

# Влияние отражений волны оптической накачки на возбуждение активной области двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

© М.Ю. Морозов, Ю.А. Морозов<sup>¶</sup>, В.В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия

(Получена 21 февраля 2008 г. Принята к печати 30 мая 2008 г.)

Выполнен численный анализ влияния отражений волны оптической накачки на скорость генерации носителей и равномерность заселенности носителями квантовых ям двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором. Для анализа была применена математическая модель активной области лазера, допускающая наличие любого количества квантовых ям и справедливая при произвольном профиле скорости оптической генерации носителей. Показано, что при оптимальном расположении блокинг-слоев в активной области двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором может быть достигнута высокая однородность заселенности квантовых ям. Установлено, что отражения волны накачки существенно влияют на локальное значение скорости генерации носителей и, следовательно, на распределение возбужденных носителей в структуре лазера.

PACS: 42.55.Px, 42.60.Fc, 85.35.-p

## 1. Введение

В настоящее время лазеры с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) являются объектом интенсивных исследований. В условиях оптической накачки и реализации отвода тепла от активной области эти лазеры обеспечивают высокое качество излучения с мощностью до десятков ватт [1]. Кроме того, конструкция ЛВВР допускает размещение внутри резонатора нелинейного кристалла для нелинейно-оптического преобразования частоты. Известно, что вследствие резонансного возрастания мощности основной волны внутрирезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие гораздо более эффективно по сравнению с преобразованием во внешнем нелинейном кристалле [2]. Однако до недавнего времени исследовалась в основном внутрирезонаторная генерация второй гармоники в ЛВВР [3,4]. После первой реализации [5] и развития подхода [6] по созданию двухчастотного ЛВВР появилась возможность для эффективной внутрирезонаторной генерации комбинационных частот [7] и, в том числе, что особенно важно, для формирования излучения разностной частоты в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах [8]. Эти участки спектра все еще недостаточно освоены в плане создания эффективных полупроводниковых источников когерентного излучения. По существу лишь квантово-каскадные лазеры доказали свою работоспособность в указанных диапазонах. Однако непрерывный режим при комнатной температуре в таких лазерах реализуется только для длин волн, не превышающих 10 мкм [9]. В этой связи подробное изучение характеристик лазера, формирующего в общем резонаторе 2 коаксиальных пучка излучения на двух

частотах [5,6], представляет большой интерес в первую очередь с точки зрения нелинейно-оптических приложений.

Следует отметить, что проблема создания двухцветного полупроводникового ЛВВР с интервалом разделения длин волн генерации  $\Delta\lambda = \lambda_L - \lambda_S$  порядка десятков нанометров достаточно сложна главным образом вследствие следующих причин. Во-первых, поскольку в активной области лазера должны присутствовать по крайней мере 2 набора неидентичных квантовых ям: мелких для усиления коротковолнового излучения ( $\lambda_S$ ) и более глубоких — для длинноволнового ( $\lambda_L$ ), необходимо принять меры по предотвращению поглощения коротковолнового излучения в „длинноволновых“ ямах. Во-вторых, если предоставить возможность квантовым ямам разной глубины собирать оптически возбужденные носители из одного резервуара, то почти все носители окажутся захваченными в более глубокие ямы. Это происходит вследствие меньшего времени захвата и большего времени выброса носителей, характерных для этих ям. Решить проблему преимущественного заселения глубоких квантовых ям можно, сделав независимой накачку ям разной глубины.

В работе [5] для предотвращения взаимодействия оптических полей вследствие поглощения излучения с длиной волны  $\lambda_S$  в глубоких квантовых ямах было предложено располагать последние в узлах электрического поля этого излучения. Эта же проблема в лазере, представленном в [6], была решена иначе: 2 активные области, состоящие из ям различной глубины, были отделены друг от друга оптическим фильтром, отражающим коротковолновое и пропускающим длинноволновое излучение. Для независимого оптического возбуждения мелких и глубоких квантовых ям в обеих работах [5,6] были использованы так называемые блокинг-слои —

<sup>¶</sup> E-mail: yuri.mor@rambler.ru

слои широкозонного материала, прозрачного для лазерного и накачивающего излучений, но непроницаемого для транспорта носителей.

