

06

© 1991 г.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ

*Ю. И. Балкарей, М. Г. Евтихов, А. С. Коган,
О. А. Пацко, С. В. Твердов, Б. Б. Эленкриг*

Выясняются особенности динамики самофокусировочных каналов генерации в широких инжекционных лазерах (ИЛ). В рамках модели, учитывающей одну продольную моду, исследуются примыкающий к последней спектр поперечных мод и их неустойчивости. Численно моделируемые структуры возникают вследствие неустойчивости разного числа мод с частотами огибающей, большими частоты электрон-фотонного резонанса Ω_0 . На фоне высоких частот обнаружена низкочастотная модуляция с $\Omega < \Omega_0$, причем Ω зависит от ширины активной области лазера. Существование такой модуляции подтверждено при экспериментальном исследовании спектров шумов широких лазеров. Усреднение по указанным высоким частотам приводит к квазистационарным структурам, обычно наблюдаемым при исследовании ближнего поля. Высокочастотные пульсации огибающей могут быть использованы для генерации импульсов пикосекундного диапазона.

Введение

Проблема широкоапертурных инжекционных лазеров привлекает внимание уже многие годы в связи с важной задачей повышения мощности лазеров [1]. Для этих лазеров характерно возникновение множества каналов генерации, определяемых явлением самофокусировки. Зачастую каналы генерации неустойчивы, между ними возникают разнообразные процессы перекачки излучения. Например, очень сложная картина пространственно-временного распределения ближнего поля инжекционных гомолазеров с широким контактом наблюдалась в работе [2]. В лазерах с активным слоем в виде одной квантовой ямы ближнее поле характеризуется слабой квазистационарной квазипериодической пространственной модуляцией в широком интервале изменений инжекционного тока [3, 4]. Большинство теоретических работ, описывающих пространственное распределение интенсивности, исходит из стационарных моделей [5-7], в то время как нелинейная динамика широкоапертурных лазеров остается малоизвестной.

Цель данной работы состоит в том, чтобы в рамках простой динамической модели изучить самофокусировочные явления в полупроводниковых лазерах с широким волноводом: исследовать поперечные неустойчивости, ведущие к образованию неоднородных структур, численно промоделировать нелинейную динамику последних, проанализировать спектральный состав флуктуаций развитых структур и сравнить его с проведенным нами экспериментальным исследованием спектров шумов лазеров различной ширины. Наиболее близкое по постановке к нашему рассмотрению динамики поперечных мод содержится в работе [8], которая, однако, неприменима к полупроводниковым лазерам из-за выбранного соотношения параметров и вследствие этого содержит результаты, отличающиеся от наших.

1. Модель

Для описания широкого вдоль оси z лазера используем одномерное обобщение популярной одномодовой (речь идет о продольной моде вдоль оси x) модели [9]:

$$i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{2} i (\gamma - BN) E - \kappa (N - N_n) E + \frac{c}{2k_0} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau} - BN |E|^2 + P + D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}. \quad (2)$$

Здесь E — поле лазерной моды, усредненное по оптической частоте ω_0 , оптической длине волны λ_0 и нормированное так, что величина $|E|^2$ дает плотность фотонов; N — концентрация электронов (дырок), $N = \gamma/B$ — пороговая концентрация; γ — характеризует потери резонатора; B — коэффициент вынужденных переходов; член $\kappa (N - N_n)$ характеризует изменение частоты ω_0 за счет изменения показателя преломления при отклонении концентрации от пороговой (в принятой записи $\kappa > 0$); τ — время жизни электронов (дырок); $P = J/(ea)$ — объемный инжекционный источник (J — плотность инжекционного тока, e — элементарный заряд, d — толщина активной области); c — скорость света в лазере; $k_0 = (2\pi)/\lambda_0$ — волновое число рассматриваемой продольной моды; D — амбиполярный коэффициент диффузии.

В параболическом уравнении (1) последний член в низшем порядке по параметру λ_0/l (l — размер неоднородности вдоль оси z) описывает дифракционные эффекты. Уравнением (1) можно пользоваться для описания процессов с характерными временными масштабами $\Delta t \gg \omega_0^{-1}$ и пространственными масштабами $\Delta z \gg \lambda_0$ при условии, что интервал между продольными модами $\Delta \omega > \gamma$, $\kappa (N - N_n)$ ($\Delta \omega = (2\pi)/L$, L — длина лазера). Присутствие в уравнении (1) нелинейного члена $\kappa (N - N_n) E$ и дифракционного члена с $\partial^2 E / \partial z^2$ позволяет учесть в рассмотрении самофокусировочные эффекты. В уравнении (2) учитывается диффузионное распывание вдоль оси z возможных неоднородностей концентрации квазинейтральной электронно-дырочной плазмы. Плотность тока считается однородной [5, 7]. Рассматриваемая модель позволяет исследовать поперечные моды лазера, связанные с фиксированной продольной модой. К уравнениям (1), (2) добавляются граничные условия

$$\frac{dE}{dz} \Big|_{0, \mathcal{L}} = \frac{dN}{dz} \Big|_{0, \mathcal{L}} = 0, \quad (3)$$

где \mathcal{L} — ширина лазера.

