

Параметрическая оптимизация брэгговских отражателей лазера с вертикальным резонатором и нелинейным преобразованием частоты

© Ю.А. Морозов[¶], И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин[†], М.Ю. Морозов*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
410019 Саратов, Россия

[†] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Н.Новгород, Россия

* Саратовский государственный университет,
410026 Саратов, Россия

(Получена 29 августа 2005 г. Принята к печати 31 августа 2005 г.)

Проведена параметрическая оптимизация структуры брэгговских зеркал лазера с вертикальным резонатором, в котором для генерации излучения среднего инфракрасного диапазона используется трехволновое нелинейное смещение. Показано, что полоса отражения брэгговских зеркал может быть существенно увеличена по сравнению с обычными четвертьволновыми отражателями, изготовленными из той же пары материалов. При этом открывается принципиальная возможность создания лазера с нелинейным преобразованием частоты на решеточной нелинейности в системе GaAs/AlGaAs, излучающего в диапазоне < 10 мкм. Выполнен численный анализ выходных характеристик такого лазера с длиной волны излучения порядка 9.7 мкм.

PACS: 42.55.Sa, 85.60.Jb, 42.72.Ai

1. Введение

Освоение средне- и дальневолнового инфракрасных (ИК) диапазонов происходит в настоящее время главным образом с помощью квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [1]. Однако широкое использование ККЛ существенно сдерживается трудностями при их изготовлении и, как следствие, высокой стоимостью.

В последние годы были предложены способы создания источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах, в основу которых положен иной принцип генерации. А именно, нелинейное преобразование частоты с генерацией разностной гармоники вследствие решеточного [2–4] или электронного механизма нелинейности в квантовых ямах [5], созданных на основе соединений $A^{III}B^V$. При этом нелинейная поляризация среды на частотах, соответствующих среднему или дальнему ИК диапазонам, формируется в результате нелинейного взаимодействия компонент двухчастотного излучения в ближнем ИК диапазоне. В лазере с вертикальным резонатором (ЛВР) одновременная генерация колебаний на двух частотах (или, в общем случае, в двух частотных полосах) реализуется вследствие возбуждения общим током накачки двух активных областей, усиливающих в ближнем ИК диапазоне. При этом подразумевается, что обе эти частоты находятся в пределах полосы отражения брэгговских зеркал (БЗ), образующих лазерный резонатор. Известно, что ширина этой полосы определяется величиной контраста показателя преломления слоев БЗ и не превышает приблизительно 8 процентов для контраста 3.5/3.0, характерного для наиболее популярной

пары GaAs/AlAs, используемой для изготовления зеркал методами эпитаксиального выращивания.

Таким образом, оказывается, что при использовании в составе ЛВР [3,4] обычных БЗ, изготовленных из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs, длина волны разностной гармоники $\lambda_r = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ не может быть меньше, чем приблизительно 12 мкм, при условии, что значения длины волны $\lambda_{1,2}$ колебаний, формирующих нелинейную поляризацию, составляют около 1 мкм. В то же время известно, что линии поглощения многих органических веществ находятся в диапазоне длин волн 5–10 мкм. Поэтому, имея в виду возможность применения рассматриваемого лазера в составе спектроскопических устройств или датчиков, представляется интересным изучить возможность продвижения в указанный диапазон длин волн.

В данной работе выполнен анализ возможности оптимизировать параметры БЗ таким образом, чтобы обеспечить максимальное значение коэффициента отражения на двух заданных длинах волн, разделенных интервалом, превышающим 10 процентов. Использование таких БЗ в составе ЛВР с нелинейным преобразованием частоты [4] позволило бы расширить диапазон излучения в более коротковолновый диапазон (< 10 мкм).

2. Параметрический синтез брэгговского отражателя с оптимальными свойствами

Решение сформулированной выше задачи было выполнено в результате параметрической оптимизации структуры брэгговского отражателя, состоящего из чередую-

[¶] E-mail: mor@ire.san.ru

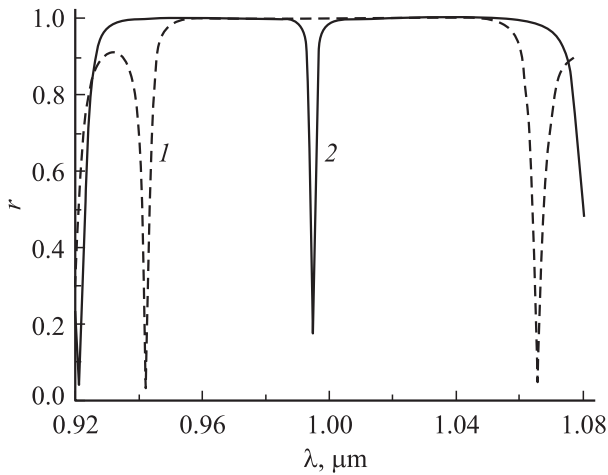


Рис. 1. Частотная характеристика обычного четвертьволнового (1) и оптимизированного брэгговского отражателя (2). Начальное приближение $\delta = 0.001$ мкм.

