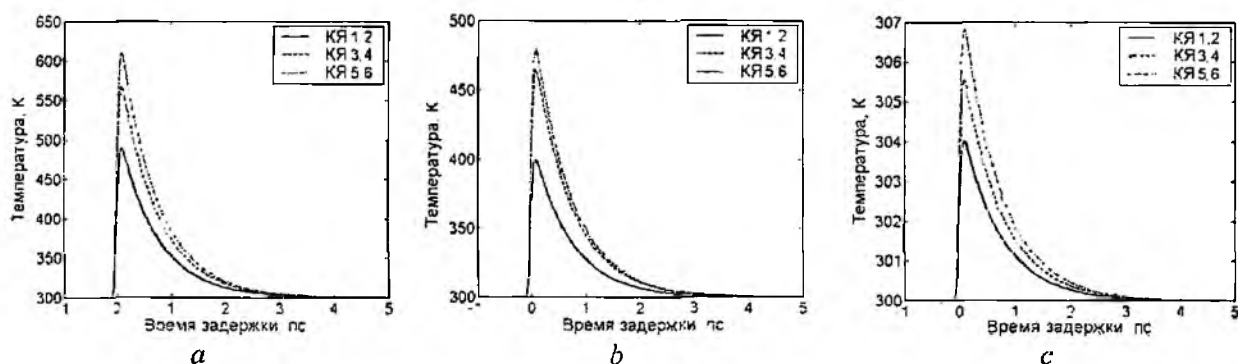


Рис. 11

Нагрев носителей за счет поглощения свободными носителями, которое зависит от энергии перехода, дает наибольший вклад в полный нагрев носителей. Большая энергия перехода в коротковолновых КЯ не препятствует увеличению поглощения свободными носителями и увеличению температуры носителей в максимуме импульса. Такое поведение не зависит от длины волны импульса накачки.

Изменение импульсом накачки условий прохождения пробного импульса

Чтобы выяснить, каким образом условия прохождения пробных импульсов (ППИ) изменяются импульсами накачки, были воспроизведены экспериментальные условия в численном

эксперименте. Чтобы выяснить, как изменяется усиление на разных длинах волн после прохождения импульса накачки, в модель был заложен один импульс накачки и три пробных импульса и повторялась процедура импульса накачки для различных длин волн. Рис. 12 отображает результаты вычислений ППИ для трех импульсов накачки на длинах волн 1.63 мкм (рис. 12, а), 1.52 мкм (рис. 12, б), и 1.45 мкм (рис. 12, в). Пробные длины волн были 1.63 мкм (сплошная линия), 1.52 мкм (пунктирная линия) и 1.45 мкм (штрих-пунктирная линия) для каждой длины волны импульса накачки. Вычисленные кривые ППИ соответствуют экспоненциальным функциям с различными временными константами.

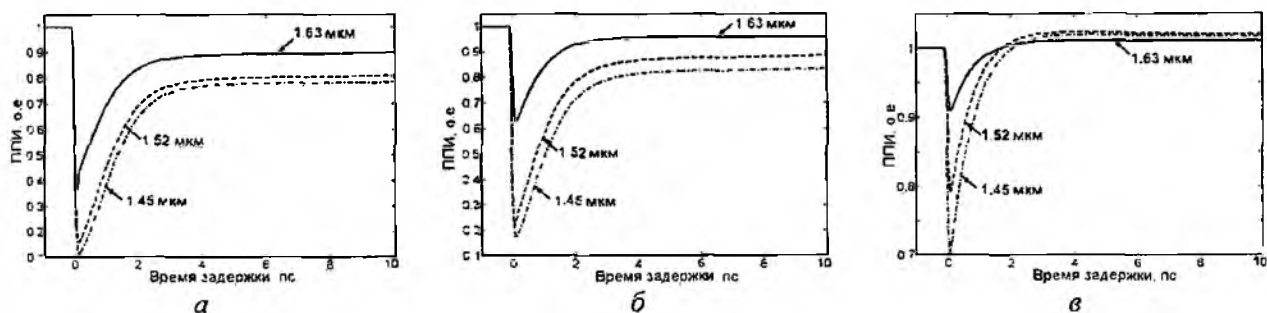


Рис. 12

Для одной и той же длины волны накачки изменение ППИ больше для более коротковолновых КЯ из-за большего изменения температуры носителей, вызванного поглощением на свободных носителях (рис. 11) и больше влияние температуры носителей на оптическое усиление. Восстановление усиления медленнее для более коротковолновых пробных импульсов из-за того, что задействуются носители, расположенные на низколежащих энергетических уровнях.

