

Мощность полупроводникового лазера гребнёвого типа в одночастотном режиме генерации

Д.В.Батрак, А.П.Богатов

Показано, что для типичных значений параметров полупроводникового лазера со встроенным горизонтальным волноводом существует ограничение сверху на выходную мощность, при которой возможна одночастотная лазерная генерация. Это ограничение обусловлено изменением эффективного усиления для продольных мод, спектрально близких к лазерной моде, вследствие нелинейного процесса, при котором возникают осцилляции концентрации носителей на межмодовых частотах. При наличии в резонаторе лазера случайных или намеренно внесённых неоднородностей, максимально достижимая мощность в одночастотном режиме генерации может значительно (более чем на порядок) превышать соответствующую величину для лазера без неоднородностей.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, одночастотный режим генерации, нелинейное взаимодействие мод, продольная неустойчивость.

1. Введение

Технология изготовления современных гетеролазеров, в частности на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs-гетероструктур с квантоворазмерными активными областями, достигла настолько высокого уровня, что появилась возможность уверенного моделирования значительной части излучательных характеристик этих лазеров. Это связано с достаточно высокой воспроизводимостью процесса их изготовления, а также с исключением из него неконтролируемых факторов, не предусмотренных физической моделью лазеров. Например, в работах [1–3] моделируется поперечное распределение интенсивности лазерного пучка и, соответственно, его расходимость, а также ватт-амперная характеристика гребнёвых лазеров, работающих в ближней ИК области. Более того, в работе [3] моделирование выполнено с учётом пространственного «выгорания» инверсии внутри резонатора, т.е. с учётом оптической нелинейности насыщения активной области. Эта нелинейность существенна при высоких уровнях накачки лазера и, соответственно, при высоких интенсивностях его излучения. Последнее обстоятельство особенно характерно для современных гетеролазеров.

Несмотря на достигнутые успехи, остаются излучательные характеристики гетеролазеров, моделирование которых затруднительно. Такой наиболее показательной характеристикой является оптический спектр и, в частности, мощность излучения, достижимая в одночастотном режиме генерации. Сразу оговоримся, что здесь и далее речь идет о наиболее распространенных лазерах с резонатором Фабри–Перо, не содержащим специальных селективных элементов в виде фазовых или амплитудных решеток, или отражателей. Даже для гребнёвых лазеров

[1–3], для которых возможно моделирование спектра поперечных мод, предсказание оптического спектра, т.е. структуры возбужденных продольных мод, оказывается практически невозможным. В принципе причины трудностей моделирования оптического спектра типичного гетеролазера понятны. Они связаны с большой спектральной шириной контура оптического усиления по сравнению со спектральным интервалом между ближайшими продольными модами. В результате этого разность усилений для ближайших продольных мод крайне мала и составляет $10^{-3} - 10^{-5}$ от величины самого усиления.

Таким образом, спектр лазерной генерации формируется достаточно «плоской» вершиной спектрального контура усиления. Отсюда следует высокая чувствительность оптического спектра гетеролазера к наличию различного рода возмущений, приводящих к перераспределению модового усиления на уровне $10^{-3} - 10^{-5}$ от порогового значения. Причин для такого рода возмущений может быть много. В данной работе мы рассмотрим только две принципиально неустранимые причины. Первой является остаточная оптическая неоднородность резонатора вдоль его оси, всегда присутствующая в реальных лазерах, величина которой определяется технологическим пределом качества изготовления гетероструктур. Наличие такой неоднородности, приводящей к возникновению случайной спектральной селективности, и её влияние на формирование спектра генерации изучалось в ряде работ (см., напр., [4–10]). Второй фундаментальной физической причиной изменения модового усиления является нелинейное взаимодействие мод через осцилляции инверсии (концентрации носителей) на межмодовых частотах, вызванные биениями суммарной интенсивности лазерного излучения. При достаточно высокой интенсивности лазерного излучения этот механизм, на наш взгляд, является доминирующим. Для лазера с резонатором, образованным собственными гранями диода, он изучен в работе [11] в связи с проблемой устойчивости одночастотной генерации.

Среди множества довольно сложных и запутанных

Д.В.Батрак, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

задач моделирования спектральных характеристик гетеролазеров мы ограничимся только одной, наиболее простой и понятной, а именно моделированием мощности в одночастотном режиме генерации для лазера гребнёвого типа или для лазера, являющегося его физическим аналогом. Лазеры этого типа (index-guided лазеры) характеризуются наличием технологически встроенного волновода. Основная особенность таких лазеров заключается в том, что они являются поперечно-одномодовыми и, более того, поперечное распределение амплитуды лазерной моды в них задается только встроенным волноводом, т.е. не зависит от рабочего режима лазера, и близко к распределению, характеризующему «холодный» (в отсутствие накачки) резонатор. В этом случае, с одной стороны, взаимодействие поля и инверсии можно рассмотреть с учётом их пространственной неоднородности и использовать, таким образом, адекватную и относительно простую модель лазера. С другой стороны, index-guided лазеры широко применяются в настоящее время на практике, и поэтому задача моделирования в них предельной мощности в одночастотном режиме генерации является актуальной.

Таким образом, цель настоящей работы заключается в установлении предельной мощности, достижимой в одночастотном режиме генерации в гетеролазерах гребнёвого типа, и в выяснении влияния на неё оптической неоднородности вдоль оси резонатора лазера.