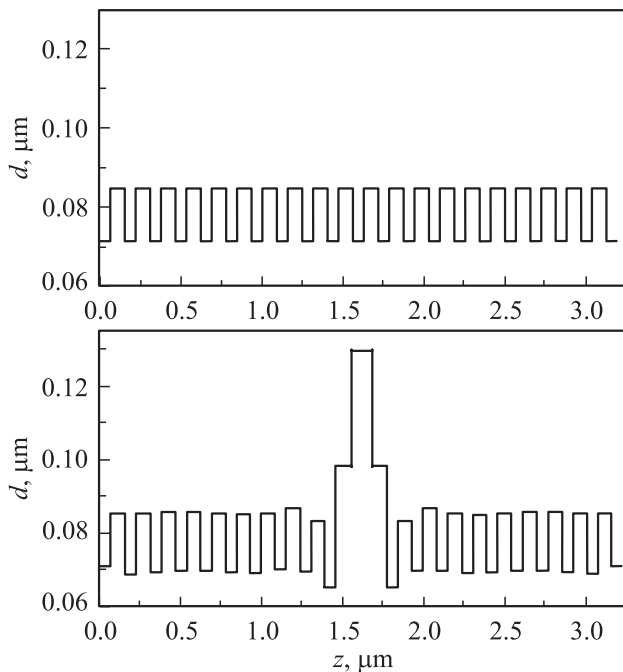


Рис. 2. Толщина слоев обычного (вверху) и оптимизированного (внизу) брэгговского зеркала для $\delta = 0.001$ мкм.

щихся слоев GaAs/AlAs. В качестве целевой функции Y была выбрана норма вектора с компонентами, равными модулю коэффициента отражения $r_{1,2}$ БЗ на двух заданных длинах волн $\lambda_{1,2}$, т.е. $Y = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$. Максимальная величина целевой функции отыскивалась методом покоординатного подъема на множестве значений вектора варьируемых параметров $L(d_i)$, компонентами которого были толщины слоев зеркала. Структура БЗ предполагалась симметричной относительно геометрического центра, т.е. $d_i = d_{N+1-i}$ (где N — количество слоев зеркала).

На рис. 1 показана зависимость коэффициента отражения БЗ от длины волны, рассчитанная для обычного зеркала, составленного из четвертьволновых слоев GaAs и AlAs (1) и оптимизированного отражателя (2), толщина слоев которого варьировалась для обеспечения максимума функции Y . Расчеты проведены для зеркала, включающего 20.5 периодов и значений $\lambda_1 = 0.93$ мкм и $\lambda_2 = 1.07$ мкм. Из графиков следует, что параметрическая оптимизация позволяет существенно увеличить коэффициент отражения БЗ вдали от центра полосы. Достигается это за счет ухудшения отражательных свойств вблизи середины полосы отражения. Следующий рис. 2 приведен для сравнения геометрических размеров (толщин слоев) оптимизированного и не оптимизированного вариантов БЗ с частотными характеристиками, показанными на рис. 1. Видно, что в физическом отношении оптимизация сводится к введению в структуру одного или нескольких дефектных слоев с

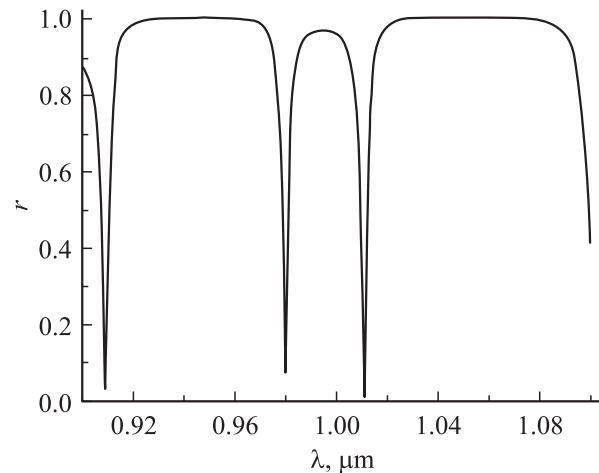


Рис. 3. Частотная характеристика брэгговского отражателя для $\delta = -0.001$ мкм.

