

Дифракционная селекция мод в гетеролазерах с планарными брэгговскими структурами

© Н.С. Гинзбург^{1,2}, А.С. Сергеев¹, Е.Р. Кочаровская^{1,¶}, А.М. Малкин¹,
Е.Д. Егорова^{1,2}, В.Ю. Заславский^{1,2}

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

В рамках метода связанных волн, дополненного квазиоптическим приближением, исследована возможность дифракционной селекции мод по поперечному индексу в лазерах с брэгговскими резонаторами планарной геометрии. Определены допустимые значения параметра Френеля, при которых дифракционные потери с торцов брэгговской структуры обеспечивают установление стационарного одномодового режима генерации с узким угловым спектром. Показано, что при больших значениях параметра Френеля стабильность генерации повышается при смещении частоты рабочего перехода к частоте продольной моды брэгговского резонатора с наибольшей добротностью.

Ключевые слова: брэгговские резонаторы, дифракционные потери, связанные волны, селекция мод, одномодовая генерация.

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49842.38

1. Введение

Брэгговские структуры широко используются для организации распределенной обратной связи (РОС) волн [1–5], позволяя обеспечить эффективную селекцию мод по продольному индексу, что является необходимым условием узкополосной генерации. В частности, такие структуры часто применяются при разработке гетеролазеров, для которых характерна планарная геометрия. Современные технологические возможности позволяют создавать активные гетероструктуры с поперечными (латеральными) размерами, достигающими десятков или сотен длин волн [5–8]. При этом становится актуальной задача обеспечения поперечной когерентности излучения, выходящего с торцов гетеролазера. В простейшем варианте указанная задача может быть решена за счет дифракционной селекции мод, при которой моды с большим числом вариаций по поперечной координате имеют большие дифракционные потери и не возбуждаются активной средой. Фактически подобный метод селекции используется в открытых квазиоптических резонаторах [2] и может быть перенесен на планарные брэгговские структуры.

Существующий теоретический анализ в рамках метода связанных волн обычно ограничен одномерным приближением [1–4], в котором поперечные размеры брэгговских структур формально предполагаются бесконечными в латеральном направлении, а фактически ограничены числом Френеля ~ 1 . Ранее в работе [9] был проведен анализ добротности мод с учетом ди-

фракционных потерь в планарных брэгговских структурах в отсутствие активной среды. В частности, был найден спектр собственных мод и определены поперечные размеры, при которых добротность основной осесимметричной низкочастотной моды значительно превышает добротность остальных мод. В настоящей работе в рамках двумерной модели на основе уравнений Максвелла–Блоха проведен анализ нелинейной динамики РОС-гетеролазеров с активной средой, имеющей однородное уширение спектральной линии и обладающей достаточно большими временами релаксации.

2. Модель и основные уравнения

В работе исследуется двумерная модель, учитывающая дифракционные потери с торцов и боковых граней брэгговской структуры длиной l_z по продольной координате z и конечной шириной l_x по поперечной координате x . Брэгговская структура представляет собой диэлектрическую пластину с диэлектрической проницаемостью ϵ , на которую нанесена неглубокая синусоидальная гофрировка (рис. 1)

$$b(z) = b_0 + b_1 \cos(\bar{h}z), \quad (1)$$

где b_0 — средняя толщина пластины, b_1 — амплитуда гофрировки ($b_1 \ll b_0$), d — ее период, $\bar{h} = 2\pi/d$. В такой структуре поле в условиях брэгговского резонанса $2h \approx \bar{h}$ может быть представлено в виде двух встречных

волновых квазиоптических пучков:

$$\mathbf{E}_{\pm} = \text{Re} \left\{ \mathbf{g}_{\pm}(y) A_{\pm}(z, x, t) \exp [i(\omega_0 t \mp \hbar z / 2)] \right\}. \quad (2)$$