2. Анализ устойчивости одночастотного режима генерации

Поле в резонаторе полупроводникового лазера в одночастотном режиме генерации представим в виде суперпозиции сильного поля лазерной моды и слабых полей подпороговых продольных мод, спектрально близких к лазерной моде (считаем, что все поперечные моды, кроме основной, подавлены):

$$E(\mathbf{r}, t) = v(x, y) \left[C_0 \exp(-i\omega_0 t) U_0(z) + \sum_{m \neq 0} C_m(t) \exp(-i\omega_m t) U_m(z) \right] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где C_0 – амплитуда лазерной моды; $C_m(t)$ – амплитуды подпороговых мод, индекс которых m отсчитывается от индекса лазерной моды (он положителен для мод с более высокой частотой, чем лазерная, и отрицателен для мод с более низкой частотой). Считаем, что ось z направлена вдоль оси резонатора. Поперечное распределение поля $v(x, y)$ соответствует фундаментальной моде волновода, образованного слоями гетероструктуры и гребнем.

Как показано в [11], система уравнений для медленных комплексных амплитуд подпороговых мод $C_m(t)$ в присутствии сильной лазерной моды распадается на пары уравнений для мод, расположенных в спектре симметрично относительно лазерной моды. Эти уравнения имеют вид

$$\frac{2n_g}{c} \dot{C}_m + A_m C_m + (\alpha + i)\chi_m (C_m + C_{-m}^*) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{2n_g}{c} \dot{C}_{-m}^* + (A_{-m} + i\kappa_m) C_{-m}^* + (-\alpha + i)\chi_m (C_m + C_{-m}^*) = 0,$$

где

$$\chi_m = g_0 \frac{1}{(\omega_m - \omega_0)\tau} \frac{I}{I_{\text{sat}}}; \quad (3)$$

$n_g = n + \omega dn/d\omega$ – групповой модовый показатель преломления; n – модовый (волноводный) показатель преломления; $A_{\pm m}$ – дефициты усиления побочных мод, т.е. разности между пороговым усилением g_0 , определённым ниже, и усилением для мод;

$$\kappa_m = \frac{2n_g}{c} (2\omega_0 - \omega_m - \omega_{-m})$$

– параметр, характеризующий неэквидистантность мод;

$$\alpha = \frac{\text{Re } \partial n / \partial N}{\text{Im } \partial n / \partial N}$$

– коэффициент амплитудно-фазовой связи (фактор Генри); N – концентрация носителей в активной области;

$$g_0 = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

– пороговое модовое усиление, равное потерям на зеркалах резонатора с коэффициентами отражения R_1 и R_2 ; L – длина резонатора; τ – время жизни носителей, обусловленное спонтанным излучением; I – средняя интенсивность излучения в активной области лазера;

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_0}{(dG/dN)\tau}$$

– характерная интенсивность насыщения; G – усиление в активной области; dG/dN – дифференциальное усиление, или «сечение» вынужденной рекомбинации.

Система уравнений (2) получена в предположении, что взаимодействие поля с активной средой происходит некогерентно, т.е. среда характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью, зависящей от концентрации носителей. В свою очередь концентрация носителей динамически связана с полной интенсивностью поля в резонаторе, содержащей осциллирующие на межмодовых частотах компоненты. Коэффициенты A_m , B_m из работы [11], характеризующие пространственное перекрытие профиля осцилляций концентрации носителей с полями мод, мы для простоты положили равными единице. При этом не учитывались эффекты, связанные с неоднородным распределением интенсивности излучения по длине резонатора в случае, когда коэффициенты отражения зеркал существенно меньше единицы, поэтому, строго говоря, проведённый анализ справедлив только для высокооборотного резонатора. Кроме того, в данной работе мы пренебрегаем вкладом динамической решётки носителей с пространственным масштабом, равным половине длины волны.

Влияние нелинейности среды в системе уравнений (2) описывается членами, пропорциональными χ_m , т.е., согласно (3), интенсивности поля лазерной моды в резонаторе лазера. Интенсивность излучения I связана с током накачки приближённым соотношением (см. [11])

$$\frac{I}{I_{\text{sat}}} = \theta\eta, \quad (4)$$

где $\theta = (N/G)dG/dN$ – безразмерный параметр порядка единицы, характеризующий активную среду, а $\eta = J/J_{\text{th}} - 1$ – относительное превышение током накачки порогового значения. Интенсивность I можно также выразить через выходную мощность излучения:

$$P_{\text{out}} = ISLg_0, \quad (5)$$

где S – площадь поперечного распределения поля моды (определяемая функцией $v(x, y)$). Величина P_{out} в формуле (5) представляет собой суммарную мощность излучения, выходящего через оба зеркала резонатора.

Одночастотная генерация будет устойчивой в случае, когда эффективные дефициты усиления

$$\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} = \frac{\Delta_m + \Delta_{-m}}{2} \pm \text{Re} \left[\left(\frac{\Delta_m - \Delta_{-m} - i\kappa_m}{2} + \alpha\chi_m \right)^2 - (1 + \alpha^2)\chi_m^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

будут положительны для всех пар связанных мод.

При низкой интенсивности лазерного излучения (когда $\chi_m \ll \Delta_{\pm m}$) эффективные дефициты усиления $\Delta_{\pm m}^{\text{eff}}$ совпадают с исходными дефицитами $\Delta_{\pm m}$ и условие устойчивости является тривиальным: все $\Delta_{\pm m}$ должны быть положительными, т. е. усиление для всех побочных продольных мод должно быть меньше порогового. Таким образом, при низкой выходной мощности всегда будет устойчива одночастотная генерация на моде с максимальным усилением, поскольку из-за насыщения усиления все остальные моды остаются под порогом. Поскольку мода с максимальным усилением всегда существует (кроме вырожденного случая, когда усиления для двух или более мод совпадают), то для контура модового усиления произвольной формы при низком уровне выходной мощности возможен одночастотный режим генерации. При больших интенсивностях (когда χ_m сравнимо с $\Delta_{\pm m}$ или превышает их) условие устойчивости $\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} > 0$ перестаёт быть тривиальным, и, как будет показано, одночастотный режим генерации не всегда осуществим.