В данной работе выполнено численное моделирование оптического возбуждения активных областей двухчастотного ЛВВР [6]. Оптический фильтр, изготовленный в виде брэгговского зеркала, разделяющего активные области, отражает значительную часть падающей волны накачки. Вследствие этого скорость оптической генерации носителей в слоях поглощения заметно отличается от той, которая следует из закона Ламберта–Бера. Заметим, что обычно при анализе когерентной оптической накачки принимается во внимание лишь падающая волна, экспоненциально затухающая в материале структуры [10–12].

## 2. Математическая модель активной области лазера с вертикальным внешним резонатором

Математическая модель активной области сформулирована в общем виде и предполагает наличие произвольного количества квантовых ям (КЯ), размещенных в  $N$  секциях, разделенных блокинг-слоями (рис. 1). Как уже отмечалось выше, блокинг-слои предполагаются непроницаемыми для транспорта носителей. Внутри  $i$ -й секции располагается  $m_i$  квантовых ям одного сорта. Квантовые ямы в различных секциях могут иметь различный состав. Волна накачки падает на структуру с левой стороны и поглощается барьерными слоями, разделяющими КЯ. Рассматриваемая модель допускает наличие отраженной волны накачки, которая интерфе-

рирует с падающей волной. Такие отражения, условно показанные на рис. 1 жирными встречными стрелками, всегда возникают в реальных устройствах вследствие неполного поглощения волны накачки за один проход в структуре слоев с различными показателями преломления.

В отсутствие постоянного электрического смещения и при условии зарядовой нейтральности концентрация носителей  $n$  в барьерных (поглощающих) слоях лазерной структуры подчиняется следующему соотношению [10,12]:

$$D_a \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{\tau} + G = 0. \quad (1)$$

Здесь  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\tau$  — время жизни носителей в барьерах. Локальная скорость генерации носителей в результате поглощения излучения накачки определяется как

$$G = -\frac{dS}{dx} \frac{\lambda_p}{hc}, \quad (2)$$

где  $S(x)$  — плотность мощности излучения накачки,  $\lambda_p$  — длина волны накачки,  $h$  — постоянная Планка и  $c$  — скорость света. При экспоненциальном затухании мощности накачки (выполнении закона Ламберта–Бера) величина  $S(x)$  может быть представлена в виде

$$S(x) = \frac{P_{in}}{\pi r^2} e^{-ax}, \quad (3)$$

где  $P_{in}$  — мощность излучения накачки на входе в поглощающий слой,  $r$  — радиус пучка и  $a$  — коэффициент поглощения. В общем случае плотность мощности излучения может отличаться от выражения (3) и должна быть найдена как результат решения волнового уравнения в лазерной структуре. Пример такого решения будет приведен в последующем изложении.

Уравнение (1) допускает точное решение для функции  $G$  произвольного вида:

$$n(X) = C_1 \operatorname{sh} X + C_2 \operatorname{ch} X + \int_0^X F(\xi) \operatorname{sh}(X - \xi) d\xi, \quad (4)$$

где  $X = x/L_a$ ,  $F(X) = -\tau G(L_a X)$ ,  $C_{1,2}$  — константы, зависящие от граничных условий,  $L_a = \sqrt{D_a \tau}$  — диффузионная длина. Выражение (4) справедливо для любой точки в барьерном слое, т.е. в однородном слое поглощения между двумя квантовыми ямами или между квантовой ямой и блокинг-слоем. Поскольку существует конечный поток носителей в квантовую яму из соседних барьерных слоев, все константы  $C_{1,2}^j$  взаимозависимы в пределах каждой секции (здесь  $j$  — номер барьерного слоя внутри секции). По предположению, транспорт носителей через блокинг-слои отсутствует, поэтому накачка отдельных секций происходит независимо. Для определения взаимосвязи констант, примыкающих к  $j$ -й КЯ, мы использовали уравнения баланса носителей