Здесь ω_0 — брэгговская частота, выбранная за несущую, $A_{\pm}(z, x, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды волн, $\mathbf{g}_{\pm}(y)$ — нормированные вертикальные структуры полей, совпадающие с ТЕ-модами регулярных планарных волноводов. Для описания двухуровневой активной среды используются оптические уравнения Блоха [10–12], учитывающие динамику встречных волн поляризации:

$$P(z, x, t) = \text{Re} \left\{ P_{+}(z, x, t) \exp [i(\omega_0 t - \hbar z / 2)] + P_{-}(z, x, t) \exp [i(\omega_0 t + \hbar z / 2)] \right\}.$$

При этом инверсия населенностей представляется в виде

$$\Delta N(z, x, t) = N_0 \left\{ n(z, x, t) + \text{Im} [n_z(z, x, t) \exp(i\hbar z / 2)] \right\},$$

где N_0 — эффективная объемная плотность активных центров в гетероструктуре, которая предполагается однородной по координатам x и z .

Возбуждение парциальных волн активной средой и их взаимное рассеяние на периодической структуре с учетом поперечной дифракции описываются системой уравнений параболического типа [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_{+}}{\partial \tau} + \frac{\partial a_{+}}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 a_{+}}{\partial X^2} + if(X)a_{-} &= if(X)p_{+}, \\ \frac{\partial a_{-}}{\partial \tau} - \frac{\partial a_{-}}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 a_{-}}{\partial X^2} + if(X)a_{+} &= if(X)p_{-}. \end{aligned} \quad (3)$$

Динамика активной среды в предположении однородного уширения спектральной линии опишется уравнениями

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_{+} &= I(ina_{+} + n_z a_{-} / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 + i\delta \right] p_{-} &= I(ina_{-} - n_z^* a_{+} / 2), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) &= I \text{Im} (a_{+} p_{+}^* + a_{-} p_{-}^*), \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z &= I(a_{+}^* p_{-} - a_{-} p_{+}^*). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = \alpha v_{gr} t$, $Z = \alpha z$ и $X = \sqrt{\alpha \hbar} x$ — время и координаты, v_{gr} — групповая скорость волн, $L_z = \alpha l_z$ и $L_x = \sqrt{\alpha \hbar} l_x$ — продольные и поперечные размеры гофрированной области. $a_{\pm} = A_{\pm} \alpha v_{gr} / (2\pi \omega_0 d_a N_0)$ и $p_{\pm} = P_{\pm} / d_a N_0$ — безразмерные амплитуды полей и поляризации, n_p — инверсия активных центров, создаваемая постоянной накачкой; ω_{21} — ча-

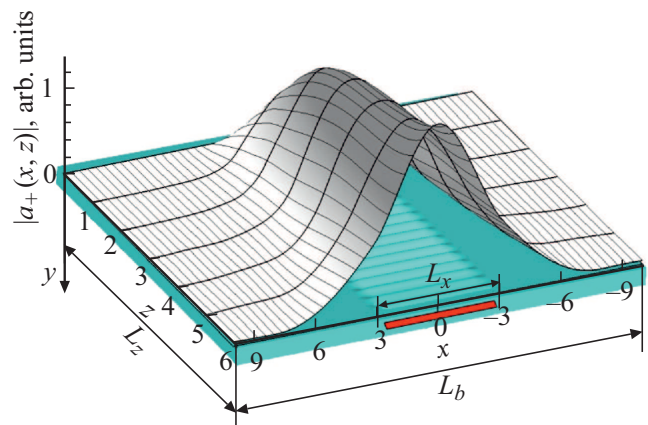


Рис. 1. Схема гетеролазера с брэгговской структурой и пространственное распределение поля парциальной волны $|a_{+}(x, z)|$ в режиме стационарной генерации, $L_z = 6$, $N_F = 1$.