Рассмотрим сначала идеальный случай, когда резонатор полупроводникового лазера не содержит продольных неоднородностей, приводящих к связи волн, которые распространяются по резонатору в противоположных направлениях. При этом спектральный контур модового усиления будет гладкой функцией, пропорциональной спектральному контуру материального усиления активной среды. Вблизи максимума эту функцию можно представить в виде

$$g(\omega) \approx g(\omega_a) - a(\omega - \omega_a)^2, \quad (7)$$

где ω_a – частота, на которой модовое усиление максимально; $a = -1/2 \partial^2 g / \partial \omega^2$ – параметр, определяющий кривизну контура усиления вблизи максимума.

Межмодовое расстояние для рассматриваемого идеального случая в нулевом приближении определяется групповым модовым показателем преломления n_g :

$$\omega_{m+1} - \omega_m \approx \Omega = \frac{\pi c}{n_g L}. \quad (8)$$

Таким образом, $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, и

$$\begin{aligned} \Delta_m &= g(\omega_0) - g(\omega_m) = a[(\omega_0 + m\Omega - \omega_a)^2 - (\omega_0 - \omega_a)^2] \\ &= \Delta[m^2 + 2m\delta], \quad \chi_m = \frac{\chi}{m}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\delta = (\omega_0 - \omega_a)/\Omega$ – относительная отстройка частоты лазерной моды от частоты максимума усиления;

$$\chi = \frac{n_g}{\pi c S \hbar \omega_0} \frac{dG}{dN} P_{\text{out}};$$

$\Delta = a\Omega^2$ – дефицит усиления подпороговых мод, ближайших к лазерной, на пороге генерации в случае, когда лазерная мода находится в максимуме контура усиления.

Неэквидистантность мод в рассматриваемом идеальном случае определяется дисперсией группового показателя преломления n_g :

$$\kappa_m = m^2 \kappa, \quad (10)$$

где

$$\kappa = \frac{2\Omega^2}{c} \frac{\partial n_g}{\partial \omega} = -\pi \frac{\lambda_0^2}{n_g^2 L^2} \frac{\partial n_g}{\partial \lambda} = \pi \frac{\lambda_0^3}{n_g^2 L^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2}.$$

Используя равенства (6), (9) и (10), условие устойчивости $\Delta_{\pm m}^{\text{eff}} > 0$ можно представить в виде следующей системы неравенств:

$$\delta_m^- < \delta < \delta_m^+ \quad (m > 0), \quad (11)$$

$$\delta_m^\pm = \frac{1}{2} \left\{ -\alpha \frac{p}{m^2} \pm \left[m^2 + \frac{1 + \alpha^2}{1 + \beta^2} \left(\frac{p}{m^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (12)$$

где $p = P_{\text{out}}/P_0$ – безразмерная выходная мощность излучения;

$$P_0 = \frac{\pi c S \hbar \omega_0 \Delta}{n_g (dG/dN)} = \frac{\pi^2 \hbar c^2 S \lambda_0^3}{4 n_g^3 L^2 (dG/dN)} \left| \frac{\partial^2 g}{\partial \lambda^2} \right| \quad (13)$$

– характерная выходная мощность, при которой становится существенным влияние нелинейности;

$$\beta = \frac{\kappa}{2\Delta} = \frac{\text{Re} \partial^2 n / \partial \lambda^2}{\text{Im} \partial^2 n / \partial \lambda^2} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \frac{\partial^2 n / \partial \lambda^2}{|\partial^2 g / \partial \lambda^2|} \quad (14)$$

– безразмерная приведённая неэквидистантность мод, обусловленная дисперсией группового модового показателя преломления.

Возьмём для примера следующий типичный набор параметров гребнёвого лазера (приведённые значения материальных параметров близки к полученным экспериментально для гетероструктуры, описанной в работе [12]): $\lambda_0 = 1.06$ мкм, $L = 400$ мкм, $S = 4 \times 0.5$ мкм, $dG/dN = 5 \times 10^{-16}$ см², $n_g = 4$, $\alpha = 3.5$, $\partial^2 n / \partial \lambda^2 = 6$ мкм⁻², $|\partial^2 g / \partial \lambda^2| = 8$ мкм⁻³. Для этих значений расчёт даёт $P_0 \approx 0.9$ мВт, $\beta \approx 9$.

Для каждого $m > 0$ двойное неравенство (11) определяет интервал отстройки частоты лазерной моды от максимума контура усиления, в котором одночастотная генерация устойчива по отношению к возбуждению пары мод с индексами $\pm m$. Рассмотрим вначале один такой интервал. При $p \ll 1$ генерация устойчива в интервале значений отстройки от $-m/2$ до $+m/2$. Это очевидный результат, соответствующий тому факту, что вблизи по-

рога непрерывная перестройка частоты генерации возможна только в интервале частот с центром в максимуме кривой усиления, ширина которого равна межмодовому расстоянию. С увеличением выходной мощности (с ростом параметра p) этот интервал сдвигается в сторону низких частот и расширяется. Сильная лазерная мода индуцирует дополнительное эффективное усиление для моды с индексом $-m$ (с более низкой частотой), равное $\alpha\chi_m$ (см. систему уравнений (2)), и такое же по абсолютной величине дополнительное эффективное поглощение для моды с индексом m (с более высокой частотой). В результате область устойчивости сдвигается в низкочастотную сторону. Другой эффект, имеющий место при наличии сильной лазерной моды, – возникновение связи между подпороговыми модами; этот эффект приводит к расширению области устойчивости. Хотя оба указанных эффекта обусловлены одним и тем же физическим механизмом и описываются одной и той же величиной χ_m в системе уравнений для амплитуд мод (2), второй эффект может проявляться в значительно меньшей степени вследствие неэквидистантности мод, которая ослабляет связь между подпороговыми модами.

