

Модель оптической ячейки на основе конкуренции генерации модовых структур различной добротности в мощных полупроводниковых лазерах

© А.А. Подоскин[†], И.С. Шашкин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 декабря 2014 г. Принята к печати 30 декабря 2014 г.)

Предложена модель, описывающая работу полностью оптической ячейки, основанной на конкуренции генерации мод резонатора Фабри–Перо и высокодобротной замкнутой моды в мощных полупроводниковых лазерах. На основе скоростных уравнений рассмотрены условия переключения генерации между модами Фабри–Перо для основного и возбужденного уровней лазерной генерации и замкнутой модой при возрастании внутренних оптических потерь в условиях высоких уровней токовой накачки. Рассмотрены условия работы оптической ячейки в режиме модулятора мощного лазерного излучения (обратимое переключение модовых структур) и в режиме ячейки памяти с бистабильным необратимым переключением генерации между модовыми структурами различной добротности.

1. Введение

В настоящее время для ряда практических приложений (связь в свободном пространстве, оптические радары и пр.) необходимо решить задачу управляемой модуляции потока мощного лазерного излучения с характерными временами переходных процессов в наносекундном и субнаносекундном диапазонах. Классические подходы — прямая токовая модуляция, модуляция добротности, оптические усилители [1–3] — продемонстрировали возможности создания высокоэффективных лазерных излучателей, однако их реализация сопряжена со значительными технологическими (постростовые операции) и техническими трудностями (создание мощных электронных источников импульсной накачки и управления). Помимо требований к эффективности и технологичности существует потребность в реализации принципа „полностью оптического“ прибора, в котором управление состоянием лазерной генерации осуществляется за счет внешнего оптического сигнала.

В данной работе рассмотрен метод полностью оптической модуляции мощного лазерного излучения, основанный на контроле процесса конкуренции модовых структур различной добротности, существующих в мощных полупроводниковых лазерах полосковой конструкции: моды резонатора Фабри–Перо (ФПМ) и замкнутой моды (ЗМ), возникающей за счет эффекта полного внутреннего отражения от всех граней лазерного кристалла. В результате анализа работы лазеров полосковой конструкции было показано [4], что возникновение ЗМ обусловлено изменением взаимного расположения спектров усиления в накачиваемом полоске и поглощения активной области в пассивной части лазерного кристалла. Активная область в полоске, прокачиваемом высокими плотностями токов, испытывает разогрев, приводящий к сужению запрещенной зоны, а рост концентрации

носителей заряда в активной области непрокачиваемой части кристалла снижает межзонное поглощение и соответственно потери ЗМ [5]. Управление величиной поглощения ЗМ в пассивной части лазерного кристалла [6] позволило осуществить управление конкуренцией ФПМ и ЗМ в лазерном кристалле внешним электрическим сигналом [7–9]. Теоретический анализ с учетом явления компрессии усиления, возникающей при высоких плотностях тока накачки и оптической мощности [10], показал возможность одновременной генерации нескольких модовых структур [11]. Фактор компрессии усиления обуславливает рост концентрации носителей заряда в активной области с возрастанием тока накачки, что приводит к выполнению пороговых условий для генерации ЗМ. В рамках данной работы рассматривается возрастание внутренних оптических потерь с ростом плотности тока накачки как причина изменения характера конкуренции модовых структур. Цель работы — анализ условий возникновения устойчивых состояний генерации модовых структур ФПМ и ЗМ а также возможности оптического управления конкуренцией между ними при высоких уровнях токовой накачки.

2. Модель оптической ячейки на основе конкуренции ФПМ и ЗМ в условиях высоких уровней токового возбуждения

Для реализации мощного источника модулируемого лазерного излучения предлагается оптическая ячейка (рис. 1) на основе лазерной двойной гетероструктуры раздельного ограничения с квантово-размерной активной областью (КР ДГС РО). Секция 1 на рис. 1 соответствует накачиваемому полоску, секция 2 — пассивная или управляющая часть кристалла. Конструкция оптической ячейки подразумевает принципиальную возможность конкурентной лазерной генерации двух типов

[†] E-mail: podoskin@mail.ioffe.ru

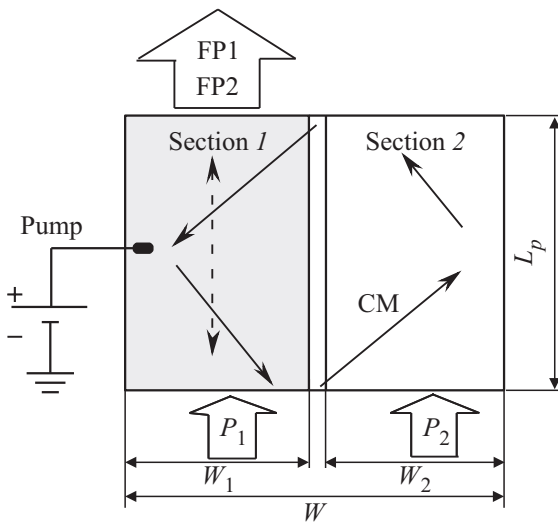


Рис. 1. Схема оптической ячейки: W_1 и W_2 — ширины секций; L_p — длина резонатора Фабри-Перо.