стота перехода между уровнями с дипольным моментом d_a , соответствующая центру спектральной линии активной среды, $\delta = (\omega_{21} - \omega_0) / (\alpha v_{gr})$ — ее нормированная отстройка от брэгговской частоты; $I = \omega_c^2 / (\alpha v_{gr})^2$, $\omega_c = \sqrt{2\pi d_a^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \epsilon}$ — кооперативная частота; $\Gamma_{1,2} = (\alpha v_{gr} T_{1,2})^{-1}$ — безразмерные скорости релаксации инверсии населенностей и оптических дипольных колебаний в активном центре ($T_{1,2}$ — соответствующие времена релаксации). В уравнениях (3) α — коэффициент связи волн на периодической брэгговской решетке, который может быть вычислен через поперечные структуры полей $\mathbf{g}_{\pm}(y)$. В частности, коэффициент связи ТЕ-мод задается соотношением [1,9]

$$\alpha = \frac{kb_1}{b_0 + 2(h^2 - k^2)^{-1/2}} \frac{\epsilon k^2 - h^2}{h^2}, \quad (5)$$

где $k = \omega_0 / c$ и $h = \hbar / 2$. Функция $f(X)$ описывает поперечный профиль гофрировки, под которой расположена активная зона (см. рис. 1). Для простоты рассматривается случай, когда амплитуда гофрировки постоянна вдоль всей поверхности, но плавно спадает до нуля (в масштабе нескольких длин волн) на краях $x = \pm l_x / 2$, тем самым обеспечивается согласование с продолжающимся регулярным диэлектрическим волноводом.

По продольной координате на краях гофрированного участка в пренебрежении отражениями от торцов ставятся традиционные граничные условия, соответствующие отсутствию волн, падающих на систему извне:

$$a_{+}(X, \tau)|_{Z=0} = 0, \quad a_{-}(X, \tau)|_{Z=L_z} = 0. \quad (6)$$

По поперечной координате на некотором удалении от брэгговской структуры при $X = \mp L_b / 2$ используются

излучательные граничные условия [9,13]:

$$\left(a_+(X, Z, \tau) \pm \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \times \int_0^Z \frac{1}{\sqrt{Z-Z'}} \frac{\partial a_+(X, Z', \tau - Z' + Z)}{\partial X} dZ' \right) \Big|_{X=\pm L_b/2} = 0,$$

$$\left(a_-(X, Z, \tau) \pm \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \times \int_Z^{L_z} \frac{1}{\sqrt{Z'-Z}} \frac{\partial a_-(X, L_z - Z', \tau - Z' + Z)}{\partial X} dZ' \right) \Big|_{X=\pm L_b/2} = 0, \quad (7)$$

которые соответствуют свободному дифракционному расплыванию парциальных волновых пучков через указанные боковые границы. Важно подчеркнуть, что распределение полей внутри брэгговской структуры и активной зоны $[-L_x/2, L_x/2]$ от положения указанных границ не зависит.

3. Собственные моды брэгговского резонатора (двумерная модель)

Для определения пространственных структур и декрементов собственных мод брэгговского резонатора в отсутствие активной среды моделировалось возбуждение резонатора коротким электромагнитным импульсом, падающим с левой границы $Z = 0$. Указанный импульс имел симметричный либо антисимметричный профиль относительно оси резонатора $X = 0$. В процессе затухания возмущений, описываемых эволюционными уравнениями (3) с нулевой правой частью, происходило выделение наиболее добротных мод с заданной симметрией. В исследуемой системе указанный подход позволяет определить собственные частоты и декременты затухания основной симметричной и первой антисимметричной мод, а также их пространственную структуру [9].

Зависимость декрементов низкочастотных (НЧ) и высокочастотных (ВЧ) симметричных мод от величины параметра Френеля

$$N_F = l_x^2 / (\lambda_w l_z) = L_x^2 / (4\pi L_z) \quad (7)$$

приведены на рис. 2. Здесь λ_w — волноводная длина волны.