Эти условия означают непроницаемость границ, перпендикулярных оси z , для потоков частиц и фотонов.

2. Устойчивость однородного стационарного состояния

Однородное стационарное состояние системы (1), (2) определяется выражениями

$$N_{ст} = N_n = \frac{\gamma}{B}, \quad |E|_{ст}^2 = (\tau B)^{-1} \left(\frac{P}{P_n} - 1 \right), \quad (4)$$

$P_n = \gamma (\tau B)^{-1}$ — пороговое значение объемного инжекционного источника.

Исследуем линейные флуктуации вблизи этого состояния. Будем искать N и E в виде $N = N_{ст} + n$; $E = E_0 e^{i\theta}$; $E_0 = A + a$; ($A^2 \equiv |E|_{ст}^2$); $\theta = \theta_0 + \vartheta$. Для малых добавок n , a , ϑ получаем из (1), (2) систему уравнений

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{1}{2} B A n - \frac{c}{2k_0} A \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2},$$

$$A \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = -\kappa A n + \frac{c}{2k_0} \frac{\partial^2 a}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -n (\tau^{-1} + BA^2) - 2BN_n A a + D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}. \quad (5)$$

Полагая $n, a, \vartheta \sim \exp(\Omega t + ikz)$, находим дисперсионное уравнение для флуктуаций

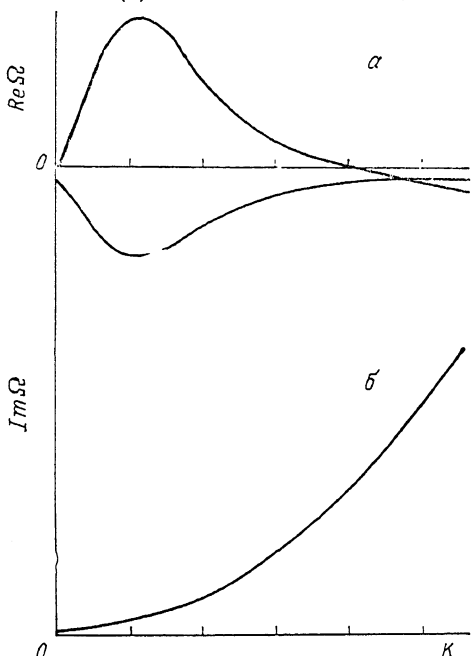
$$\left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^3 + \left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 (\tau\gamma)^{-1} \left(\frac{P}{P_H} + L_N^2 k^2\right) + \left(\frac{\Omega}{\gamma}\right) \left[(\tau\gamma)^{-1} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right) + \frac{1}{4} (L_E^2 k^4)\right] + \frac{1}{2} (L_E^2 k^2) (\tau\gamma)^{-1} \left[2 \frac{\alpha}{B} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right) + \frac{1}{2} (L_E^2 k^2) \frac{P}{P_H} + \frac{1}{2} (L_E^2 L_N^2 k^4)\right] = 0, \quad (6)$$

где $L_E = (c/(k_0 \gamma))^{1/2}$, $L_N = (D\tau)^{1/2}$ — дифракционная и диффузионная длины соответственно.

В инжекционных лазерах обычно $L_E \sim 10^{-3}$ см, $L_N \sim 10^{-4}$ см, т. е. $L_E \gg L_N$.

Стабильность системы относительно этих флуктуаций определяется величиной $\text{Re } \Omega(k)$. Система стабильна, если для всех волновых чисел k $\text{Re } \Omega(k) < 0$.

Кубическое уравнение (6) имеет три корня: один действительный ($\text{Re } \Omega_1 \neq 0$, $\text{Im } \Omega_1 = 0$) и два комплексно-сопряженных ($\text{Re } \Omega_{2,3} \neq 0$, $\text{Im } \Omega_{2,3} \neq 0$). Типичный вид этих решений приведен на рис. 1. Действительные моды с разными k имеют инкремент $\text{Re } \Omega(k) > 0$ в интервале $0 < k < \bar{k}$



$$\bar{k}^2 \simeq 4 \frac{\alpha}{B} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right) \frac{P}{P_H} L_E^2 \quad (\text{при } L_E \gg L_N). \quad (7)$$

Существование такого интервала соответствует неустойчивости относительно пространственного расслоения. Максимальный инкремент отвечает $k = k_m$

Рис. 1. Типичный вид решений дисперсионного уравнения.