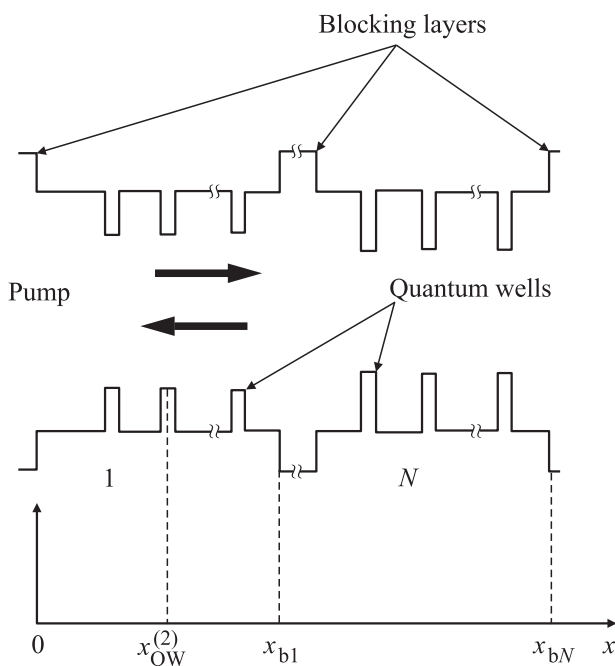


Рис. 1. Энергетическая диаграмма модели активной области.

на уровнях размерного квантования и принадлежащих континууму в барьерных слоях на границах ямы:

$$\begin{pmatrix} C_1^{(j+1)} \\ C_2^{(j+1)} \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} C_1^{(j)} \\ C_2^{(j)} \end{pmatrix} + \xi \int_0^{X_{QW}^{(j)}} F(\xi) \text{sh}(X_{QW}^{(j)} - \xi) d\xi \begin{pmatrix} \text{ch} X_{QW}^{(j)} \\ -\text{sh} X_{QW}^{(j)} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Более подробный вывод последнего выражения, справедливый для конкретного вида функции  $G$ , а именно, для скорости генерации носителей, определяемой законом Ламберта–Бера, вместе со списком введенных обозначений можно найти в работе [13].

Таким образом, решение задачи по нахождению распределения плотности носителей в барьерных слоях и квантовых ямах сводится к определению значений  $C_{1,2}^{(1)}$ . Вследствие отсутствия потока носителей через блокинг-слой с координатой  $X = 0$  получим:

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_0 = C_1^{(1)} = 0. \quad (6)$$

Для того чтобы определить величину  $C_2^{(1)}$ , нужно отыскать такое ее значение, которое вместе с известным значением  $C_1^{(1)}$  обеспечит выполнение условия непроницаемости блокинг-слоя в точке с координатой  $X_{b1}$  (см. рис. 1):

$$\begin{aligned} \left. \frac{dn}{dX} \right|_{X_{b1}} &= C_1^{(m_1+1)} \text{ch} X_{b1} + C_2^{(m_1+1)} \text{sh} X_{b1} \\ &+ \int_0^{X_{b1}} F(\xi) \text{ch}(X_{b1} - \xi) d\xi = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Очевидно, что аналогичные вычисления могут быть выполнены для других секций при соответствующем переносе начала координат в точку расположения блокинг-слоя, ограничивающего данную секцию слева.

### 3. Анализ оптической накачки двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

Рассмотрим применение общей модели к анализу когерентной оптической накачки двухчастотного ЛВВР с оптическим фильтром [6]. На рис. 2 показаны профиль показателя преломления слоев, составляющих структуру лазерного чипа, и распределение амплитуды электрического поля на обеих длинах волн  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$ . Структура содержит 2 активные области ( $AR_{S,L}$ ) для обеспечения генерации на двух длинах волн, разнесенных