Из рис. 2 видно, что при больших значениях параметра Френеля, $N_F \gg 1$, когда дифракционные потери становятся пренебрежимо малыми, собственные частоты и декременты мод асимптотически стремятся к значениям, определяемым известным в традиционной теории

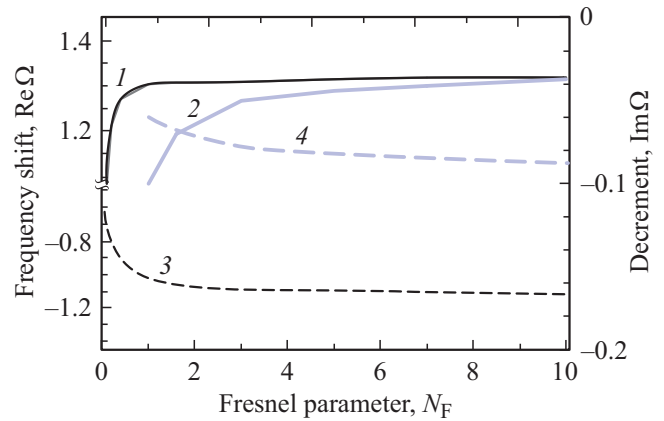


Рис. 2. Зависимости от параметра Френеля N_F декремента $\text{Im}\Omega$ (1, 2) и сдвига частоты (3, 4), низкочастотной (1, 3) и высокочастотной (2, 4) симметричных мод при $L_z = 6$.

брэгговских структур соотношением [1–3]

$$\Omega_n \equiv \frac{\omega_n - \omega_0}{\alpha v_{gr}} = \pm \left(1 + \frac{n^2 \pi^2}{2L_z^2} \right) + i \frac{n^2 \pi^2}{L_z^3}, \quad (8)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$. Указанное соотношение при представлении решения в виде $a_{\pm} = \bar{a}_{\pm}(i\Omega_n \tau)$ и в пренебрежении дифракционными эффектами может быть также получено из уравнений (3). Согласно (8), существует два семейства мод с одинаковыми декрементами и соответствующими добротностями $Q_{\pm n} = \omega_0 / (2\alpha v_{gr} \text{Im}\Omega_{\pm n})$. Собственные частоты двух наиболее добротных мод расположены на границах зоны непрозрачности $\omega_{\pm 1} = \omega_0 + \alpha v_{gr} \text{Re}\Omega_{\pm 1}$ и сдвинуты вверх и вниз относительно брэгговской частоты. Моделирование на основе уравнений (3) показывает, что учет дифракционных потерь, зависящих от поперечной структуры поля, снимает указанное вырождение по добротности. В результате добротность НЧ моды оказывается выше добротности ВЧ моды. Это обстоятельство иллюстрирует спектр амплитуды поля $S(\Delta) = \int_{\tau_0}^{\infty} A_+(\tau) \exp(-i\Delta\tau) d\tau$ на рис. 3 в зависимости от безразмерной частоты $\Delta = \omega / (\alpha v_{gr})$ из которого видно, что на промежуточном этапе при возбуждении симметричной по оси x моды достаточно явно представлены низкочастотная и высокочастотная компоненты.

Однако при небольших числах Френеля ВЧ мода затухает значительно быстрее НЧ моды (см. рис. 2) и, следовательно, для ее возбуждения активной средой требуется большее превышение над порогом лазерной генерации. Заметим, что в исследуемой системе существуют также асимметричные по поперечной структуре моды (см. [9]), которые также могут возбуждаться активной средой, что приводит к нарушению симметрии поперечного профиля выходного излучения.

Для практических оценок возьмем следующие параметры брэгговского резонатора: период гофра