Эта тенденция одинакова для всех длин волн накачки и находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. На рис. 13 показано общее изменение усиления для АМКРС ПОУ при температуре 300 К в зависимости от температуры носителей на различных длинах волн. Изменение усиления на длине волны 1.63 мкм показано сплошной линией; на 1.52 мкм – пунктирной линией и на 1.45 мкм – штрих-пунктирной линией.

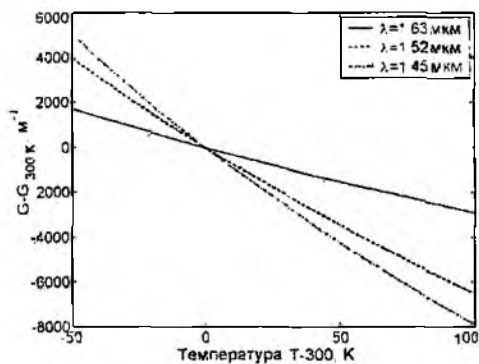


Рис. 13

Из рисунка видно, что изменение усиления больше для более коротких длин волн. Причина этой зависимости обусловлена динамической конкуренцией процессов нагрева носителей и релаксацией их энергии.

Сравнение теоретических моделей с экспериментальными данными

Для подтверждения правильности полученных результатов сравним полученные данные с экспериментально полученными характеристиками. На рис. 14, а представлены результаты сравнения спектра усиления АМКРС ПОУ, полученные экспериментальным путем (точечная линия), модели с учетом и без учета влияния концентрации носителей на эффективность захвата носителей (3) в КЯ (сплошная и пунктирная линии соответственно) для различных значений тока накачки. При малых токах накачки результаты модели с постоянной эффективностью захвата не совпадают с экспериментальными данными на всей области длин волн, тогда как при больших токах идет большее усиление на длинных волнах при уменьшении усиления на более коротких волнах. При учете насыщения эффективности захвата модель более точно описывает поведение ПОУ на всей области измеряемых длин волн в диапазоне более 160 нм.

Параметры импульса накачки и пробного импульса представлены в табл. 4.

Параметры оптических импульсов, используемых в эксперименте

Тип импульса	Энергия, фДж	Длительность, фс	Длина волны, мкм
Накачки	20	220	1.6
Пробный	2	220	1.5, 1.47

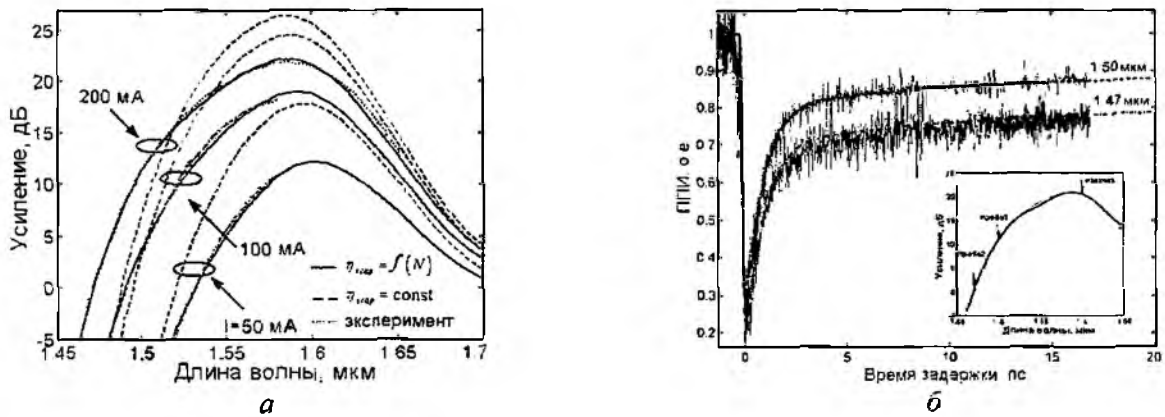


Рис. 14

На рис. 14, б показаны экспериментальные и вычисленные кривые ППИ и спектр усиления при токе накачки в 180 мА. Спектр усиления при токе накачки в 180 мА представлен во вставке рис. 14, б. Длины волн для импульса накачки и пробных импульсов показаны стрелками. Расчетное время восстановления усиления может быть получено при помощи подгонки экспоненциальных функций с соответствующим временем восстановления. Полученное время быстрого и медленного восстановления для различных длин волн пробного импульса с учетом и без учета времени туннелирования через неидентичные барьеры представлено в табл. 5. Как видно из рис. 14, б и табл. 6, без учета эффекта туннелирования через неидентичные КЯ время медленного восстановления усиления на порядок выше экспериментальных данных, что подтверждает предположение о необходимости учета этого эффекта при толщине барьера менее 10 нм.

