

07

## **Импульсный режим генерации разностной частоты в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором**

© Ю.А. Морозов, М.Ю. Морозов, И.В. Красникова

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Саратовский филиал  
Саратовский государственный технический университет  
E-mail: yuri.mor@rambler.ru

Поступило в Редакцию 4 июля 2011 г.

Проведен численный анализ параметров излучения среднего инфракрасного диапазона (с длиной волны  $\sim 17\mu\text{m}$ ), которое может быть получено в результате внутррезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором в импульсном режиме. Исследована зависимость пиковой выходной мощности излучения от длины нелинейного кристалла при различных значениях величины коэффициента поглощения.

Твердотельные лазеры на основе редкоземельных элементов с оптической накачкой известны достаточно давно (см., например, [1]). Применение концепции, положенной в основу этих лазеров, к полупроводниковым структурам привело к созданию так называемых дисковых полупроводниковых лазеров, или, иначе говоря, полупроводниковых лазеров с вертикальным внешним резонатором и оптической накачкой (ЛВВР) [2]. Наряду с иными достоинствами, ЛВВР имеют большой потенциал по осуществлению эффективного внутррезонаторного нелинейно-оптического преобразования частоты. Эти возможности еще более расширились после создания двухчастотного образца этого прибора [3]. В этом лазере, излучающем одновременно два коаксиальных гауссовых пучка на двух длинах волн в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, возможно эффективное внутррезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие, сопровождающееся излучением комбинационных частот, в том числе суммарной и разностной. На

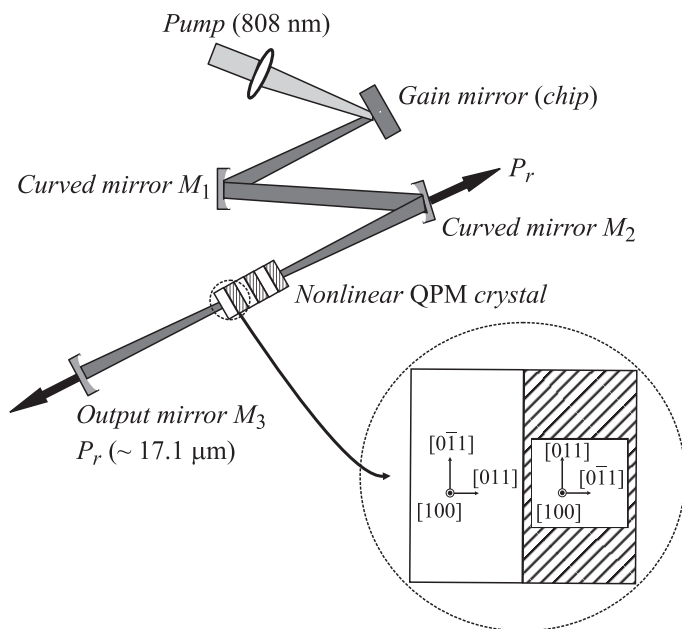
наш взгляд, наиболее привлекательна перспектива применения двухчастотного ЛВВР для генерации разностной частоты, соответствующей среднему или дальнему участкам инфракрасного спектра ( $5-50 \mu\text{m}$ ). Несмотря на выдающиеся успехи квантово-каскадных лазеров, все еще остро стоит вопрос о создании удобных в использовании (без криогенного охлаждения), недорогих и отличающихся высоким качеством излучения генераторов в этих диапазонах.

Оба лазерных пучка двухчастотного ЛВВР [3] имеют одинаковую  $s$ -поляризацию, т.е. плоскость колебаний электрического вектора ортогональна плоскости резонатора. Применение обычных анизотропных нелинейных кристаллов ИК диапазона (например, GaSe, ZGP,  $\text{Ag}_3\text{AsS}_3$  и др.) в данном образце лазера затруднено, поскольку для них возможен только синхронизм типа  $1\bar{1}0$  ( $e-eo$  для отрицательных кристаллов и  $o-oe$  для положительных). Данный тип синхронизма подразумевает выполнение довольно жестких требований по величине анизотропии и дисперсии показателя преломления.

Один из возможных способов использования двухчастотного ЛВВР для внутррезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия состоит в применении так называемых кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллов), изготовленных на основе материалов группы  $\text{A}_3\text{B}_5$  (GaAs, AlGaAs, GaP и др.) [4]. Эти материалы изотропны, и поэтому для реализации фазового синхронизма взаимодействующих оптических полей используется принцип квазисинхронизма.