модовых структур различной добротности (ФПМ и ЗМ) с общей областью усиления (секция 1).

Модель оптической ячейки строится на основе системы скоростных уравнений [10], представляющей собой простейшую пространственно-сосредоточенную динамическую модель. Подход, основанный на скоростных уравнениях, включает два базовых допущения: из рассмотрения исключаются пространственные неоднородности в распределении носителей заряда и фотонов внутри кристалла оптической ячейки, а также не рассматриваются транспорт носителей заряда через ДГС РО и динамика заполнения двух энергетических уровней лазерной генерации: $1e-1hh$ и $2e-2hh$. Таким образом, во временной области модель применима к расчету процессов, характерные длительности которых существенно превышают характерные времена распространения оптических полей в кристалле (для ФПМ — время двойного прохода вдоль оси резонатора, а для ЗМ — время кругового обхода), а также времена транспорта носителей до активной области и конечные времена перераспределения носителей между уровнями лазерной генерации и уровнем волновода [12]. С учетом этих особенностей для оптических ячеек с габаритами $WL_p \sim \text{мм}^2$ (рис. 1) допустимо рассматривать динамику процессов с временами 20–50 пс и более.

Система скоростных уравнений содержит подсистемы для носителей заряда и фотонов возможных модовых конфигураций. При этом подсистема носителей заряда описывает динамику концентраций носителей заряда в квантово-размерной активной области накачиваемого полосока N_1 и пассивной секции N_2 . Возможные модовые конфигурации определяются параметрами квантово-размерной активной области, требующими выполнения условий эффективной лазерной генерации. В результате высоких уровней токовой накачки в квантово-размерной активной области (в данной работе — квантовая яма)

создается положительное усиление для двух лазерных переходов: $1e-1hh$ и $2e-2hh$. Поэтому фотонная подсистема включает две моды резонатора Фабри-Перо (ФПМ1 и ФПМ2, характеризуемые количеством фотонов $N_{\text{ph}}^{\text{FP1}}$ и $N_{\text{ph}}^{\text{FP2}}$ соответственно) для соответствующих лазерных переходов и высокодобротную ЗМ ($N_{\text{ph}}^{\text{CM}}$), работающую на переходах $1e-1hh$. Тогда система скоростных уравнений для исследуемой оптической ячейки может быть записана следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = \eta_i \frac{I_{\text{pump}}(t)}{q_0 V_{\text{QW}}} - \frac{N_1}{\tau} - \frac{R_{\text{st}}^{\text{FP1}}}{V_{\text{QW}}} - \frac{R_{\text{st}}^{\text{FP2}}}{V_{\text{QW}}} - \frac{R_{\text{st_act}}^{\text{CM}}}{V_{\text{QW}}}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_{\text{sp}}} - \frac{R_{\text{st_pass}}^{\text{CM}}}{V_{\text{QWpass}}} + \beta_{\text{sp}} \frac{N_1}{\tau_{\text{sp}}} + \frac{R_{\text{opt2}}(P_2)}{V_{\text{QWpass}}}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}^{\text{FP1}}}{dt} = R_{\text{st}}^{\text{FP1}} - \frac{N_{\text{ph}}^{\text{FP1}}}{\tau_{\text{ph}}^{\text{FP1}}} + \beta V_{\text{QW}} \frac{N_1}{\tau_{\text{sp}}} + \frac{P_1(t)}{\hbar\omega}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}^{\text{FP2}}}{dt} = R_{\text{st}}^{\text{FP2}} - \frac{N_{\text{ph}}^{\text{FP2}}}{\tau_{\text{ph}}^{\text{FP2}}} + \beta V_{\text{QW}} \frac{N_1}{\tau_{\text{sp}}}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}^{\text{CM}}}{dt} = R_{\text{st_act}}^{\text{CM}} + R_{\text{st_pass}}^{\text{CM}} - \frac{N_{\text{ph}}^{\text{CM}}}{\tau_{\text{ph}}^{\text{CM}}} + \beta \frac{V_{\text{QW}} N_1 + V_{\text{QWpass}} N_2}{\tau_{\text{sp}}}, \quad (5)$$