a — функции $\text{Re } \Omega(k)$ для неустойчивой и двухустойчивых комплексно-сопряженных ветвей; b — функция $\text{Im } \Omega(k)$ для устойчивых ветвей.

$$k_m^2 \simeq 2 \frac{\alpha}{B} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right) (\Omega_m \tau)^{-1} L_E^2,$$

$$\Omega_m^2 \simeq \gamma^2 (2\tau\gamma)^{-1} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right) \left\{ \left[\left(2 \frac{\alpha}{B}\right)^2 + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (\text{при } L_E \gg L_N, \tau\gamma \gg 1). \quad (8)$$

Величины \bar{k} и k_m пропорциональны L_E^{-1} и $\alpha^{1/2}$. Последний параметр характеризует концентрационный механизм нелинейности показателя преломления. Поэтому ясно, что речь идет о неустойчивости самофокусирующего типа.

Комплексные моды являются затухающими. Частота этих мод $\text{Im } \Omega_{2,3}$ при $k=0$ совпадает с частотой электрон-фотонного резонанса (ЭФР)

$$\text{Im } \Omega_{2,3}(0) \equiv \Omega_0 = (\gamma\tau^{-1})^{1/2} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right)^{1/2}. \quad (9)$$

При $k \gg \bar{k}$ действительная мода затухает ($\text{Re } \Omega_1 \simeq -L_N^2 k^2 \tau^{-1}$). Затухание комплексных мод при больших k стремится к нулю, а частоты имеют вид

$$\text{Im } \Omega_{2,3} \simeq \pm \frac{1}{2} \gamma L_E^2 k^2, \quad (10)$$

т. е. пространственная дисперсия комплексных мод определяется дифракционной связью между элементами лазерной среды.

Минимум кривой $\text{Re } \Omega_{2,3}$ находится в той же точке k , что и максимум $\text{Re } \Omega_1$.

Подчеркнем, что частота электрон-фотонного резонанса является наименьшей частотой особой ветви коллективных возбуждений в широких инжекционных лазерах. Предельно возможные k_{np} этой ветви, при которых мы еще не выходим за рамки применимости модели, таковы, что $(2\pi)/k_{np} \gg \lambda_0$ и $\text{Im } \Omega_{2,3}(k_{np}) < \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — расстояние между продольными модами. Частоты (10) могут быть на 1–2 порядка выше частоты ЭФР.

Если учесть граничные условия (3), то волновые числа становятся дискретными $k_n = (\pi n)/\mathcal{L}$ ($n=1, 2, 3, \dots$). При этом в область неустойчивости действительных мод попадает конечное число разрешенных волновых чисел (рис. 1). Размер области $0 < k < \bar{k}$ уменьшается с уменьшением параметров \mathcal{L} и P . При заданной ширине лазера \mathcal{L} и определенной накачке P в этой области может не оказаться ни одного разрешенного k_n . В таком случае в лазере существуют только однородные флуктуации ($k=0$) с частотой ЭФР. С ростом P могут самовозбуждаться моды с k_1, k_2 и т. д. Отметим, что область неустойчивости мод также растет с увеличением параметра κ .

В линейном приближении действительные и комплексные моды независимы. Учет нелинейности, как будет видно из дальнейшего, приводит к их взаимодействию, так что с апериодическим нарастанием неустойчивой действительной моды возбуждается и соответствующая колебательная (комплексная) мода. В результате возбуждения большого числа таких мод в широком лазере пространственно-временное поведение поля становится очень сложным.

3. Нелинейный режим лазера с одной неустойчивой поперечной модой

Рассмотрим нелинейное поведение лазера, когда в области неустойчивости оказывается единственная действительная мода с волновым числом $k_1 < \bar{k}$, а для всех остальных мод $k_n > \bar{k}$. В этом случае удобно искать решение уравнений (1), (2) с граничными условиями (3) в виде

$$\begin{aligned} E &= E_0 + E_1 \cos(k_1 z) \equiv (\varphi_0 + i\Psi_0)(\varphi_1 + i\Psi_1) \cos(k_1 z), \\ N &= N_0 + N_1 \cos(k_1 z). \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (11) в уравнения (1), (2), собирая отдельно члены без косинусов и с косинусами, отбрасывая высшие пространственные гармоники, которые находятся вне области неустойчивости, получаем систему уравнений для временных амплитуд