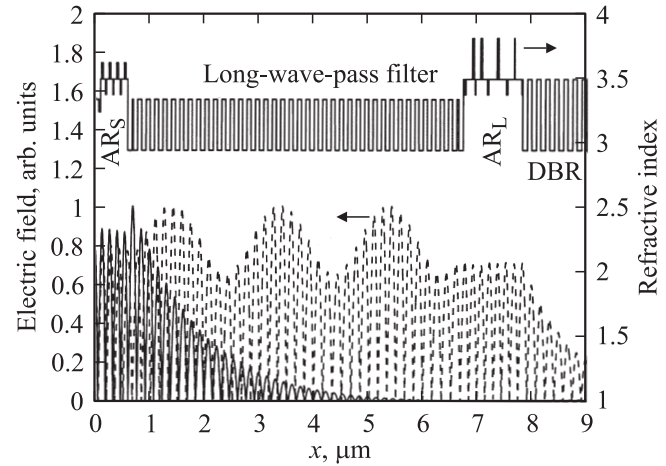


Рис. 2. Вверху: профиль показателя преломления. Внизу: амплитуда электрического поля с длиной волны  $\lambda_S$  (сплошная линия) и  $\lambda_L$  (штриховая).

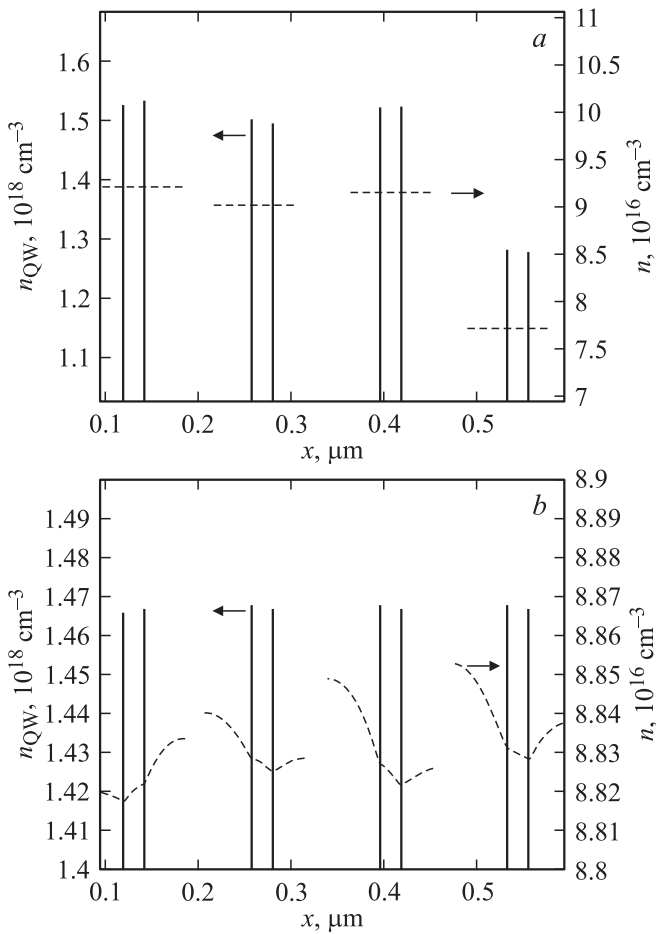
приблизительно на 80 нм (длина волны коротковолнового излучения равна  $\lambda_S \approx 966$  нм, длинноволнового —  $\lambda_L \approx 1047$  нм). В соответствии с общей схемой, представленной на рис. 1, обе активные области („коротковолновая“  $AR_S$  и „длинноволновая“  $AR_L$ ) содержат по 4 секции. В каждой секции  $AR_S$  располагается по 2 квантовых ямы  $In_{0.14}Ga_{0.86}As$  ( $QW_S$ ), разделенных барьерами GaAs. В активной области  $AR_L$  помещено 6 квантовых ям  $In_{0.25}Ga_{0.75}As$  ( $QW_L$ ) попарно в трех секциях и одна дополнительная яма в четвертой секции. Секции активных областей отделены друг от друга широкозонными блокинг-слоями  $GaAs_{0.7}P_{0.3}$ , одновременно играющими роль компенсаторов деформации сжатия, возникающей при росте КЯ. Коротковолновая область  $AR_S$  выращена вблизи поверхности структуры, а длинноволновая  $AR_L$  — в глубине. Активные области лазера отделены друг от друга оптическим фильтром (long-wave-pass filter), изготовленным из чередующихся четвертьволновых слоев AlAs и  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . Параметры фильтра выбраны таким образом, чтобы коротковолновое излучение отражалось, а длинноволновое — беспрепятственно проходило через его структуру. Брэгговский отражатель (DBR), выращенный поверх подложки (на рисунке не показана), имеет максимальное значение коэффициента отражения на длине волны  $\lambda_L$ . Положение всех квантовых ям приблизительно совпадает с пучностями электрического поля оптического излучения на соответствующей длине волны.