где $R_{\text{st}}^{\text{FP1}}$ и $R_{\text{st}}^{\text{FP2}}$ — скорости стимулированной рекомбинации для ФПМ1 и ФПМ2 в секции 1, $R_{\text{st_act}}^{\text{CM}}$ и $R_{\text{st_pass}}^{\text{CM}}$ — скорости стимулированной рекомбинации ЗМ в секциях 1 и 2 соответственно, I_{pump} — ток накачки секции 1, P_1 — мощность управляющего потока засветки секции 1, $R_{\text{opt2}}(P_2)$ — скорость генерации носителей заряда в активной области секции 2 вследствие поглощения управляющего потока засветки P_2 , $\tau_{\text{ph}}^{\text{FP1}}$, $\tau_{\text{ph}}^{\text{FP2}}$ и $\tau_{\text{ph}}^{\text{CM}}$ [11] — времена жизни фотонов для ФПМ1, ФПМ2 и ЗМ, η_i — внутренний квантовый выход, β_{sp} — доля спонтанного излучения секции 1, поглощаемая в секции 2, β — доля спонтанного излучения, дающая вклад в лазерную моду, V_{QW} и V_{QWpass} — объем квантово-размерной активной области в накачиваемой и управляющей частях лазерного кристалла (секции 1 и 2 на рис. 1 соответственно), ω_1 — циклическая частота ФПМ1, q_0 — заряд электрона.

Спонтанное время жизни носителей заряда представилось в виде [3]

$$\tau_{\text{sp}} = \frac{1 + B_1 N}{BN}, \quad (6)$$

где B — коэффициент бимолекулярной излучательной рекомбинации, B_1 — коррекционный коэффициент для учета насыщения скорости бимолекулярной излучательной рекомбинации при высоких концентрациях носителей заряда, возникающих при высоких уровнях токовой накачки, N — концентрация носителей заряда в активной области.

Для ФПМ интегральные скорости стимулированной рекомбинации записываются в виде

$$R_{st}^{FP} = g_{mod}^{FP}(N)v_{gr}N_{ph}, \quad (7)$$

где v_{gr} и N_{ph} — групповая скорость и количество фотонов в моде, а g_{mod}^{FP} — модальное усиление. Для ЗМ скорости стимулированной рекомбинации записывались с учетом латерального фактора оптического ограничения Γ_{CM} [6]:

$$R_{st_act}^{CM} = \Gamma_{CM}g_{mod}^{CM}(N_1)v_{gr}N_{ph}^{CM}, \quad (8)$$

$$R_{st_pass}^{CM} = (1 - \Gamma_{CM})g_{mod}^{CM}(N_2)v_{gr}N_{ph}^{CM}. \quad (9)$$

Фактор оптического ограничения представлен приближением

$$\Gamma_{CM} \approx W_1/(W_1 + W_2), \quad (10)$$

где W_1 и W_2 — ширины секций оптической ячейки (рис. 1)

Для аппроксимации модального усиления в квантово-размерной активной области (в работе рассмотрена квантовая яма) принималась логарифмическая модель [10]

$$g_{mod} = \Gamma_{QW}g_0 \ln\left(\frac{N + n'}{n_{tr} + n'}\right), \quad (11)$$

где Γ_{QW} — фактор поперечного оптического ограничения квантово-размерной активной области [6], n_{tr} — концентрация прозрачности, n' — поправочный параметр.

Механизм оптического управления работой ячейки реализован через засветку секций 1 и 2 оптическими потоками P_1 и P_2 на длине волны ФПМ1 (рис. 1). Согласно (11) для $R_{opt2}(P_2)$ можно записать:

$$R_{opt2}(P_2) = A \frac{P_2}{\hbar\omega_1} \left(1 - \left(\frac{N + n'^{FP1}}{n_{tr}^{FP1} + n'^{FP1}} \right) \exp(\Gamma_{QW}g_0^{FP1}L_p) \right), \quad (12)$$

где значение коэффициента A отражает эффективность ввода управляющего потока в секцию 2 оптической ячейки и учет многопроходного поглощения.