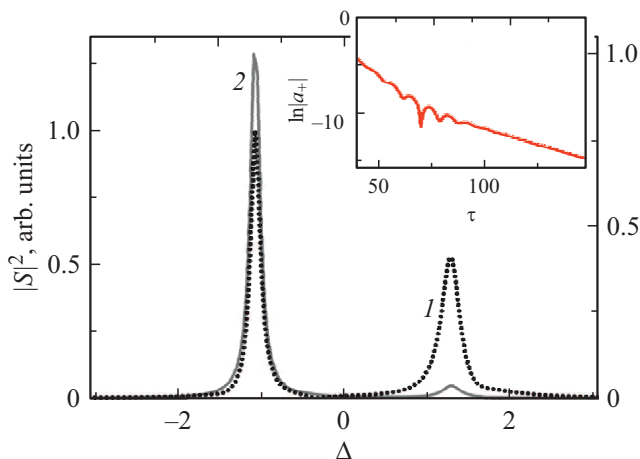


Рис. 3. Нормированные спектральные интенсивности поля в зависимости от безразмерной частоты $\Delta = \omega/(\alpha v_{gr})$: 1 (точечная кривая) — начальная стадия, когда имеет место возбуждение ВЧ и НЧ симметричных мод; 2 (сплошная кривая) — конечная стадия, когда ВЧ мода практически полностью затухла. На вставке показана эволюция амплитуды поля. $L_z = 6$, $N_F = 1$.

$d = 0.5$ мкм, амплитуда $b_1 = 0.3$ мкм, продольный размер $l_z = 1$ мм. В этом случае при диэлектрической проницаемости волноводного слоя $\epsilon \approx 12$ брэгговская частота ω_0 соответствует вакуумной рабочей длине волны $\lambda = 3.8$ мкм квантово-каскадного лазера, описанного в работе [10]. Коэффициент связи волн при этом равен $\alpha = 53.5$ см $^{-1}$. Параметр Френеля $N_F \approx 1$ реализуется при латеральном размере решетки и активной зоны $l_x \approx 60$ мкм.

4. Моделирование динамики гетеролазеров с учетом дифракционных эффектов

Для определенности моделирование процесса генерации в РОС-гетеролазере проводилось для параметров активной среды, близких к указанным в работе [10], а именно времена релаксации поляризации и инверсии составляли ~ 400 фс и ~ 2 пс, кооперативная частота равнялась $\omega_c = 1.1 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$, при указанном выше коэффициенте связи волн α это соответствует нормированным скоростям релаксации поляризации и инверсии $\Gamma_2 = 5.1$, $\Gamma_1 = 1$ и величине параметра $I = 5.6$.

При указанных параметрах активной среды селективность брэгговского резонатора при относительно небольших значениях параметра Френеля позволяет обеспечить реализацию режима стационарной одномодовой генерации в широких пределах превышений уровней накачки над пороговым значением от $n_p = 0.02$ до $n_p = 0.2$, при которых мощность излучения возрастает на порядок (рис. 4, кривые 1 и 2). При этом имеет место селективное возбуждение низкочастотной моды, если

частота перехода активной среды близка к собственной частоте указанной моды, а следовательно, близки отстройки указанных частот от несущей брэгговской частоты $\delta = -1$. В таких условиях поперечный профиль поля (кривые 1 и 2 на рис. 5) и соответственно угловой спектр излучения практически не меняются. Однако дальнейшее увеличение накачки после превышения второго лазерного порога [14] приводит не только к возбуждению ВЧ моды, но и к усложнению пространственной структуры и вместе с ней углового спектра излучения (кривая 3 на рис. 5).

Как показано в [11,12], увеличение мощности накачки, заметно превышающей пороговые значения, приводит к росту амплитуд встречных волн поля и поляризации активной среды, биения которых порождают решетку

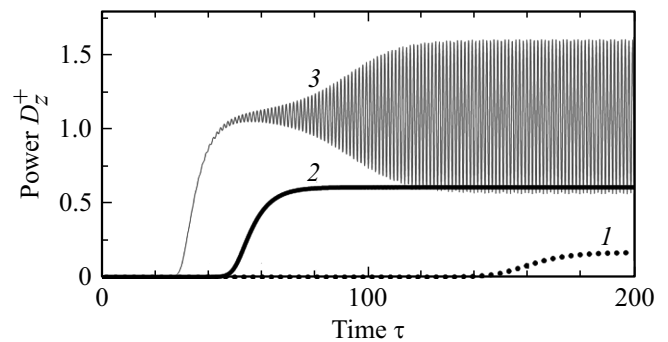


Рис. 4. Установление одно- и двухмодовой генерации при малом значении параметра Френеля, $N_F = 1$, при частоте перехода активной среды, близкой к частоте НЧ моды ($\delta = -1$), для различных уровней превышений накачки над порогом: $n_p = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3). Нормированные параметры лазерной среды: длина $L_z = 5.3$, времена релаксации поляризации $\Gamma_2 = 5.1$ и инверсии $\Gamma_1 = 1$, параметр $I = 5.6$.