Двухчастотный ЛВВР может демонстрировать различные типы поведения в зависимости от параметров резонатора и полупроводниковой лазерной структуры [5]. В частности, он может работать как в непрерывном режиме, так и в режиме импульсной генерации, причем для импульсного режима характерно почти одновременное возбуждение обеих компонент генерации (время запаздывания длинноволнового излучения относительно коротковолнового существенно меньше длительности импульсов). Анализ внутррезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия для двухчастотного лазера в непрерывном режиме излучения проведен нами ранее [6]. Данная статья посвящена результатам численного моделирования этого процесса для двухчастотного ЛВВР в импульсном режиме с нелинейным РДС-кристаллом, подобным тому, который был применен в [7].

Резонатор лазера в  $Z$ -конфигурации (рис. 1) состоит из активного лазерного зеркала (gain mirror), двух поворотных сферических зеркал



**Рис. 1.** Схематическое представление Z-конфигурации лазерного резонатора с нелинейным кристаллом с регулярной доменной структурой. На вставке показан один период (два домена) с соответствующей кристаллографической ориентацией. Оптические поля с длинами волн  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$  поляризованы вдоль  $[011]/[0\bar{1}1]$ .

и выходного зеркала в геометрии, обеспечивающей возбуждение обеих генерируемых длин волн на основной гауссовой моде. На зеркала  $M_2$  и  $M_3$  нанесено покрытие, обеспечивающее высокий коэффициент отражения для фундаментальных волн и малый — для волны на разностной частоте. Эти зеркала позволяют фокусировать фундаментальные пучки (с длинами волн  $\lambda_S = 983 \text{ nm}$  и  $\lambda_L = 1043 \text{ nm}$  — накачку и сигнальный пучок в терминологии параметрического взаимодействия) в нелинейный кристалл для повышения эффективности нелинейного преобразования.

Главное отличие двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором от обычного ЛВВР состоит в устройстве активного лазерного зеркала. Это зеркало содержит по крайней мере две активные

области, состоящие из квантовых ям различного компонентного состава ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с различными долями  $x$ ), разделенных барьерами GaAs. Для предотвращения конкуренции активных областей за носители эти области разделены барьерным широкозонным слоем AlAs, прозрачным для излучения накачки, но непроницаемым для транспорта носителей. В отсутствие такого блокинг-слоя практически все носители, сгенерированные накачкой, собираются более глубокими квантовыми ямами. Другой важной особенностью двухчастотного ЛВВР является то, что глубокие квантовые ямы располагаются приблизительно в узлах стоячей волны коротковолнового излучения. При этом обеспечивается наименьший уровень поглощения коротковолнового излучения в этих квантовых ямах и снижается взаимодействие между длинноволновым и коротковолновым оптическими полями. В то же время как мелкие, так и глубокие квантовые ямы находятся в пучностях стоячей волны „своего“ поля, что обеспечивает наибольшее усиление. Более подробное описание устройства активного зеркала приведено в [3].

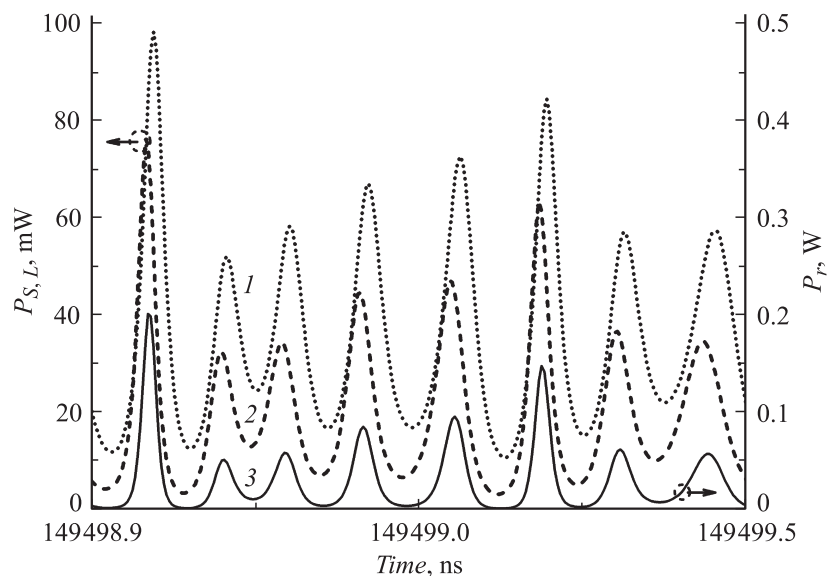
Нелинейно-оптическое трехволновое взаимодействие было проанализировано методом медленно меняющихся амплитуд [4]. Для параметров излучения, генерируемого рассматриваемым лазером, выполняются два важных приближения. Во-первых, верно квазистатическое приближение, означающее, что при прохождении нелинейного кристалла временной сдвиг между импульсами излучения на разностной частоте и импульсами излучения на длинах волн  $\lambda_S$  и  $\lambda_L$  составляет величину, намного меньшую длительностей импульсов [5]. Следовательно, групповые скорости всех трех волн можно считать одинаковыми:  $u_S = u_L = u_r \equiv u$ . Во-вторых, справедливо приближение заданных амплитуд излучения коротковолновой  $|A_S|$  и длинноволновой  $|A_L|$  составляющих, означающее, что в результате нелинейно-оптического взаимодействия амплитуды этих составляющих изменяются мало. При этом выполнено соотношение:  $|A_r| \ll |A_{S,L}|$ , где  $A_r$  — комплексная амплитуда импульсов излучения на разностной частоте.