3. Режимы работы оптической ячейки: статические пороговые условия

В соответствии с [6] для ФПМ и ЗМ оптической ячейки можно записать уравнения пороговых условий (рис. 2):

$$g_{mod}^{FP} = \alpha_i + \alpha_{out}, \quad (13)$$

$$\Gamma_{CM}(g_{mod}^{FP1} - \Delta g) = \alpha_i + (\alpha_0^{CM} - \Delta\alpha^{CM})(1 - \Gamma_{CM}), \quad (14)$$

где $\alpha_{out} = 1/2L_p \ln(1/R_1R_2)$ — внешние оптические потери ФПМ, $\Delta g \approx 1-3 \text{ см}^{-1}$ — рассогласование модальных усилений для ФПМ1 и ЗМ, α_0^{CM} — потери ЗМ в секции 2 на межзонном поглощении при отсутствии просветления. При воздействии на секцию 2 внешним оптическим потоком или электрическим сигналом (инжекция тока или приложение электрического поля при

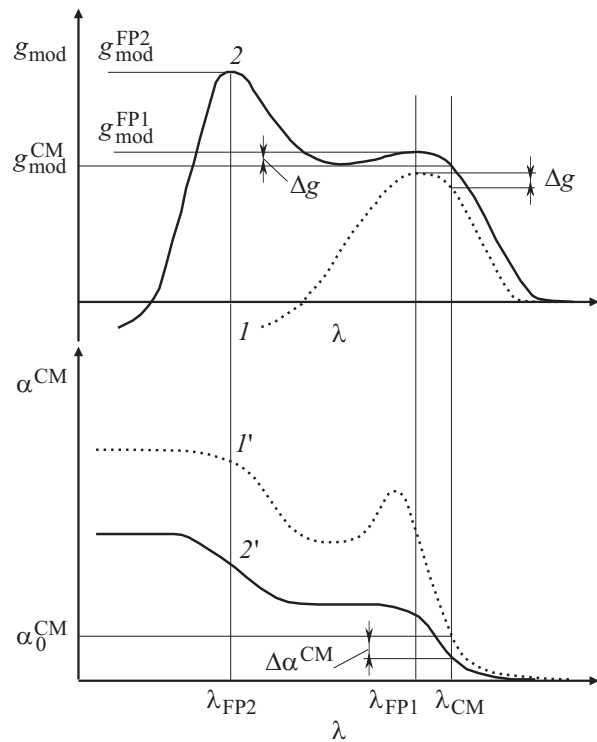


Рис. 2. Схематические зависимости усиления и поглощения квантово-размерной активной области. Вверху: 1 и 2 — усиление в секции 1 при низком и высоком уровне токового возбуждения. Внизу: 1' и 2' — поглощение в секции 2 без просветления и с просветлением. λ_{FP1} и λ_{FP2} — длины волн генерации ФПМ1 ($1e-1hh$) и ФПМ2 ($2e-2hh$), λ_{CM} — длина волны генерации ЗМ, g_{mod}^{FP1} и g_{mod}^{FP2} — модальные усиления для ФПМ1 и ФПМ2, Δg — рассогласование модальных усилений для ФПМ1 и ЗМ, α_0^{CM} — модальные потери на межзонное поглощение для ЗМ в отсутствие просветления, $\Delta\alpha^{CM}$ — изменение модальных потерь ЗМ при просветлении квантово-размерной активной области в секции 2.

обратном смещении $p-n$ -перехода) возникает деформация края спектра поглощения квантово-размерной активной области, выражаемая в виде величины $\Delta\alpha^{CM}$ [5]. Из уравнения (13), которое справедливо для ФПМ1 и ФПМ2, следует, что характер конкуренции мод Фабри-Перо определяется внутренними оптическими потерями и зависимостями модального усиления от концентрации носителей заряда в активной области (11). Конкуренция ФПМ и ЗМ определяется спектральными зависимостями усиления и поглощения в секциях оптической ячейки (рис. 2). Изменение этих параметров с ростом плотности тока накачки и интенсивности оптических полей лазерных мод определяет режим работы оптической ячейки.

Для мощных полупроводниковых лазеров, работающих в условиях сверхвысоких уровней плотности токовой накачки, известно явление насыщения ватт-амперной характеристики (ВтАХ), вызываемое широким спектром негативных эффектов: разогрев активной области и насыщение материального усиления активной области [10], делокализация носителей [13] и их выброс

Таблица 1. Параметры модельной КР ДГС РО

Слой	Толщина, мкм	Состав
Контактный	0.5	GaAs
p-эмиттер	1.2	Al _{0.3} Ga _{0.7} As
Волновод	0.65	Al _{0.1} Ga _{0.9} As
Спейсер	0.005	GaAs
КЯ	0.009	In _{0.29} Ga _{0.71} As
Спейсер	0.005	GaAs
Волновод	1.05	Al _{0.1} Ga _{0.9} As
n-эмиттер	1.5	Al _{0.3} Ga _{0.7} As
Буфер	0.3	GaAs
Подложка	100	GaAs