Таблица 5

Время восстановления усиления для различных пробных импульсов при воздействии на ПОУ импульсом накачки длиной 1.6 мкм

Длина волн, мкм	Быстрое восстановление, пс			Медленное восстановление, пс		
	эксперимент	без туннел	с туннел	эксперимент	без туннел	с туннел
1.5	0.92	1.32	1.02	30	249	35
1.47	0.88	1.34	1.04	41	325	45

Совпадение теоретических и экспериментальных данных подтверждает правильное описание приведенной моделью динамических процессов, происходящих в АМКРС ПОУ, и полученных с ее помощью оценок.

Выводы

В случае исследования электронных свойств АМКРС сформулирована самосогласованная микроскопическая модель. Показано, что носители заряда в АМКРС распределены неравномерно, причем закон распределения для электронов и дырок неодинаков, что приводит к неравномерности распределения суммарного заряда; неравномерность распределения заряда приводит к искажению потенциального профиля гетероструктуры. Показано, что изменяя геометрические параметры и химический состав АМКРС, можно в широких пределах управлять рабочими характеристиками приборов на основе АМКРС.

Разработана новая интегральная модель усиления в сложных КРС, с помощью которой проведены исследования нескольких сложных КРС. Показано, что АМКРС ПОУ обладают наибольшей полосой усиления, позволяют усиливать УКИ длительностью менее 20 фс. Исследования характеристик насыщения показали, что симметричные КРС ПОУ на основе 2 КЯ обладают наибольшей мощностью насыщения за счет меньшего дифференциального усиления. Сравнение структур с одинаковым количеством КЯ показало, что мощность насыщения в АМКРС ПОУ выше, чем в обычных КРС ПОУ. Показано, что для сигналов с большими длинами волн мощность насыщения больше за счет компенсации носителей, рекомбинирующих в длинноволновых КЯ, носителями из коротковолновых КЯ.

Сформулирована комплексная модель лазерной системы обработки сверхкоротких импульсов, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах материалов и различных длинах волн входной мощности. Найдено, что изменение концентрации носителей в каждой КЯ сильно зависит от длины волны падающего оптического импульса и транспортные эффекты играют важную роль в восстановлении усиления после сверхбыстрого оптического возмущения. Показано, что населенность длинноволновых КЯ может компенсироваться за счет носителей в коротковолновых КЯ. Исследование динамики температуры носителей показало, что пик увеличения температуры носителей имеет большую величину для больших длин волн. Однако в случае одинаковых импульсов накачки пик увеличения температуры носителей больше для коротковолновых КЯ за счет более интенсивных процессов поглощения на свободных носителях. Показано, что изменение усиления для сигналов пробы и накачки с одинаковыми длинами волн определяется конкуренцией процессов динамического изменения температуры носителей и ее влияния на оптическое усиление. В случае разных длин волн накачки и пробы насыщение достигает большей величины на коротких волнах. В том же диапазоне имеет место более медленное восстановление усиления.

Список литературы: 1. *Chuang S. L.* Physics of optoelectronic devices // Wiley & Sons, Inc., New York, 1995. 2. *Agrawal G. P., Dutta N. K.* Semiconductor lasers: Second Edition // Kluwer Academic Publishers, 1993. 3. *Piprek J.* Semiconductor optoelectronics devices. Introduction to physics and simulation // Academic Press, Amsterdam, 2003. P. 279. 4. *Sze S. M.*, Physics of semiconductor devices, 2nd edition // John Wiley & Sons, 1981. 5. *Seki S., Yokoyama K.* Electrostatic deformation in band profiles of InP-based strained-layer quantum-well lasers // J. Appl. Phys. Vol. 77. 1995. P. 5180-5184. 6. *Safonov I. M., Shulika A. V., Sukhoivanov I. A.* Model for self-consistent analysis of arbitrary MQW structures // Proc. SPIE Phys. Applicat. Optoelectron. Devices. Vol. 5594 2004. P. 33-44. 7. *Lysak V. V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A.* Gain Spectra and Saturation Power of Asymmetrical Multiple Quantum Well Semiconductor Optical Amplifiers // IEE Proc. Optoelectronics. Vol. 152, № 2. 2005. P. 131-139. 8. *Lysak V. V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A., Katayama T., Shulika A. V.* Ultrafast gain dynamics in asymmetrical multiple quantum well SOAs // IEEE J. Quantum Electron. Vol. 41. № 6. 2005. P. 797-807.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 04.12.2006