Если ввести локальное время  $\mu = t - z/u$ , то, учитывая вышесказанное, уравнение относительно  $A_r$  можно записать так:

$$\frac{\partial A_r(\mu, z)}{\partial z} + \frac{\alpha_r}{2} A_r(\mu, z) = -i\sigma_r A_S(\mu) A_L^*(\mu) e^{-i\Delta k z}. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha_r$  — коэффициент поглощения излучения на разностной частоте,  $\sigma_r = k_r d_{eff} / \epsilon_r$  — коэффициент нелинейной связи ( $k_r$  и  $\epsilon_r$  — модуль

5



**Рис. 2.** Зависимость мощности излучения от времени (показан один период). Кривые 1 и 2 соответствуют длинноволновому и коротковолновому излучению, соответственно, кривая 3 – излучению на разностной частоте.

волнового вектора и относительная диэлектрическая проницаемость нелинейного кристалла на разностной частоте,  $d_{eff} = 2d_{14}/\pi$  — эффективная нелинейная восприимчивость кристалла с регулярной доменной структурой [7],  $d_{14}$  — компонента тензора диэлектрической проницаемости кристалла GaAs),  $\Delta k = k_S - k_L - k_r - \pi/l_c$  — волновая расстройка ( $k_{S,L,r}$  — модули волновых векторов,  $l_c$  — длина когерентности, равная длине домена РДС-кристалла).

На рис. 2 показаны временные зависимости мощности излучения фундаментальных волн (кривые 1 и 2) и излучения на разностной частоте (кривая 3). Кривая 3 была получена путем численного решения уравнения (1) при подстановке в его правую часть значений комплексных амплитуд фундаментальных волн, соответствующих кривым 1 и 2. На графике представлен один период колебаний интенсивности излучения

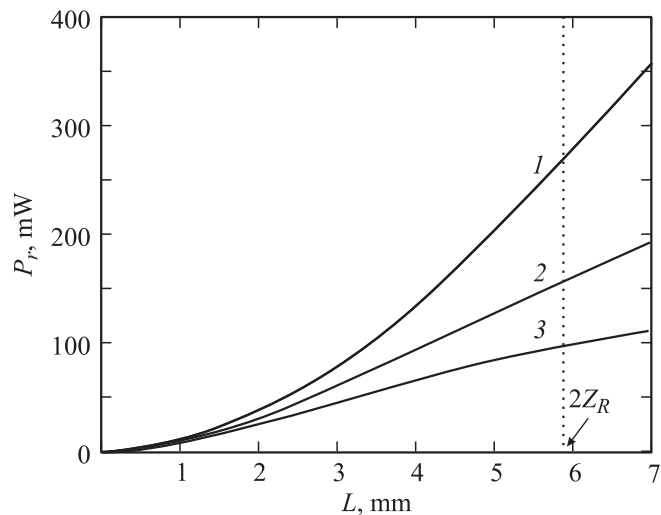
при значениях параметров, отвечающих квазипериодической динамике<sup>1</sup>: радиус пучков излучения в перетяжке, располагающейся в середине нелинейного кристалла,  $w = 50 \mu\text{m}$ , показатель преломления материала нелинейного кристалла  $n_{s,L} = 3.5$  для волн ближнего ИК и  $n_r = 3.2$  для волны на разностной частоте ( $\lambda_r \approx 17.1 \mu\text{m}$ ), коэффициент поглощения  $\alpha_r = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $d_{14} = 110 \text{ pm/V}$ , коэффициент отражения внешнего зеркала для коротковолнового и длинноволнового излучения ближнего ИК-диапазона  $r_{out} = 0.98$  (активное и поворотные зеркала предполагаются непрозрачными), длина нелинейного кристалла  $L = 5 \text{ mm}$ , мощность накачки — 5 W.