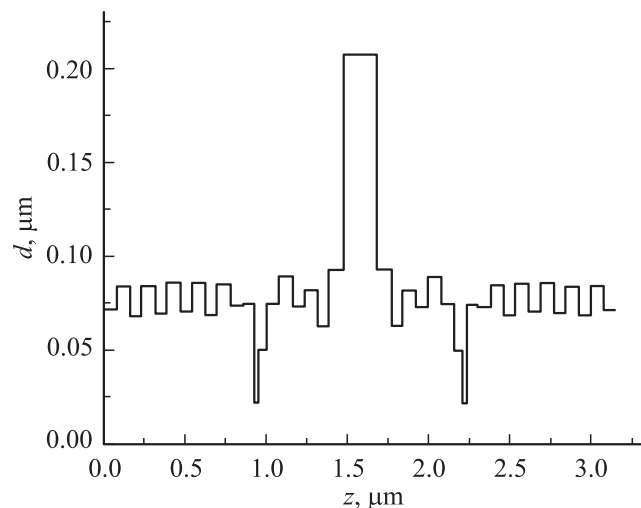


Рис. 4. Геометрические размеры оптимизированного брэгговского зеркала для начального приближения $\delta = -0.001$ мкм.

размерами, значительно отличающимися от исходных, и некоторой корректировке толщины остальных слоев. Заметим, что решение задачи параметрического синтеза не является единственным и зависит от начального приближения. Так, результаты, которые приведены на рис. 1 и 2, соответствуют начальному приближению, при котором к значению толщины слоев в каждом периоде обычного БЗ добавлена малая величина $\delta = 0.001$ мкм, т.е. $d_{1,2}^0 = d_{1,2}^{00} + \delta$. (Здесь $d_{1,2}^{00} = \lambda_m / 4n_{1,2}(\lambda_m)$ — толщина слоев на периоде обычного БЗ; $\lambda_m = 1$ мкм — средняя длина волны в полосе отражения). Частотная характеристика и распределение толщины слоев БЗ для $\delta = -0.001$ мкм и тех же значений $\lambda_{1,2}$ показаны на рис. 3 и 4 соответственно. Видно, что, стартуя от иного начального приближения, максимальное значение целевой функции достигается при другом значении вектора L , т.е. при другой геометрии БЗ. Разумеется, это проявляется и в виде частотной характеристики. На рис. 3 наблюдается два провала в коэффициенте отражения зеркала в центральной части полосы отражения вместо одного на рис. 1. Кроме того, сравнивая рис. 1 и 3, можно сделать заключение, что значения коэффициента отражения на выбранных длинах волн $\lambda_{1,2}$ возрастают при выборе в качестве начального приближения величины $d_{1,2}^0 = d_{1,2}^{00} - 0.001$ мкм. Действительно, как показывают расчеты, $r_1 = 0.971$, $r_2 = 0.965$ для $\delta = 0.001$ и $r_1 = 0.996$, $r_2 = 0.995$ для значения $\delta = -0.001$ мкм.

3. Применение оптимизированных отражателей в составе лазера с преобразованием частоты в средний ИК диапазон

В качестве примера применения БЗ с параметрами, полученными в результате параметрической оптимизации, рассмотрим ЛВР, в котором реализуется нелинейное преобразование частоты [4]. На рис. 5 схематически показано устройство лазера. Два квантово-размерных активных слоя на основе системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, обеспечивающие генерацию на длинах волн $\lambda_{1,2}$ из ближнего ИК диапазона (~ 1 мкм), разделены слоем GaAs. Во избежание взаимного влияния оптических полей, усиливаемых в каждой из активных областей, толщина этого слоя составляет приблизительно четверть среднего значения $\lambda_m = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ (с учетом показателя преломления). Слои спейсера ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) одновременно являются и слоями нелинейного преобразования частоты вследствие трехволнового смещения. Колебаниям на разностной частоте соответствует длина волны λ_r . Оптимизированные брэгговские отражатели, выполненные из нелегированных слоев GaAs/AlAs, ограничивают лазерный резонатор для колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$. В данной работе мы полагаем, что верхнее и нижнее БЗ являются одинаковыми и составлены из 35.5 периодов. Анализ, проведенный в [4], показывает, что для повышения эффективности преобразования частоты резонанс-