Анализ показывает, что при заданных параметрах квантовых ям величина упругих напряжений, возникающих при росте структуры, превышает критическое значение. Поэтому в состав активных областей должны быть введены слои, компенсирующие возникающие напряжения. В данном случае, как уже было отмечено, эту роль играют слои  $GaAs_{0.7}P_{0.3}$ . Оптимизируя положение блокинг-слоев внутри активных областей,

можно добиться выравнивания заселенности квантовых ям носителями. На рис. 3 показано распределение концентрации носителей заряда в барьерах и квантовых ямах области  $AR_S$ . Рис. 3, *a* соответствует расположению блокинг-слоев на равном расстоянии от квантовых ям, принадлежащих соседним секциям, а рис. 3, *b* — оптимальному размещению этих слоев. Расчеты проведены при значениях параметров лазера и накачки, приведенных в таблице.

Независимость накачки отдельных секций, включающих двоянные КЯ, проявляется, в том числе, в разрывах графика барьерной плотности носителей при значениях продольной координаты, соответствующей местам расположения блокинг-слоев (рис. 3, *a, b*).

Из сравнения графиков на рис. 3, *a* и *b* и результатов расчетов следует, что при правильном расположении блокинг-слоев значение неоднородности накачки ям может быть снижено приблизительно с 8% до величины менее 0.1%. Фактор неоднородности заселенности КЯ был определен как  $\chi = \sigma/a_n$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение плотности зарядов в КЯ от их среднего зна-



**Рис. 3.** Распределение концентрации носителей в квантовых ямах (сплошные линии) и барьерах (штриховые) коротковолновой активной области  $AR_S$  при неоптимальном (*a*) и оптимальном (*b*) положении блокинг-слоев.

Параметры лазера и накачки

Параметр	Значение	Ед. изм.	
$QW_S$	$\tau_c$	0.3	пс
	$\tau_e$	5	пс
$QW_L$	$\tau_c$	0.15	пс
	$\tau_e$	20	пс
$t_{QW}$	7	нм	
$\tau_r$	2	нс	
$\tau$	5	нс	
$D_a$	10	$\text{см}^2/\text{с}$	
$\alpha$	13200	$\text{см}^{-1}$	
$P_{in}$	0.2	Вт	
$\lambda_p$	808	нм	
$r$	50	мкм	
$\lambda_S$	966	нм	
$\lambda_L$	1047	нм	

*Примечание.*  $\tau_c$  и  $\tau_e$  — времена захвата и выброса носителей из квантовой ямы (КЯ);  $t_{QW}$  — толщина КЯ;  $\tau$  и  $\tau_r$  — времена жизни носителей в барьерах и КЯ;  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $\alpha$ ,  $P_{in}$ ,  $\lambda_p$  и  $r$  — коэффициент поглощения, мощность на входе, длина волны и радиус пятна излучения накачки;  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$  — длина волны излучения из  $QW_S$  и  $QW_L$ .