в волновод [14], рост паразитной рекомбинации и внутренних оптических потерь в волноводных слоях [15], конечное время релаксации носителей из волновода на лазерные уровни [12], выгорание концентрации носителей заряда вдоль оси резонатора [16,17]. Помимо насыщения материального усиления квантово-размерной активной области, учитываемого аппроксимацией (11), в расчетную модель вводится зависимость внутренних оптических потерь от плотности тока накачки [18]:

$$\alpha_j(J) = \alpha_{i0} + KJ, \tag{15}$$

где α_{i0} — внутренние оптические потери для порогового тока и K — параметр нарастания внутренних оптических потерь. С учетом (15) и модели усиления (11) можно переписать пороговые соотношения (13), (14), где индексами FP1 и FP2 отмечены параметры (11) для

лазерных переходов $1e-1hh$ и $2e-2hh$:

$$\begin{aligned} & (n_{tr}^{FP1} + n'^{FP1}) \exp\left(\frac{\alpha_{i0} + K^{FP1}J + \alpha_{out}}{\Gamma_{QW}g_0^{FP1}}\right) - n'^{FP1} \\ & \leq (n_{tr}^{FP2} + n'^{FP2}) \exp\left(\frac{\alpha_{i0} + K^{FP2}J + \alpha_{out}}{\Gamma_{QW}g_0^{FP2}}\right) - n'^{FP2}, \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{QW}g_0^{FP1} \ln\left(\frac{N + n'^{FP1}}{n_{tr}^{FP1} + n'^{FP1}}\right) & \leq \Delta g + \alpha_{i0} + K^{FP1}J \\ & + \frac{1 - \Gamma_{CM}}{\Gamma_{CM}} (\alpha_{i0} + \alpha_0^{CM} - \Delta\alpha^{CM}). \end{aligned} \tag{17}$$

Неравенство (16) определяет условие генерации ФПМ1, при смене знака неравенства — для ФПМ2. Неравенство (17) задает условие генерации ЗМ. Соответственно если для заданной концентрации носителей заряда в активной области выполняется (17), то оптическая ячейка работает в режиме ЗМ, если условие (17) не выполнено, то уравнение (16) определяет, на какой из мод ФПМ будет происходить лазерная генерация оптической ячейки.

4. Работа оптической ячейки в режиме конкурентной генерации ФПМ1 и ФПМ2

Для верификации модели проведен расчет для пространственно распределенной системы уравнений [19] для мощного диодного лазера с параметрами, указанными в табл. 1. Параметры модели (11) g_0 , n_{tr} , и n' рассчитывались на основе экспериментальной зависимости модального усиления от плотности тока накачки для

Таблица 2. Параметры оптической ячейки

Параметр	Обозначение	Значение
Внутренний квантовый выход	η_i	98%
Внутренние оптические потери	α_i	0.8 см ⁻¹
Положение основного лазерного уровня $1e-1hh$	—	1.17 эВ
Положение возбужденного лазерного уровня $2e-2hh$	—	1.29 эВ
Фактор поперечного оптического ограничения активной области	Γ_{QW}	1%
Коэффициент излучательной рекомбинации	B	10 ⁻¹⁰ см ³ с ⁻¹ [20,21]
Коэффициент насыщения излучательной рекомбинации	B_1	10 ⁻¹⁹ см ³ с ⁻¹ [20,21]
Рассогласование модального усиления под ФПМ1 и ЗМ	Δg	1–3 см ⁻¹ [5]
Модальные потери на межзонное поглощение для ЗМ в отсутствие просветления	α_0^{CM}	10 см ⁻¹ [5]
Изменение модальных потерь ЗМ при просветлении	$\Delta\alpha^{CM}$	3–7 см ⁻¹ [5]
Параметр материального усиления для уровня $1e-1hh$	g_{01}	552 см ⁻¹
Концентрация прозрачности уровня $1e-1hh$	n_{tr1}	2.022 · 10 ¹⁸ см ³
Поправочный параметр аппроксимации материального усиления уровня $1e-1hh$	n'_1	2.241 · 10 ¹⁸ см ³
Параметр материального усиления для уровня $2e-2hh$	g_{02}	3986 см ⁻¹
Концентрация прозрачности уровня $2e-2hh$	n_{tr2}	3.166 · 10 ¹⁸ см ³
Поправочный параметр аппроксимации материального усиления уровня $2e-2hh$	n'_2	3.608 · 10 ¹⁸ см ³
Вклад спонтанного излучения в лазерную моду	β	10 ⁻⁵ [11]
Вклад спонтанного излучения секции 1 в концентрацию носителей заряда секции 2	β_{sp}	2 · 10 ⁻⁴