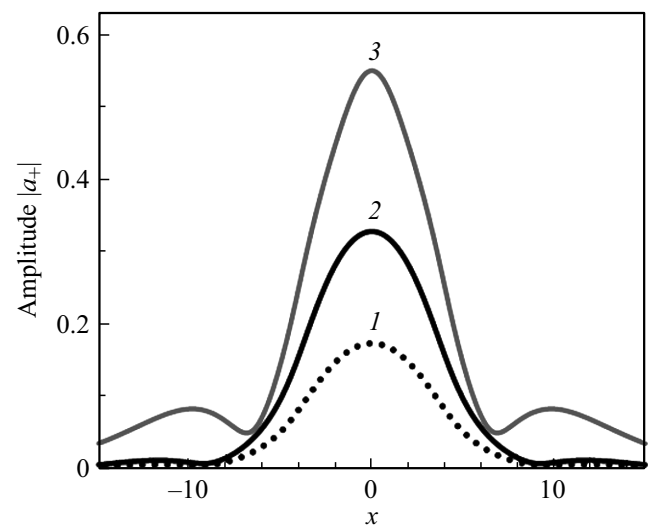


Рис. 5. Распределение амплитуды парциальной волны по поперечной координате на выходе из лазера при возбуждении НЧ моды при малом значении параметра Френеля для различных превышений над порогом: 1 — $n_p = 0.1$, 2 — 0.2, 3 — 0.3. Параметры активной среды те же, что и на рис. 4.

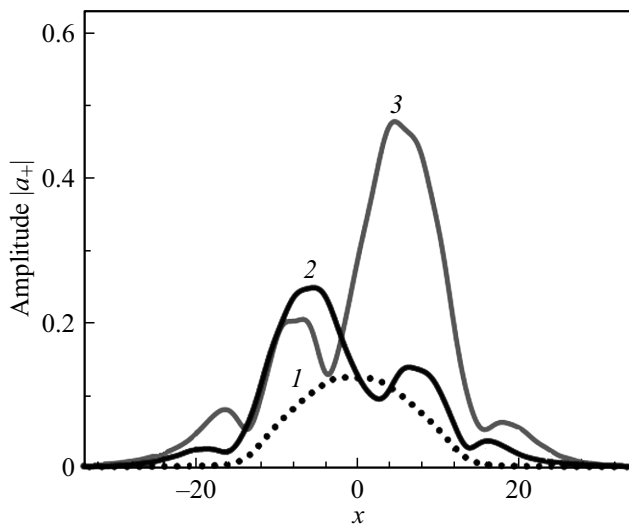


Рис. 6. Распределение амплитуды парциальной волны по поперечной координате на выходе из лазера при большом значении параметра Френеля для различных превышений над порогом: $n_p = 0.07$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3). Параметры активной среды те же, что и на рис. 4.

инверсии. Она усиливает связь встречных электромагнитных волн, что приводит к возбуждению ВЧ моды. В результате при уровне накачки $n_p = 0.3$ (кривая 3 на рис. 4) в выходном излучении наблюдаются биения с периодом, который определяет частотный сдвиг между НЧ и ВЧ модами.

При увеличении параметра Френеля N_F (т.е. ширины резонатора и, следовательно, ширины активной зоны) выходной профиль поля остается близким к поперечной структуре основной симметричной моды брэгговского резонатора при малых превышениях уровня накачки над порогом (кривая 1 на рис. 6). Однако уже сравнительно небольшое увеличение превышения над порогом ведет к расширению частотного спектра генерации, сопровождающееся усложнением поперечной структуры (кривые 2 и 3 на рис. 6).