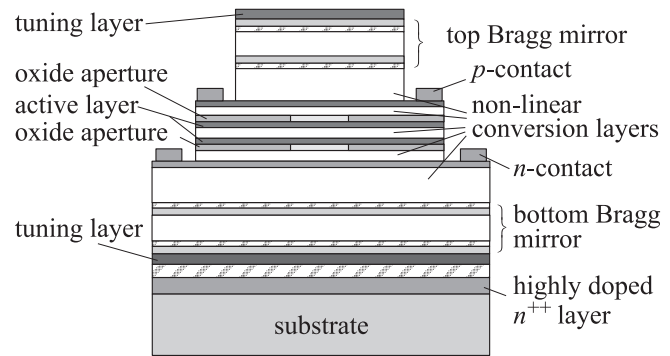


Рис. 5. Схематическое представление лазерной структуры.

ная структура должна быть сформирована и для колебаний с разностной частотой. Резонатор типа Фабри–Перо для разностной гармоники образован вследствие отражения на границе дополнительного (настраиваемого) слоя GaAs и воздуха, с одной стороны, и сильно легированного n^{++} (GaAs), выращенного на подложке, с другой стороны. Толщина упомянутых дополнительных слоев GaAs выбирается таким образом, чтобы обеспечить точную настройку резонатора на разностную частоту. Разумеется, БЗ являются прозрачными для излучения с длиной волны λ_r .

В данном лазере нелинейная поляризация среды создается в результате нелинейно-оптического взаимодействия стоячих волн $\lambda_{1,2}$, возбуждаемых в активных слоях. При заданной геометрии источников профиль стоячей волны нелинейной поляризации 2-го порядка таков, что ее узел располагается между активными слоями. Для инжекции носителей применяются сильно легированные p - и n -контактные слои, располагающиеся внутри резонаторов вблизи активных слоев, а следовательно, и вблизи узла стоячей волны на разностной частоте. При этом поглощение излучения среднего ИК диапазона сводится к минимуму. Для ограничения тока и оптических полей в поперечном сечении лазера используются оксидные (AlO) апертуры (окна). Для анализа электродинамических характеристик рассматриваемого лазера нами применено приближение геометрической оптики, т.е. плоских однородных волн, распространяющихся в вертикальном направлении (поперек слоев структуры). Использование этого приближения оправдано тем, что анализ проводится для размера апертуры, намного превышающего длину волны на разностной частоте.

Следует заметить, что для роста структуры должна быть использована подложка с наклонной ориентацией, например (311), поскольку только в этом случае возможно нелинейно-оптическое взаимодействие волн, распространяющихся в одном направлении. Удвоение частоты в лазере с вертикальным резонатором, выращенным на подложке с кристаллографической ориентацией (311), было продемонстрировано в работе [6].

Распределение полей высокочастотных мод и коэффициент усиления в активных слоях лазера рассчитывались на основе решения краевой задачи на собственные значения волнового уравнения в области комплексного переменного. При этом проводился учет как потерь излучения в материале многослойной структуры, так и потерь, обусловленных излучением через верхние БЗ. Пороговые токи определялись из стационарного решения скоростного уравнения для концентрации носителей в активных слоях. Подробное описание этого подхода можно найти в [4].

Для нахождения электрического поля E_r на разностной частоте решалось неоднородное волновое уравнение с заданными сторонними источниками:

$$(\nabla^2 + \gamma^2)E_r = -\frac{\gamma^2}{\varepsilon\varepsilon_0}\wp = \mathfrak{R}, \quad (1)$$

где $\nabla^2 = d^2/dz^2$ — лапласиан, $\gamma = k_0\sqrt{\varepsilon}$ — волновое число, ε — относительная диэлектрическая проницаемость, $k_0 = 2\pi/\lambda_r$, \wp — нелинейная поляризация среды. Общее решение этого уравнения в однородном слое с граничными условиями $E_r(0) = E_{r0}$, $dE_r(0)/dz = E'_{r0}$ известно:

$$E_r(z) = E_{r0} \cos \gamma z + \frac{E'_{r0}}{\gamma} \sin \gamma z + \frac{1}{\gamma} \int_0^z \sin \gamma(z - \tau) \mathfrak{R}(\tau) d\tau. \quad (2)$$