Как видно из выражения (12), скорость расширения области устойчивости с ростом выходной мощности определяется величиной $(1 + \alpha^2)/(1 + \beta^2)$. Зависимость положения области устойчивости (11) от выходной мощности будет иметь разный вид в зависимости от величины параметра неэквидистантности β (рис.1). Если этот параметр достаточно мал ($|\beta\alpha| \leq 1$), верхняя граница области устойчивости δ_m^+ будет положительна при всех p ; в противном случае она монотонно (в асимптотике – линейно) убывает с ростом p . Таким образом, при $|\beta\alpha| \leq 1$ интервал устойчивости расширяется с ростом p в низкочастотную сторону, тогда как с высокочастотной стороны он всегда включает, по крайней мере, точку $\delta = 0$ (т. е. одночастотная генерация будет устойчива при любой выходной мощности, если положение лазерной моды совпадает с максимумом контура усиления). В случае же $|\beta\alpha| > 1$ обе границы интервала устойчивости с ростом выходной мощности уходят в низкочастотную сторону.

Рассмотрим теперь всю систему неравенств (11). Интервал устойчивости одночастотной генерации есть пере-

сечение интервалов, соответствующих различным значениям m , т. е. система (11) равносильна условию

$$\delta^- < \delta < \delta^+, \quad (15)$$

где

$$\delta^- = \max_{m>0} \delta_m^-, \quad \delta^+ = \min_{m>0} \delta_m^+.$$

Поведение этого результирующего интервала с ростом выходной мощности p также коренным образом зависит от β (рис.2). Можно показать, что при $|\beta\alpha| \leq 1$ интервал устойчивости монотонно расширяется с ростом p . Следовательно, одночастотная генерация возможна при любой выходной мощности. В свою очередь, при $|\beta\alpha| > 1$, начиная с некоторого значения p , ширина области устойчивости начинает уменьшаться и при $p = p_{\max}$ обращается в нуль. Таким образом, при $|\beta\alpha| > 1$, когда неэквидистантность мод достаточно высока и моды связаны слабо, существует предел выходной мощности излучения, достижимой в одночастотном режиме генерации. Значение p_{\max} уменьшается с ростом параметра неэквидистантности β , достигая минимального значения $p_{\max} = 4/|\alpha|$ при $|\beta\alpha| \gg 1$, т. е. когда $|\kappa| \gg \Delta$ и неэквидистантность полностью разрушает связь между подпороговыми модами с индексами $\pm m$. В этом случае нелинейное взаимодействие полей распадается на взаимодействие сильной лазерной моды с каждой из слабых подпороговых мод в отдельности.

Параметры α и β характеризуют гетероструктуру, из которой изготовлен лазер, при концентрации носителей в активной области, соответствующей режиму лазерной генерации. Эти параметры определяются как материальными свойствами слоёв структуры, так и её геометрией, т. е. толщинами слоёв и формой гребня, от которой зависят волноводные свойства в горизонтальном направлении (вдоль p - n -перехода). Поэтому для лазеров, изготовленных на основе различных гетероструктур, они могут быть различными. Для типичных параметров полупроводникового лазера условие $|\beta\alpha| > 1$, как правило, выполняется, т. е. существует предел выходной мощности излучения, достижимой в одночастотном режиме ге-

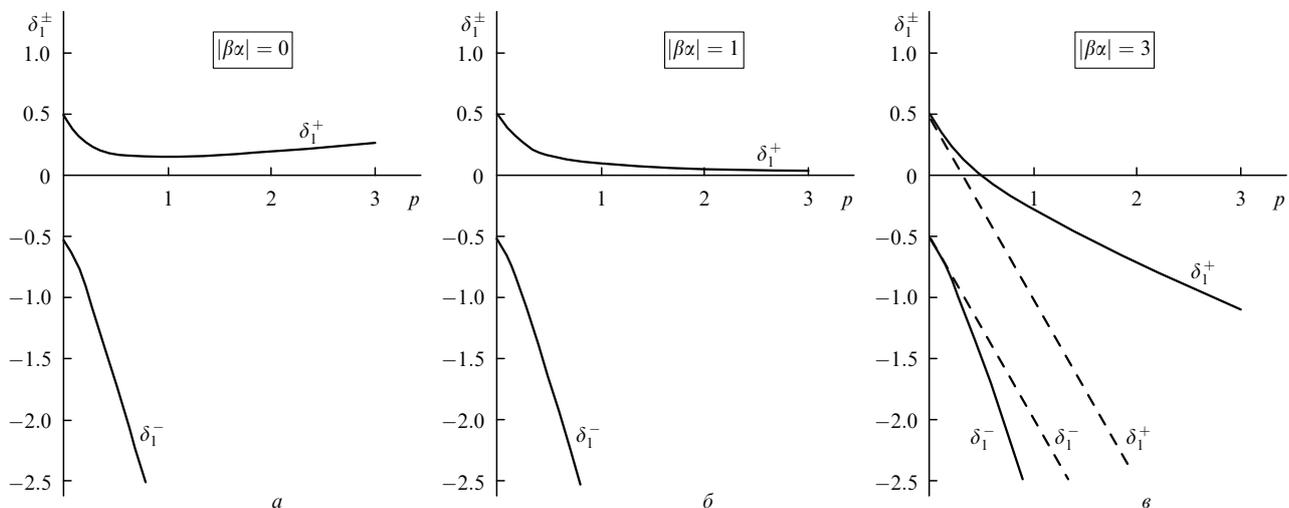


Рис.1. Зависимости положения границ δ_1^{\pm} интервала относительной отстройки частоты лазерной моды от максимума контура усиления, в котором одночастотная генерация устойчива по отношению к возбуждению ближайшей пары побочных мод, от безразмерной выходной мощности p при параметре неэквидистантности $\beta = 0$ (а), $1/3$ (б) и 1 (в) ($\alpha = 3$). Штриховой линией показано положение границ этого интервала при $|\beta\alpha| \gg 1$, т. е. когда неэквидистантность настолько высока, что взаимодействием между побочными модами можно пренебречь.