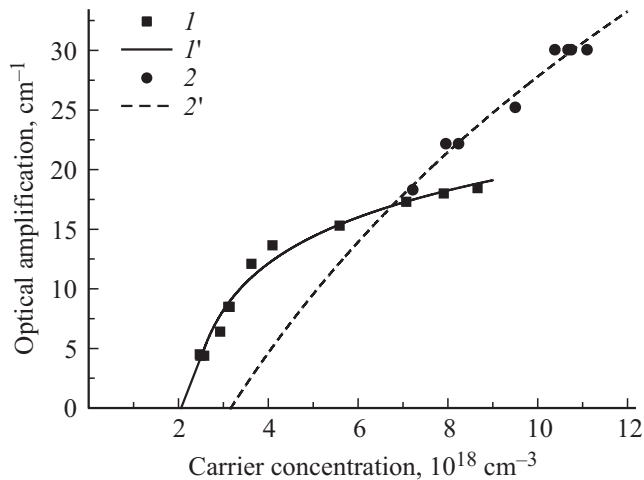


Рис. 3. Зависимость модального усиления от концентрации носителей заряда в активной области: 1 и $1'$ — эксперимент и аппроксимация для основного уровня $1e-1hh$ (ФПМ1), 2 и $2'$ — эксперимент и аппроксимация для возбужденного уровня $2e-2hh$ (ФПМ2).

мощных полосковых лазеров на основе моделируемой РО ДГС. Принимая $\eta_i = 1$ и пренебрегая безызлучательной рекомбинацией, для связи пороговой плотности тока накачки и концентрации в КЯ можно записать [20]

$$J_{th} = q_0 B d_{QW} N^2. \quad (18)$$

Тогда для известного значения коэффициента B [21,22] может быть построена экспериментальная зависимость модального усиления от концентрации (рис. 3) и определены параметры g_0 , n_{tr} и n' для уровней лазерных переходов $1e-1hh$ и $2e-2hh$. Рассчитанные значения приведены в табл. 2. Параметры лазерного кристалла подобраны в соответствии с (17) для обеспечения генерации только мод ФПМ. Результаты расчетов сосредоточенной модели (данная работа) и распределенной модели [19] сравнивались с экспериментальными ВТАХ, приведенными на рис. 4, *a*. Из сопоставления зависимостей видно, что модель (1)–(5) с учетом уравнения (15) дает хорошее сходство как с распределенной моделью, так и с экспериментом. Также расчет показал, что с ростом тока накачки происходит переключение лазерной генерации с ФПМ1 на ФПМ2, что находится в согласии с экспериментальной плотностью тока появления в спектре генерации линии ФПМ2.

5. Работа оптической ячейки в режиме конкуренции ФПМ и ЗМ при реализации оптического управления

Переключение лазерной генерации оптической ячейки между ЗМ и ФПМ соответствует смене знака неравенства (17). При подаче управляющего потока P_2

в надпороговом режиме накачки (изначально ячейка работает в режиме генерации ФПМ1) оптическая ячейка может работать в двух режимах: режим модулятора и режим ячейки памяти. В первом случае изменение знака неравенства (17) имеет обратимый характер: с выключением управляющего воздействия P_2 состояние лазерной генерации в ячейке возвращается в исходное состояние — генерацию ФПМ. Во втором случае оптическая ячейка необратимо переходит к самоподдерживающейся генерации ЗМ, и для обратного переключения требуется воздействие потока P_1 на секцию I . Обратимость переключения модовых структур оптической ячейки определяется параметрами $\Delta\alpha^{CM}$ и Γ_{CM} . Величина $\Delta\alpha^{CM}$ характеризует гистерезисный характер изменения поглощения секции 2 на длине волны ЗМ при включении ее генерации: происходит дополнительное снижение внутренних оптических потерь для ЗМ. Гистерезис обусловлен дополнительным просветлением КЯ в секции 2