Следовательно, значения электрического поля и его производной на границах слоя толщиной h можно связать следующим матричным соотношением:

$$\begin{pmatrix} E_r(h) \\ E'_r(h) \end{pmatrix} = \hat{m} \begin{pmatrix} E_r(0) \\ E'_r(0) \end{pmatrix} + \int_0^h \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma} \sin \gamma(h - \tau) \\ \cos \gamma(h - \tau) \end{pmatrix} \mathfrak{R}(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где

$$\hat{m} = \begin{pmatrix} \cos \gamma h & \frac{1}{\gamma} \sin \gamma h \\ -\gamma \sin \gamma h & \cos \gamma h \end{pmatrix}$$

— матрица передачи слоя. Значения напряженности электрического поля и его производной по продольной координате (пропорциональной напряженности магнитного поля) должны быть непрерывны на границах однородных слоев. Поэтому, выполняя последовательно преобразование (3), приходим к соотношению для полей на границах структуры длиной L :

$$\begin{pmatrix} E_r(L) \\ E'_r(L) \end{pmatrix} = \hat{M}_1 \begin{pmatrix} E_r(0) \\ E'_r(0) \end{pmatrix} + \sum_{i=1}^N \hat{M}_{i+1} \int_{d_i}^{d_{i+1}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\gamma_i} \sin \gamma_i(d_{i+1} - \tau) \\ \cos \gamma_i(d_{i+1} - \tau) \end{pmatrix} \mathfrak{R}(\tau) d\tau. \quad (4)$$

Здесь $\hat{M}_j = \prod_{i=j}^N \hat{m}_i$ — произведение матриц передачи, начиная со слоя с номером j до последнего слоя с номером N ; $\hat{M}_{N+1} = \hat{I}$ — единичная матрица;

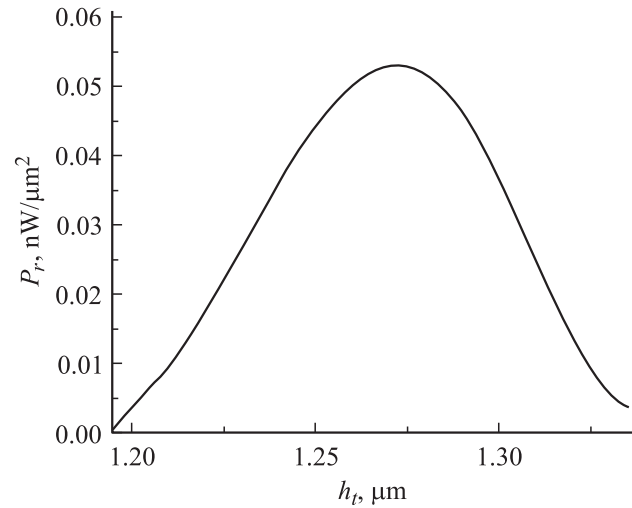


Рис. 6. Зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте от толщины настроечных слоев.

ца; $d_1 = 0$; $d_{N+1} = L$. При заданных граничных условиях: $E'_r(0) = 0$ (магнитная стенка на нижней границе), $E'_r(L) = -jk_0 E_r(L)$ (бегущая волна в вакууме) соотношение (4) представляет собой систему неоднородных алгебраических уравнений. Решая эту систему, определим плотность мощности излучения разностной частоты в виде $P_r = |E_r|^2 / (2\rho_0)$, где $\rho_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление вакуума. Заметим, что изложенный подход не связан с разложением поля, наведенного сторонними источниками, по собственным волнам задачи.

При проведении расчетов мы полагали, что максимальные значения коэффициента усиления активных слоев находятся вблизи $\lambda_1 = 0.949$ мкм и $\lambda_2 = 1.052$ мкм. При этом длина волны разностной гармоники составляет приблизительно $\lambda_r = 9.73$ мкм. Коэффициент отражения оптимизированных БЗ (35.5 периодов) для колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$ соответствует величине порядка 0.9994. При значениях декремента затухания волн в слоях структуры, рассчитанных на основании модели друдевского поглощения, приведенной в обзорах [7,8], а также результатов экспериментальных измерений [9,10] значения плотности порогового тока составили около 640 и 610 А/см² для излучения с длиной волны λ_1, λ_2 соответственно.