Как видно, импульсы длинноволнового излучения запаздывают относительно коротковолновых. Импульсы излучения среднего ИК-диапазона формируются в области перекрытия импульсов фундаментальных волн, опережают длинноволновые и запаздывают относительно коротковолновых. В результате резонансного возрастания мощности излучения фундаментальных волн их пиковая мощность внутри резонатора достигает величины десятков ватт. Вследствие этого пиковая мощность излучения в среднем ИК-диапазоне достигает несколько сотен милливатт. Так, для представленной реализации величина максимального пика составляет 200 mW при средней мощности 29 mW.

На рис. 3 представлена зависимость максимального значения мощности  $P_r$  от длины нелинейного кристалла  $L$  при различных значениях коэффициента поглощения на разностной частоте  $\alpha_r$ . Значения остальных параметров оставлены без изменений. Из графика видно, что при увеличении длины нелинейного кристалла мощность начинает возрастать пропорционально квадрату этой длины, но в результате поглощения излучения скорость роста спадает и, как можно показать, при больших значениях  $L$  выходная мощность остается практически неизменной. С ростом величины параметра  $\alpha_r$  выходная мощность насыщается на более низком уровне и при меньших длинах нелинейного кристалла.

Следует отметить, что представленные на рис. 3 зависимости получены в приближении постоянных величин радиусов пучков излучения разностной частоты и фундаментальных волн. Такое допущение справедливо при длине нелинейного кристалла  $L$ , не превышающей

<sup>1</sup> Классификация возможных динамических режимов излучения двухчастотного лазера в приближении плоских волн дана в [5]. Эта же классификация остается справедливой при рассмотрении излучения в форме гауссовых пучков на основной поперечной моде [8].



**Рис. 3.** Зависимость максимального значения мощности  $P_r$  на разностной частоте от длины нелинейного кристалла  $L$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям коэффициента поглощения  $\alpha_r = 1, 3, 5 \text{ см}^{-1}$ . Вертикальная пунктирная прямая соответствует  $L = 2Z_R$ .

$2Z_R$ , где  $Z_R \simeq 2.94 \text{ мм}$  — длина Рэлея, на которой в результате дифракционной расходимости сечение пучка излучения на разностной частоте становится вдвое больше сечения перетяжки.

Таким образом, проведенный анализ показал, что при мощности накачки  $5 \text{ W}$  пиковая мощность излучения на длине волны  $\sim 17 \mu\text{м}$  составляет величину порядка  $200 \text{ мВт}$  при средней мощности около  $30 \text{ мВт}$ .

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку (грант № 10-02-01074-а).

## Список литературы

- [1] Quarles J., Rosenbaum A., Marquardt C.L., Esterowitz L. // Opt. Lett. 1990. V.15. P. 42.
- [2] Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. // IEEE Phot. Techn. Lett. 1997. V. 9. P. 1063.

- [3] *Leinonen T., Morozov Yu.A., Härkönen A., Pessa M.* // IEE Phot. Techn. Lett. 2005. V. 17. P. 2508
- [4] *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика. М.: Физматлит, 2004. 512 с.
- [5] *Морозов М.Ю., Морозов Ю.А., Красникова И.В.* // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. В. 10. С. 1243.
- [6] *Морозов Ю.А., Leinonen T., Попов В.В., Морозов М.Ю.* // Материалы 6-го Белорусско-Российского семинара „Полупроводниковые лазеры и системы на их основе“. Минск, Беларусь, 2007. С. 39–42.
- [7] *Levi O., Pinguet T., Skauli T., Eyres L.A., Parameswaran K.R., Harris J.S., Fejer M., Kulp T.J., Bisson S.E., Gerard B., Lallier E., Vecouarn L.* // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 2091.
- [8] *Морозов Ю.А., Морозов М.Ю., Красникова И.В.* // Материалы 8-го Белорусско-Российского семинара „Полупроводниковые лазеры и системы на их основе“. Минск, Беларусь, 2011. С. 46–49.