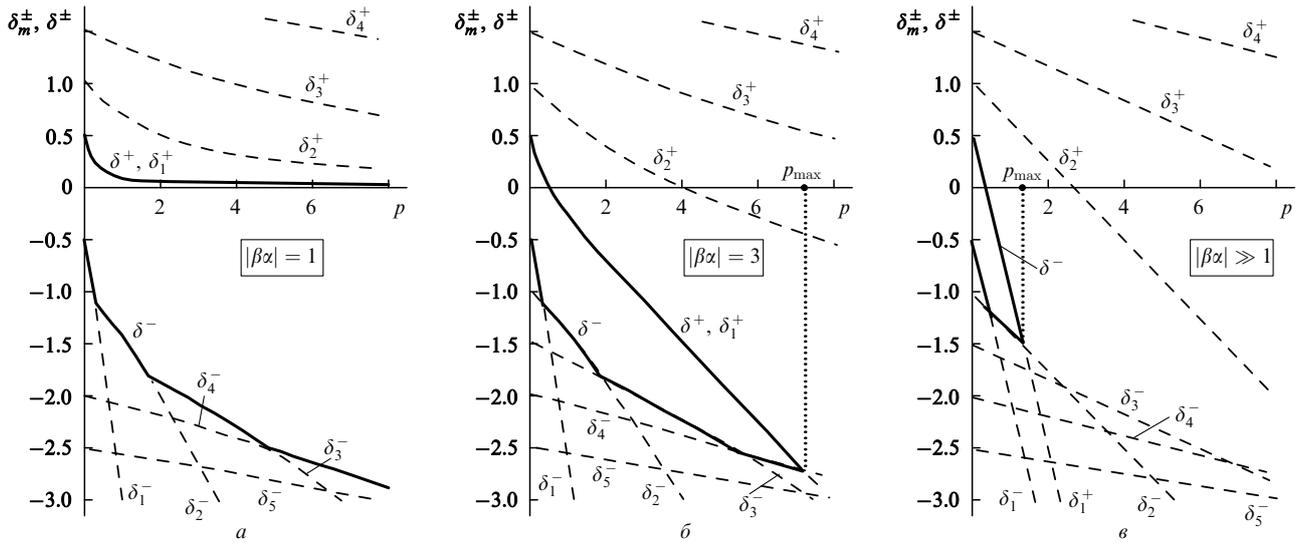


Рис.2. Зависимость положения границ области устойчивой одночастотной генерации δ^\pm от безразмерной выходной мощности p при параметре неэквидистантности $\beta = 1/3$ (а), 1 (б) и $\beta \gg 1$ (в) ($\alpha = 3$) – жирные линии. Штриховыми линиями показаны зависимости величин δ_m^\pm от p , каждая из которых представляет собой ограничение области устойчивости, связанное с возбуждением одной из подпороговых мод (точнее, пары связанных мод).

нерации. Так, для приведённых выше параметров гребнёвого лазера вычисления дают $p_{\max} \approx 1.2$, что соответствует выходной мощности излучения $P_{\text{out}}^{\max} \approx 1$ мВт. Таким образом, для лазера с указанными параметрами и идеальным (оптически однородным) резонатором одночастотная генерация с выходной мощностью свыше 1 мВт невозможна.

Как уже было сказано, полученные результаты справедливы, строго говоря, только для высокооборотного резонатора. Учёт потерь, локализованных на зеркалах, сложно проанализировать аналитически, однако это можно сделать численно. В данной работе мы не будем останавливаться подробно на этом вопросе, отметим лишь, что с уменьшением коэффициентов отражения зеркал максимальная мощность, достижимая в одночастотном режиме генерации, возрастает. В частности, для лазера с коэффициентами отражения зеркал $R_1 = 95\%$, $R_2 = 5\%$ и набором параметров, приведённым выше, расчёт даёт $P_{\text{out}}^{\max} \approx 1.3$ мВт. Этот результат получен численно при более корректном учёте пространственного перекрытия профиля осцилляций концентрации носителей с полями мод, т. е. при учёте отличия коэффициентов A_m и B_m (о которых говорилось выше) от единицы; величина γ_m при этом становится комплексной и определяется выражением, несколько отличным от (3).

Рассмотрим теперь реальный случай, когда резонатор лазера содержит продольные оптические неоднородности, приводящие к модуляции спектрального контура усиления. Предположим, что эффективная диэлектрическая проницаемость в резонаторе зависит от продольной координаты:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon(z), \tag{16}$$

где ε_0 – среднее значение комплексной эффективной диэлектрической проницаемости; $\delta\varepsilon(z)$ – флуктуации эффективной диэлектрической проницаемости, обусловленные, например, отклонениями толщин или состава слоёв гетероструктуры от средних значений. Добавки к усилению и спектральный сдвиг мод, обусловленные малым возмущением $\delta\varepsilon(z)$, можно записать в виде

$$\delta g_m = -\frac{\omega}{cn} \text{Im} \frac{\int_0^L \delta\varepsilon(z) U_m^2(z) dz}{\int_0^L U_m^2(z) dz}, \tag{17}$$

$$\delta\omega_m = -\frac{\omega}{2m_g} \text{Re} \frac{\int_0^L \delta\varepsilon(z) U_m^2(z) dz}{\int_0^L U_m^2(z) dz}.$$

Дефициты усиления и неэквидистантность мод в этом случае определяются формулами

$$A_m = A|m^2 + 2m\delta| + \delta g_0 - \delta g_m, \tag{18}$$

$$\kappa_m = km^2 + \frac{2n_g}{c} (2\delta\omega_0 - \delta\omega_m - \delta\omega_{-m}).$$

С использованием (6), (16) и (17) можно определить параметр p_{\max} , т. е. максимальную выходную мощность, при которой возможна одночастотная генерация. Она будет различной для генерации на разных продольных модах, поскольку добавки (16) зависят от абсолютного номера продольной моды.