5. Заключение

Таким образом, приведенный анализ показывает эффективность дифракционной селекции мод в брэгговских структурах планарной геометрии при относительно небольших значениях параметра Френеля, т.е. при ширинах гетероструктуры $l_x \leq \sqrt{\lambda_w l_z}$. Однако с ростом параметра Френеля уменьшается значение второго лазерного порога и сокращается область параметров, при которых реализуется режим мощной стационарной одномодовой генерации, даже при настройке частоты перехода на частоту наиболее добротной низкочастотной моды ($\delta = -1.3$). При больших параметрах Френеля характерны режимы генерации с широким частотным и угловым спектром выходного излучения.

Вместе с тем в настоящее время реализованы активные среды (в частности, полупроводниковые гетероструктуры) с латеральными размерами, составляющими $10^2 - 10^3$ длин волн [4–8]. В таких условиях при больших значениях параметра Френеля, $N_F \gg 1$, для селекции мод и обеспечения пространственно-когерентной одномодовой генерации следует использовать двумерно-периодические брэгговские структуры, реализующие двумерную распределенную обратную связь [15,16].

Финансирование работы

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0035-2019-0001 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-48-520022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н. Kogelnik. *Theory of dielectric waveguides*. In: *Integrated Optics* (Springer Berlin–Heidelberg, 1979) v. 7.
- [2] A. Yariv. *Quantum Electronics* (N.Y., Wiley, 1975).
- [3] S. Akiba. *Encyclopedic Handbook of Integrated Optics* (CRC Press-Taylor & Francis Group, 2005).
- [4] H. Ghafouri-Shiraz. *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters* (N.Y., Wiley, 2003) chap. 2.
- [5] Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев, С.Н. Лосев, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, Э.У. Рафаилов, В. Сиббет. *Письма ЖТФ*, **31**, 28 (2005). DOI: 10.1134/1.2121827
- [6] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников, В.П. Коняев. *Квант. электрон.*, **30**, 401 (2000). DOI: 10.1070/QE2000v030n05ABEH001732
- [7] Д.В. Батрак, А.П. Богатов. *Квант. электрон.*, **37**, 745 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n08ABEH013648
- [8] В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Вл.В. Кочаровский. *ФТП*, **39**, 171 (2005). DOI: 10.1134/1.1852667
- [9] N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, E.R. Kocharovskaya, A.M. Malkin, E.D. Egorova, V.Yu. Zaslavsky. *Phys. Lett. A*, **384**, 126219 (2020).
- [10] T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier et al. *Phys. Rev. A*, **94**, 063807 (2016).
- [11] Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *УФН*, **187**, 367 (2017).
- [12] Вл.В. Кочаровский, В.А. Кукушкин, С.В. Тарасов, Е.Р. Кочаровская, В.В. Кочаровский. *ФТП*, **53**, 1321 (2019).
- [13] Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев. *Изв. вузов. Радиофизика*, **52**, 632 (2009). DOI: 10.1007/s11141-010-9165-4
- [14] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
- [15] В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, А.С. Сергеев, М. Тумм. *Квант. электрон.*, **39**, 463 (2009).
- [16] N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev, A.M. Malkin. *Phys. Rev. A*, **91**, 053806 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.114801

Редактор Л.В. Шаронова

Diffraction mode selection in heterolasers with planar Bragg structures

*N.S. Ginzburg^{1,2}, A.S. Sergeev¹, E.R. Kocharovskaya¹,
A.M. Malkin¹, E.D. Egorova^{1,2}, V.Yu. Zaslavsky^{1,2}*

¹ Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Within the coupled waves method complemented by quasi-optical approach, we investigate a possibility of diffraction mode selection with respect to the transverse mode index in lasers with planar Bragg resonators. Allowable values of the Fresnel parameter are determined which provide for establishment of stationary single-mode oscillation regime with narrow angle spectrum due to diffraction losses from the edges of the Bragg structure. We show that at larger values of the Fresnel parameter, oscillation stability can be improved by shifting the operating transition frequency to the eigen frequency of the highest-Q longitudinal mode of the Bragg resonator.