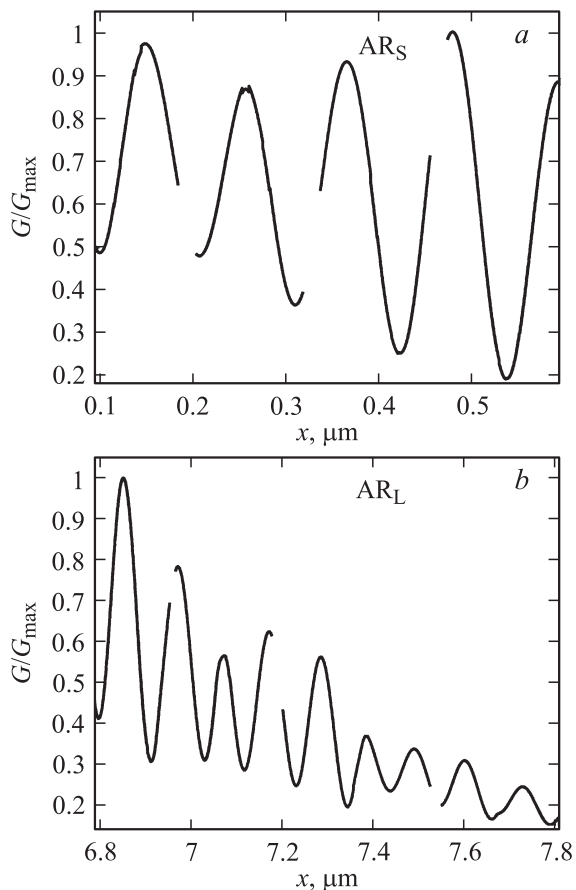
чения  $a_n$ . Приведенные результаты получены для пучка накачки с  $s$ -поляризацией, падающего на структуру под углом  $35^\circ$ .

Графики профиля скорости генерации носителей в активных областях  $AR_{S,L}$  при оптимальном расположении блокинг-слоев показаны на рис. 4. Величина  $G$ , рассчитанная в соответствии с соотношением (2), нормирована на максимальное значение  $G_{max}$ , достигаемое внутри каждой области. В линейном режиме поглощения (т.е. при ненасыщенной накачке) плотность мощности  $S = 0.5\text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$  может быть найдена как результат решения волнового уравнения для излучения накачки в лазерной структуре. Здесь  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  — комплексные амплитуды электрического и магнитного полей накачки. Волновое уравнение решалось в геометро-оптическом приближении с использованием метода матриц передачи. На рис. 4 показано, что скорость генерации носителей сильно отличается от простой зависимости

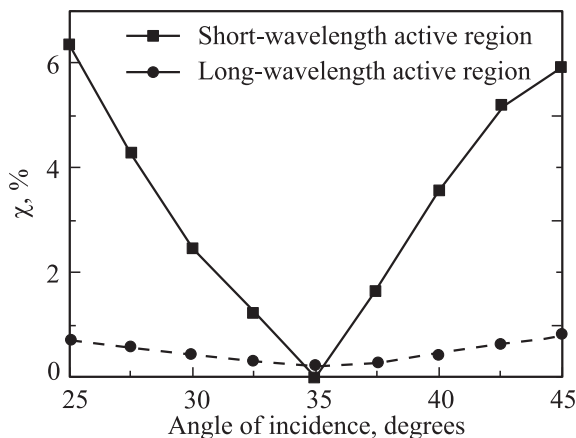
$$G(x) = \frac{P_{in}}{\pi r^2} \frac{\alpha \lambda_p}{hc} e^{-\alpha x},$$

которая справедлива при наличии только падающей волны накачки. Отражения волны накачки проявляются в виде пульсаций скорости генерации носителей, наложенных на экспоненциальное затухание, причем амплитуда пульсаций вполне сопоставима (особенно в коротковолновой активной области) со средним уровнем величины  $G$ .

Результаты вычисления зависимости фактора неоднородности концентрации носителей в квантовых ямах  $\chi$  от угла падения пучка накачки показаны на рис. 5. По мере отклонения угла падения от оптимального значения величина  $\chi$  быстро возрастает. В первую очередь это



**Рис. 4.** Скорость генерации носителей  $G$  в активных областях лазера  $AR_S$  (a) и  $AR_L$  (b), нормированная на максимальное значение  $G_{max}$ .



**Рис. 5.** Зависимость неоднородности заселенности квантовых ям двухчастотного ЛВВР от угла падения пучка накачки.

касается заселенности КЯ коротковолновой активной области. На наш взгляд, это является еще одной яркой демонстрацией роли отражения волны накачки в возбуждении рассматриваемого лазера. Как и ранее, расчеты были выполнены для  $s$ -поляризации пучка накачиваю-

щего излучения. Для пучка накачки с  $p$ -поляризацией получаются качественно подобные результаты, которые здесь не приводятся.