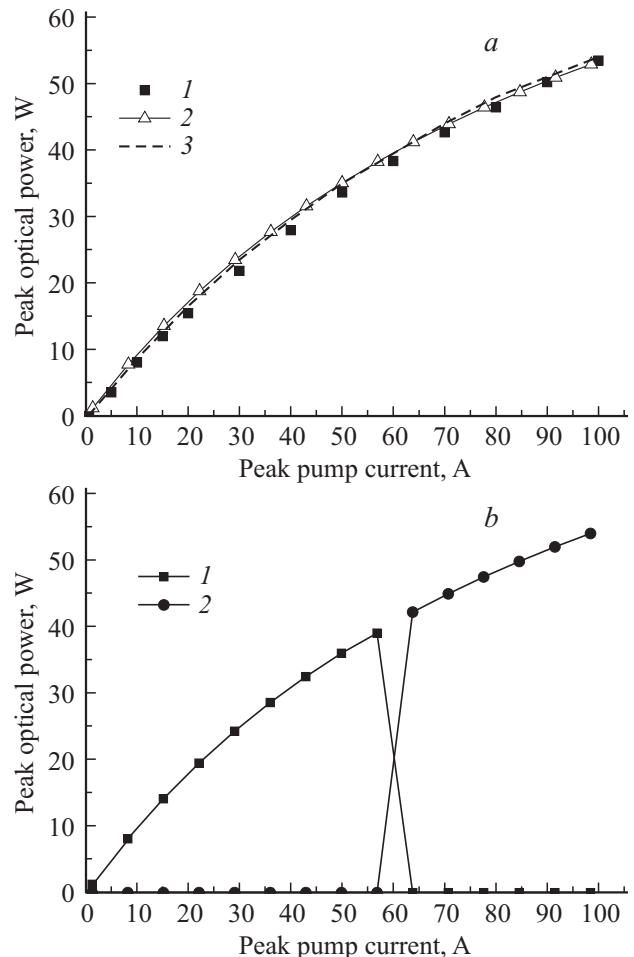


Рис. 4. Расчетные ВТАХ ФПМ1 и ФПМ2 (параметры см. в табл. 2). *a* — сравнение расчетных моделей и экспериментальных данных для лазера $L_p = 2.6$ мм, $W_1 = 100$ мкм и $W_2 = 400$ мкм: 1 — эксперимент, 2 — модель данной работы, 3 — распределенная модель [19]. *b* — расчетная ВТАХ с переключением между ФПМ1 и ФПМ2 для лазера $L_p = 1.5$ мм, $W_1 = 200$ мкм и $W_2 = 400$ мкм.

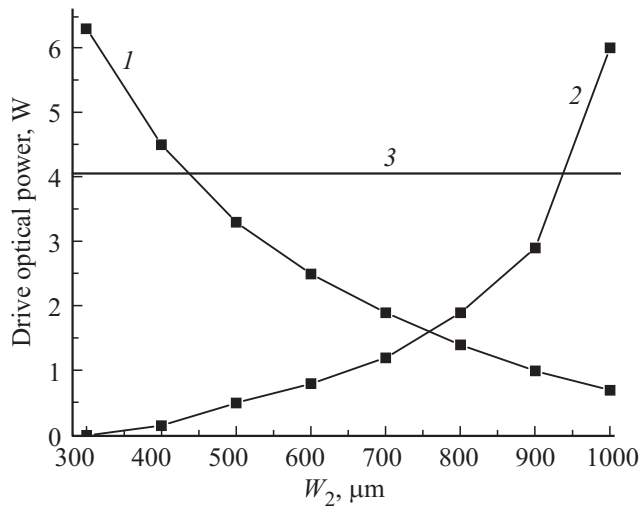


Рис. 5. Мощность оптических сигналов управления в режиме ячейки памяти: 1 — мощность сигнала P_1 (включение ЗМ), 2 — мощность сигнала P_2 (включение ФПМ). 3 — уровень собственной оптической мощности ФПМ для управляемой ячейки: $L_p = 1.6$ мм, $W_1 = 200$ мкм и $W_2 = 400$ мкм, $I_{\text{pump}} = 4.8$ А.

при облучении мощным потоком лазерного излучения ЗМ. Такой характер изменения потерь ЗМ обеспечивает существование устойчивой бистабильности конкуренции ЗМ и ФПМ. Изменение латерального фактора оптического ограничения $\Gamma_{\text{СМ}}$ позволяет оптимизировать управление оптической ячейкой в режиме памяти: из расчетных зависимостей величин управляющих сигналов P_1 и P_2 (рис. 5) следует, что выходной оптической мощности ячейки достаточно для управления другой ячейкой. Это позволяет использовать оптическую ячейку не только в качестве модулятора лазерного излучения, но и как элемент полностью оптических логических схем.