Нами была использована следующая модель продольных неоднородностей в резонаторе полупроводникового лазера. Мы рассматривали действительную функцию

$$\delta\varepsilon(z) = 2n_0\delta n_i, \quad z_{i-1} < z < z_i, \quad i = 1, 2, \dots, M, \tag{19}$$

где $z_i = i\Delta z$; $\Delta z = L/M$; $n_0 = \text{Re}\sqrt{\varepsilon_0}$ – средний модовый показатель преломления; δn_i – изменения модового показателя преломления, представляющие собой некоррелированные гауссовы действительные случайные величины с нулевым средним значением и среднеквадратичным отклонением $\overline{\delta n}$. Таким образом, случайная функция $\delta\varepsilon(z)$ имела нормальное распределение и «белый» спектр в диапазоне пространственных частот от нуля до $q_{\max} = \pi/\Delta z$. Были рассмотрены две конкретные реализации случайной функции (18): с $\overline{\delta n} = 10^{-5}$ и 10^{-4} (отметим, что изменение модового показателя преломления на уровне 10^{-4} может быть обусловлено изменением толщин слоёв гетероструктуры с квантоворазмерной активной областью на величину порядка постоянной кристаллической решётки); в обоих случаях Δz было выбрано равным 0.1 мкм.

В качестве продольного распределения поля использовалось пороговое распределение

$$U_m(z) = \sqrt{R_1} \exp(i\beta_m z) + \exp(-i\beta_m z), \quad (20)$$

$$\beta_m = \frac{\pi}{L} \tilde{m} - \frac{i}{4L} \ln \frac{1}{R_1 R_2},$$

где $\tilde{m} = m_0 + m$ – «абсолютный» номер моды; m_0 – «абсолютный» номер лазерной моды; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал при $z = 0$ и L соответственно. Мы будем рассматривать случай с $R_1 = 95\%$, $R_2 = 5\%$.

Для лазера с указанными выше параметрами по полученным реализациям случайной функции $\delta\varepsilon(z)$ и формулам (16) были рассчитаны добавки к усилению и сдвиги частоты для набора продольных мод с длинами волн в окрестности $\lambda_0 = 1.06$ мкм. Затем для каждой из мод рассчитывалось значение $P_{\text{out}}^{\text{max}}$. Результаты расчёта (добавки к усилению и величина $P_{\text{out}}^{\text{max}}$) для рассматриваемой выборки из сорока продольных мод представлены на рис.3.

Первый рассмотренный случай ($\overline{\delta n} = 10^{-5}$, рис.3,а) соответствует относительно слабому возмущению спектрального контура усиления: среднеквадратичная добавка к усилению в этом случае одного порядка с Δ . При этом среднее значение $P_{\text{out}}^{\text{max}}$ слабо отличается от максимальной выходной мощности для «идеального» случая, однако появляется разброс, сравнимый со средним значением. Во втором рассмотренном случае ($\overline{\delta n} = 10^{-4}$, рис.3,б) возмущение спектрального контура усиления достаточно сильное: среднеквадратичная добавка к усилению на порядок превышает Δ . При этом одночастотная генерация возможна лишь на менее чем половине из рассмотренных продольных мод, однако достижимая выходная мощность более чем на порядок превышает значение, соответствующее «идеальному» случаю, – для некоторых мод одночастотная генерация возможна вплоть до выходной мощности ~ 30 мВт. Таким образом, возмущение спектрального контура модового усиления вследствие наличия в резонаторе полупроводникового лазера продольных неоднородностей приводит к увеличению максимально достижимой в одночастотном режиме мощности генерации. Эти неоднородности могут быть не только случайными, как в рассмотренном выше

случае, но и намеренно внесёнными в резонатор. Рассмотрим в качестве примера единичную неоднородность очень маленького размера (в сравнении с длиной волны излучения), которую можно смоделировать как скачок эффективной диэлектрической проницаемости в виде дельта-функции

$$\delta\varepsilon(z) = \rho\delta(z - z_0), \quad (21)$$

где z_0 определяет положение неоднородности. Такой скачок соответствует коэффициенту отражения на неоднородности

$$R_{\text{inh}} = \left(\frac{\pi\rho}{\lambda_0 n} \right)^2 \quad (22)$$

(формула справедлива при $R_{\text{inh}} \ll 1$).

Подставляя (18) и (20) в (16), легко вычислить добавки к усилению и сдвиги частот продольных мод:

$$\delta g_m = -\frac{\sqrt{R_{\text{inh}}}}{L} \left(\frac{\sqrt{R_1}}{(R_1 R_2)^{z_0/2L}} - \frac{(R_1 R_2)^{z_0/2L}}{\sqrt{R_1}} \right) \sin \frac{2\pi\tilde{m}z_0}{L}, \quad (23)$$

$$\delta\omega_m = -\frac{c\sqrt{R_{\text{inh}}}}{2n_g L} \left[2 + \left(\frac{\sqrt{R_1}}{(R_1 R_2)^{z_0/2L}} + \frac{(R_1 R_2)^{z_0/2L}}{\sqrt{R_1}} \right) \times \cos \frac{2\pi\tilde{m}z_0}{L} \right].$$