Чтобы подчеркнуть важность обеспечения резонансных условий для колебаний с длиной волны λ_r , на следующем рис. 6 показана резонансная кривая, т.е. зависимость плотности мощности излучения на разностной частоте от толщины h_t настроечных слоев. График построен для плотности тока накачки 5 кА/см². Как следует из рисунка, плотность мощности излучения на разностной частоте при резонансном значении толщины настроечных слоев составляет приблизительно 0.05 нВт/мкм², что соответствует мощности 5 мкВт для выходной апертуры 10⁵ мкм². (Заметим, что плотность мощности излучения волн, порождающих нелинейную поляризацию, составляет приблизительно 12.5

и 9 мкВт/мкм^2 при указанном значении плотности тока накачки). При отстройке от резонанса эффективность нелинейного преобразования частоты снижается, что обусловлено как несинфазным сложением волн на разностной частоте внутри резонатора Фабри–Перо, так и влиянием изменения толщины h_i на частотные и пороговые характеристики волн-источников. Проведенный анализ показывает что при конечном значении коэффициента пропускания БЗ для волн, порождающих нелинейную поляризацию, существуют особые значения толщины этих слоев, при которых возникают резкие изменения частоты (вплоть до перескоков на другие продольные моды) и порогового тока этих волн. Этим обстоятельством объясняется особенность в виде перегиба на рассматриваемой кривой при значении $h_i \approx 1.2 \text{ мкм}$.

4. Заключение

Проведено исследование возможности расширения полосы отражения брэгговского отражателя в результате оптимизации толщины его слоев. Показано, что коэффициент отражения оптимизированного БЗ на основе пары GaAs/AlAs может быть существенно увеличен для излучения с длинами волн, отличающимися более чем на 10 процентов. Увеличение коэффициента отражения на краях полосы достигается за счет его снижения вблизи центральной частоты.

Показана возможность применения оптимизированных БЗ в структуре лазера с вертикальным излучением и нелинейным преобразованием частоты. При этом длина волны излучения в среднем ИК диапазоне может быть понижена по сравнению с лазером, в котором используются чередующиеся четвертьволновые слои [3,4].

Для анализа возбуждения лазерной структуры нелинейной поляризацией на разностной частоте применен подход, не требующий разложения поля по собственным функциям волноведущей структуры (резонатора).

Показано, что интенсивность излучения на разностной частоте составляет для рассматриваемого лазера с оптимизированными БЗ величину порядка 0.05 нВт/мкм^2 при плотности тока накачки 5 кА/см^2 и резонансной настройке структуры. При расчетах принимались во внимание электродинамические потери, обусловленные как поглощением в материале резонатора, так и связанные с излучением с поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ–БРФФИ (проект № 02-02-81036-Бел2002_a), РФФИ (проект № 04-02-17432), МНТЦ (проект № 2293).

Список литературы

- [1] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, H. Melchior. *Science*, **295**, 301 (2002).
- [2] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
- [3] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. *ЖТФ*, **74** (5), 71 (2004).

- [4] Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. *ФТП*, **38** (11), 1392 (2004).
- [5] А.А. Белянин, Д. Делле, В.В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли. *УФН*, **173**, 1015 (2003).
- [6] Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Ichinura, N. Yamada, D. Mars, T. Takeuchi. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1597 (2000).
- [7] J. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [8] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [9] W. Songprakob, R. Zallen, D. Tsu, W. Liu. *J. Appl. Phys.*, **91**, 171 (2002).
- [10] W. Songprakob, R. Zallen, W. Liu, K. Bacher. *Phys. Rev. B*, **62**, 4501 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

The Bragg reflector parametric optimization of a vertical-cavity laser realizing nonlinear frequency conversion

*Yu.A. Morozov, I.S. Nefedov, V.Ya. Aleshkin[†], M.Yu. Morozov**

Institute of RadioEngineering & Electronics of Russian Academy of Sciences (Saratov Division), 410019 Saratov, Russia

[†] Institute for Physics of Microstructures of Russian Academy of Sciences, 603600 N. Novgorod, Russia

* Saratov State University, 410026 Saratov, Russia

Abstract Parametric optimization of Bragg mirrors (BM) for vertical-cavity laser realizing mid-infrared generation due to three-waves nonlinear mixing is fulfilled. Reflection band of BM is shown to be substantially increased in comparison with ordinary quarter-wavelength ones made from the same pair of materials. A potential to create a mid-infrared vertical-cavity laser generating at wavelength $< 10 \mu\text{m}$ because of nonlinear frequency conversion in GaAs/AlGaAs is opened. Output characteristics of the laser operating at wavelength about $9.7 \mu\text{m}$ is numerically analyzed.