#### 4. Заключение

Построена математическая модель активной области ЛВВР, допускающая наличие произвольного количества неидентичных квантовых ям. Квантовые ямы размещаются в секциях, отделенных друг от друга широкозонными слоями, блокирующими транспорт носителей, но прозрачными для лазерного и накачивающего оптических излучений. Эти же слои могут одновременно выполнять роль компенсаторов механических напряжений, возникающих при росте структуры. В модели предполагается, что локальная скорость оптической генерации носителей может быть произвольной функцией от продольной координаты резонатора.

Проведен анализ оптического возбуждения активных областей двухчастотного ЛВВР [6]. Показано, что при оптимальном расположении блокинг-слоев неравномерность заселенности КЯ в активных областях может быть сделана пренебрежимо малой.

Продемонстрирована важная роль отражений волны накачки в возбуждении активных областей рассматриваемого лазера. Эти отражения необходимо учитывать при моделировании как двухчастотных ЛВВР, подобных исследованным в [5,6], так и обычных одночастотных лазеров с вертикальным резонатором и оптической накачкой.

#### Список литературы

- [1] A.C. Tropper, H.D. Foreman, A. Carnache, K.G. Wilcox, S.H. Hoogland. *J. Phys. D*, **37**, R75 (2004).
- [2] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. *Прикладная нелинейная оптика* (М., Физматлит, 2004).
- [3] G.B. Kim, J.-Y. Kim, J. Lee, J. Yoo, K.-S. Kim, S.-M. Lee, S. Cho, S.-J. Lim, T. Kim, Y. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 181 106 (2006).
- [4] L. Fan, T.-C. Hsu, M. Fallahi, J.T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, J. Hader, A.R. Zakharian, J.V. Moloney, S.W. Koch, W. Stolz. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 251 117 (2006).
- [5] T. Leinonen, Yu.A. Morozov, A. Härkönen, M. Pessa. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **17**, 2508 (2005).
- [6] T. Leinonen, S. Ranta, A. Laakso, Yu. Morozov, M. Saarinen, M. Pessa. *Opt. Express*, **15**, 13 451 (2007).
- [7] A. Härkönen, J. Rautiainen, T. Leinonen, Yu.A. Morozov, L. Orsila, M. Guina, M. Pessa, O.G. Okhotnikov. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **19**, 1550 (2007).
- [8] Yu. Morozov, T. Leinonen, M. Pessa, V. Popov, M. Morozov. *Proc. 15th Int. Sump. Nanostructures: Physics and Technology* (Novosibirsk, Russia, 2007) p. 48.
- [9] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, H. Melchior. *Science*, **295**, 301 (2002).
- [10] J. Geske, K.-G. Gan, Y. Okuno, J. Piprek, J. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **40**, 1155 (2004).

- [11] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sparague, A. Mooradian. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **5**, 561 (1999).
- [12] Yu.A. Morozov, T. Leinonen, A. Härkönen, M. Pessa. IEEE J. Quant. Electron., **42**, 1055 (2006).
- [13] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, Т. Leinonen, М.Ю. Морозов. ФТП, **42** 473 (2008).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Influence of pump wave reflections on excitation of dual-wavelength vertical external-cavity surface-emitting laser**

*M.Yu. Morozov, Yu.A. Morozov, V.V. Popov*

Kotelnikov Institute of Radioengineering & Electronics of Russian Academy of Sciences (Saratov Branch), 410019 Saratov, Russia

**Abstract** The numerical analysis of an influence of pump reflections on the carrier generation rate and the uniformity of carrier population in the quantum wells (QWs) of the vertical-cavity surface-emitting laser is presented. We have applied the approach allowing to study the carrier distribution over the absorbing and the quantum well layers of quite general structure and for an arbitrary function of the local carrier generation rate. We have shown that an optimal location of the carrier transport blocking layers can provide the QW carrier population of very high uniformity. The pump reflections are demonstrated to be of great importance regarding the carrier distribution in such the device.