Эти добавки зависят от абсолютного номера моды \tilde{m} периодическим образом. Рассмотрим случай, когда неоднородность с коэффициентом отражения $R_{\text{inh}} = 10^{-4}$ расположена на расстоянии $L/4$ от выходного зеркала, т.е. когда $z_0 = 3/4L$. Расчётные добавки к усилению и максимальная мощность в одночастотном режиме генерации приведены на рис.4. Зависимость δg_m на рис.4,а получена с использованием формулы (23). Максимально достижимая выходная мощность при наличии неоднородности составляет в рассматриваемом случае около 60 мВт, что на полтора порядка больше, чем в её отсутствие. При наличии ещё и случайных неоднородностей с $\overline{\delta n} = 10^{-4}$, учтённых так, как описано выше, появляется разброс в предельных значениях выходной мощности для различных мод, однако среднее её значение остаётся

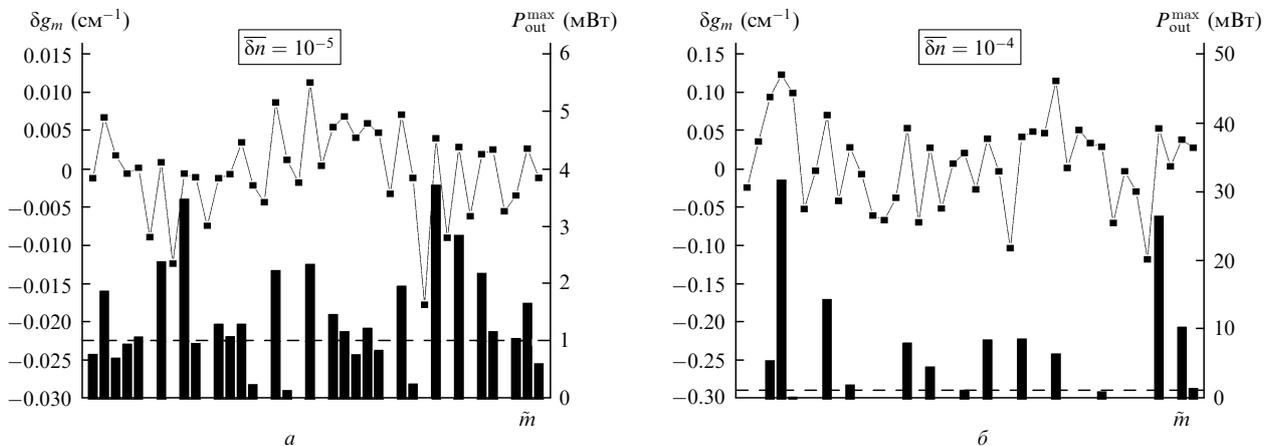


Рис.3. Случайная модуляция модового усиления δg_m (линии с точками), вызванная наличием продольных неоднородностей в резонаторе лазера, и предельная выходная мощность $P_{\text{out}}^{\text{max}}$, при которой возможна одночастотная генерация на различных продольных модах (столбики). Две представленные реализации различаются величиной среднеквадратичной флуктуации показателя преломления $\overline{\delta n}$. Штриховая линия соответствует значению $P_{\text{out}}^{\text{max}}$ для резонатора без неоднородностей (параметры резонатора приведены в тексте).

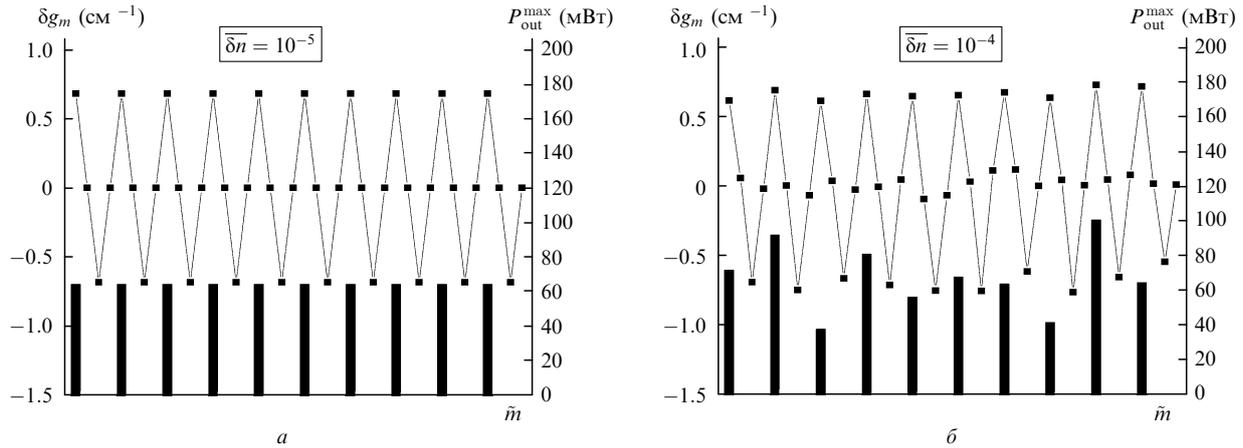


Рис.4. Модуляция спектрального контура модового усиления δg_m (линии с точками) при наличии в резонаторе лазера продольной неоднородности с коэффициентом отражения 10^{-4} и предельная выходная мощность P_{out}^{max} , при которой возможна одночастотная генерация на различных продольных модах (столбики), для случаев, когда резонатор не содержит других неоднородностей (а) и когда имеют место флуктуации модового показателя преломления со среднеквадратичным значением $\overline{\delta n} = 10^{-4}$ (б) (параметры резонатора приведены в тексте).

на том же уровне (рис.4,б). Таким образом, путём внесения продольной неоднородности в резонатор полупроводникового лазера можно контролируемым образом повысить максимальную выходную мощность, достижимую в одночастотном режиме генерации.