6. Заключение

В рамках работы построена математическая модель конкуренции модовых структур различной добротности (ФПМ и ЗМ) в оптической ячейке на основе лазерных КР ДГС РО с полностью оптическим управлением. В модели учтены эффекты, возникающие при сверхвысоких уровнях токовой накачки: генерация моды ФПМ с возбужденного состояния в квантово-размерной активной области, насыщение усиления на основном состоянии, возрастание оптических потерь с ростом плотности тока накачки. Продемонстрировано соответствие расчетных мощностных характеристик лазерной генерации ФПМ для созданной модели и распределенной модели бегущих волн, также определены минимально допустимые времена анализируемых переходных процессов. Показано, что переключение генерации мод резонатора Фабри-Перо с основного состояния на возбужденное опреде-

ляется насыщением материального усиления квантово-размерной активной области и возрастанием пороговой концентрации с ростом плотности тока накачки вследствие увеличения внутренних оптических потерь. Показано, что оптическая ячейка может работать в режимах модулятора и ячейки памяти — при обратимом и необратимом переключении генерации между ФПМ и ЗМ. Показано, что обратимость переключения генерации модовых структур различной добротности определяется величиной гистерезиса межзонного поглощения ЗМ $\Delta\alpha^{\text{СМ}}$ в непрокачиваемой током части ячейки и фактором латерального оптического ограничения $\Gamma_{\text{СМ}}$ ЗМ. Показано, что оптимизация величины $\Gamma_{\text{СМ}}$ позволяет получить как оптическую ячейку-модулятор мощного лазерного излучения, так и ячейку памяти — элемент оптической логики с полностью оптическим управлением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31734).

Список литературы

- [1] H. Wenzel, A. Klehr, S. Schwertfeger, A. Liero, Th. Hoffmann, O. Brox, M. Thomas, G. Erbert, G. Tränkle. Proc. SPIE, **8241**, 82410V (2012).
- [2] M.J. Connelly. *Semiconductor optical amplifiers* (Kluwer Academic Publishers, 2002).
- [3] B. Ryvkin, E.A. Avrutin, J.T. Kostamovaara. J. Lightwave Technol., **27** (12), 2125 (2009).
- [4] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, В.В. Забродский, И.С. Тарасов. ФТП, **45** (10), 1431 (2011).
- [5] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.А. Рудова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. ФТП, **45** (5), 682 (2011).
- [6] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов. ФТП, **45** (5), 672 (2011).
- [7] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, A.Yu. Leshko, A.V. Rozhkov, N.A. Pikhitin, I.S. Tarasov. *Conf. on Lasers and Electro-Optics* (Munich, Germany, 2013) paper CB-p. 24.
- [8] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, A.Yu. Leshko, A.V. Rozhkov, N.A. Pikhitin, I.S. Tarasov. *15th Int. Conf. on Laser Optics* (St. Petersburg, Russia, 2012), paper TuR3-13. Technical Inst. RAS, Russia.
- [9] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhitin, I.S. Tarasov. *Laser Phys.*, **24** (10), 105001 (2014).
- [10] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (N.Y., John Wiley & Sons Inc., 1995).
- [11] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, И.С. Шашкин, В.В. Золотарев, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. ФТП, **48** (5), 705 (2014).
- [12] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40** (8), 1017 (2006).
- [13] Н.А. Пихтин, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, Л.С.Вавилова, И.С.Тарасов. ФТП, **48** (10), 1377 (2014).
- [14] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **46** (9), 1230 (2012).

- [15] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 113 106 (2005).
- [16] X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, A. Liero, T. Hoffmann, A. Pietrzak, C.M. Schultz, A. Klehr, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Tränkle. *IEEE J. Quant. Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
- [17] H. Wenzel, P. Crump, A. Pietrzak, X. Wang, G. Erbert, G. Tränkle. *New J. Phys.*, **12**, 085007 (2010).
- [18] Д.А. Веселов, В.А. Капитонов, Н.А. Пихтин, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, И.С. Тарасов. *Квант. электрон.*, **44** (11), 993 (2014).
- [19] H. Wenzel. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **19** (5), 1 502913 (2013).
- [20] Л.В. Асрян. *Квант. электрон.*, **35** (12), 1117 (2005).
- [21] C.B. Su, R. Olshansky. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (9), 833 (1982).
- [22] C.B. Su, R. Olshansky, J. Manning, W. Powazinik. *Appl. Phys. Lett.*, **44** (11), 1030 (1984).

Редактор А.Н. Смирнов

The optical cell model based on lasing competition of mode structures with diverse quality factors in high-power semiconductor lasers

A.A. Podoskin, I.S. Shashkin, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A model to describe the performance of completely optical cell based on mode lasing competition of Fabry–Perot cavity and closed mode with high quality factor in high-power semiconductor lasers is proposed. Basing on lumped rate equations the switching conditions of lasing between the Fabry–Perot modes for the ground and excited lasing levels and the closed mode with internal optical loss rise under high pump current levels have been studied. The optical cell operating conditions in high-power laser light modulator regime (the reversible mode structures switching) and in memory cell regime, which has a bistable irreversible lasing switching between mode structures of diverse quality factor have been discussed.