3. Обсуждение и выводы

В настоящей работе показано, что для типичных значений параметров полупроводникового лазера со встроенным горизонтальным волноводом существует ограничение сверху на выходную мощность, при которой возможна одночастотная лазерная генерация. Это ограничение обусловлено изменением эффективного усиления для продольных мод, спектрально близких к лазерной моде, вызванным нелинейным взаимодействием лазерной моды с подпороговыми модами за счёт осцилляций концентрации носителей на межмодовых частотах. Для рассмотренных в работе типичных параметров гребнёвого лазера с оптически идеальным резонатором максимально достижимая мощность составляет около 1 мВт. При неизменных материальных параметрах полупроводниковой активной среды предельная выходная мощность, согласно (13), обратно пропорциональна квадрату длины лазера и, следовательно, может быть увеличена путём укорочения лазера. К росту предельной мощности приводит также увеличение площади S поперечного распределения моды излучения (следует отметить, что на практике возможности её увеличения ограничены необходимостью обеспечения поперечной устойчивости поля). Кроме того, предельная мощность возрастает при уменьшении добротности резонатора, т. е. при уменьшении коэффициентов отражения зеркал. Для рассматриваемого лазера мощность, достижимая в одночастотном режиме генерации, возрастает на 30 % при переходе от лазера с $R_1 = R_2 \approx 100\%$ к лазеру с $R_1 = 95\%$, $R_2 = 5\%$. Отметим, однако, что применимость представленной модели в случае лазера с низкими коэффициентами отражения зеркал может быть ограничена вследствие пространственной неоднородности усиления, возникающей из-за неоднородного пространственного «выгорания» носителей.

На максимальную мощность, достижимую в одночастотном режиме, существенным образом влияют кри-

визна контура модового усиления вблизи его максимума (характеризуется величиной $|\partial^2 g / \partial \lambda^2|$), относительная неэквидистантность мод, обусловленная дисперсией группового показателя преломления (характеризуется величиной $\partial^2 n / \partial \lambda^2$), и коэффициент амплитудно-фазовой связи α . Для увеличения предельной мощности желательна максимизация величины $|\partial^2 g / \partial \lambda^2|$ и минимизация $\partial^2 n / \partial \lambda^2$ и α . Так, например, повысить предельную выходную мощность рассматриваемого лазера с 1 до 100 мВт можно было бы путём увеличения $|\partial^2 g / \partial \lambda^2|$ от 8 до ~ 90 мкм $^{-3}$, уменьшения α от 3.5 до ~ 0.2 или уменьшения $\partial^2 n / \partial \lambda^2$ от 6 до ~ 0.3 мкм $^{-2}$ при неизменных значениях остальных параметров.

Одним из приближений используемой в данной работе модели является монохроматичность лазерной моды. В реальности спектральная линия, соответствующая лазерной моде, всегда имеет конечную ширину, обусловленную флуктуациями фазы лазерной моды (флуктуации амплитуды обычно можно пренебречь). Эти флуктуации не скажутся на нелинейном взаимодействии лазерной моды с каждой из слабых мод в отдельности, однако ослабят связь между слабыми модами, т. е. влияние флуктуаций фазы лазерной моды будет аналогично влиянию неэквидистантности мод. Следовательно, с учётом немонахроматичности лазерной моды предельная выходная мощность, достижимая в одночастотном режиме, должна быть меньше полученной в рамках используемой модели.

При наличии в резонаторе полупроводникового лазера продольных неоднородностей, приводящих к модуляции спектрального контура модового усиления, принципиально достижимая в одночастотном режиме генерации выходная мощность может быть значительно (более чем на порядок) выше, чем в «идеальном» случае, т. е. когда неоднородности отсутствуют. Для этого необходимо, чтобы характерная «глубина» модуляции превышала характерные дефициты усиления мод, соответствующие случаю отсутствия неоднородностей. Для лазера с рассматриваемыми параметрами это условие может выполняться, например, при наличии флуктуаций эффективного показателя преломления по длине резонатора со среднеквадратичным значением $\overline{\delta n} = 10^{-4}$. Возрастание предельной мощности, достижимой в одночастотном режиме, вызванное наличием случайных неоднородностей,

носит, однако, случайный характер, и, как следствие, экспериментально достижимые значения могут сильно изменяться от образца к образцу. Добиться контролируемого увеличения предельной мощности можно путём намеренного введения продольной неоднородности. Так, для рассматриваемого лазера наличие в резонаторе микронеоднородности (малой по сравнению с длиной волны излучения) с коэффициентом отражения $R_{inh} = 10^{-4}$ приводит к повышению мощности, достижимой в одночастотном режиме генерации, до нескольких десятков милливатт, причём случайные неоднородности могут привести только к относительно небольшому разбросу этой величины.

Как уже было сказано во Введении, полученные результаты должны быть справедливы не только для гребнёвых лазеров, но и для любых других полупроводниковых лазеров, поперечные распределения полей которых можно считать фиксированными.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», а также ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» (Госконтракт № 02.513.11.3168) и

гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (№ НШ-6055.2006.02).

1. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
2. Плисюк С.А., Акимова И.В., Дракин А.Е., Бородаенко А.В., Стратонников А.А., Поповичев В.В., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35** (6), 515 (2005).
3. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36** (11), 1058 (2006).
4. Безотосный В.В., Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.Н., Шевченко Е.Г. *Труды ФИАН*, **141**, 18 (1983).
5. Choi H.K., Wang S. *Appl. Phys. Lett.*, **40** (7), 571 (1982).
6. Hayward J.E., Cassidy D.T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9** (7), 1151 (1992).
7. Hofstetter D., Thornton R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (10), 1914 (1998).
8. Hofstetter D., Faist J. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **11** (11), 1372 (1999).
9. Klehr A., Beister G., Erbert G., Klein A., Maeger J., Rechenberg I., Sebastian J., Wenzel H., Tränkle G. *J. Appl. Phys.*, **90** (1), 43 (2001).
10. Guo W.-H., Huang Y.-Z., Han C.-L., Yu L.-J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (6), 716 (2003).
11. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33** (11), 941 (2003).
12. Батрак Д.В., Богатова С.А., Бородаенко А.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35** (4), 316 (2005).