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} &= \frac{1}{2}(BN_0 - \gamma)\left(\varphi_0 - 2\frac{\kappa}{B}\Psi_0\right) + \frac{1}{4}BN_1\left(\varphi_1 - 2\frac{\kappa}{B}\Psi_1\right), \\ \frac{\partial \Psi_0}{\partial t} &= \frac{1}{2}(BN_0 - \gamma)\left(2\frac{\kappa}{B}\varphi_0 + \Psi_0\right) + \frac{1}{4}BN_1\left(2\frac{\kappa}{B}\varphi_1 + \Psi_1\right), \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= \frac{1}{2}(BN_0 - \gamma)\left(\varphi_1 - 2\frac{\kappa}{B}\Psi_1\right) + \frac{1}{2}BN_1\left(\varphi_0 - 2\frac{\kappa}{B}\Psi_0\right) + \gamma\left(\pi\frac{L_E}{L}\right)^2\Psi_1, \\ \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= \frac{1}{2}(BN_0 - \gamma)\left(2\frac{\kappa}{B}\varphi_1 + \Psi_1\right) + \frac{1}{2}BN_1\left(2\frac{\kappa}{B}\varphi_0 + \Psi_0\right) - \gamma\left(\pi\frac{L_E}{L}\right)^2\varphi_1, \\ \frac{\partial N_0}{\partial t} &= -\frac{N_0}{\tau} - BN_0\left(\varphi_0^2 + \Psi_0^2 + \frac{1}{2}(\varphi_1^2 + \Psi_1^2)\right) - BN_1(\varphi_0\varphi_1 + \Psi_0\Psi_1) + P, \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= -\frac{N_1}{\tau} - BN_0(\varphi_0\varphi_1 + \Psi_0\Psi_1) - BN_1\left(\varphi_0^2 + \Psi_0^2 + \frac{1}{2}(\varphi_1^2 + \Psi_1^2)\right) - \\ &\quad - \frac{N_1}{\tau}\left(\pi\frac{L_N}{L}\right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Один из результатов численного моделирования этой системы уравнений представлен на рис. 2, где показаны временные развертки интенсивностей нулевой и первой мод $I_0 = \varphi_0^2 + \Psi_0^2 + \frac{1}{2}(\varphi_1^2 + \Psi_1^2)$, $I_1 = 2(\varphi_0\varphi_1 + \Psi_0\Psi_1)$. На рис. 2

видно, что I_1 содержит незатухающие высокочастотные (ВЧ) колебания, которые возникают вследствие взаимодействия неустойчивой действительной моды с $k=k_1$ и комплексных мод с тем же k . На фоне ВЧ колебаний видны два типа низкочастотных (НЧ) колебаний. Первый имеет частоту, близкую к частоте ЭФР; частота второго существенно меньше. В ограниченном интервале изменения параметра накачки P , когда отсутствует возбуждение, следующей пространственной моды с $k=k_2$, частота второго типа НЧ колебаний растет линейно с ростом $(P-P_n)$, в то время как частота ЭФР пропорциональна величине $(P-P_n)^{1/2}$. Высокочастотная составляющая в I_0 мала и на рисунке практически не видна. Оба типа НЧ колебаний являются затухающими.

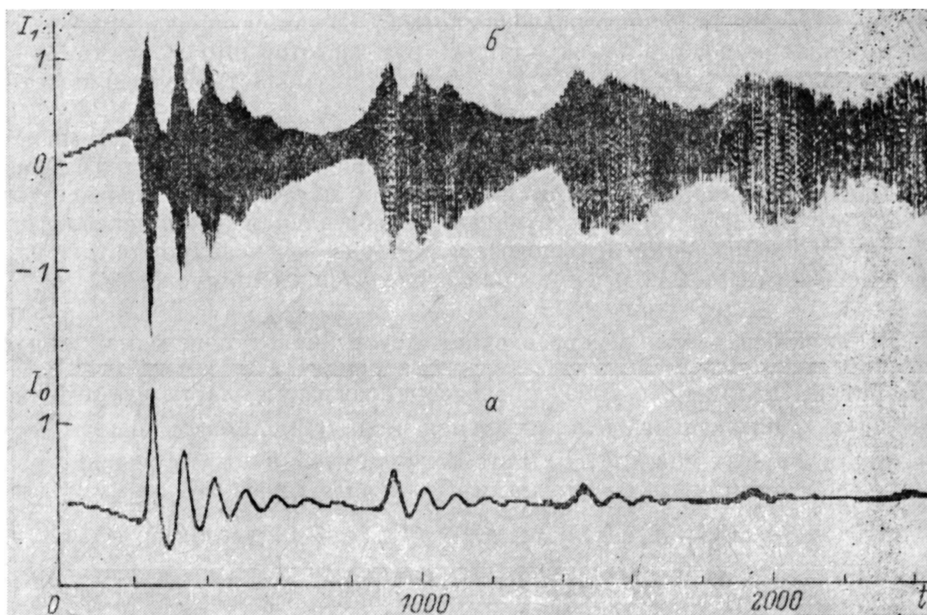


Рис. 2. Динамика установления во времени интенсивностей I_0 нулевой (а) и I_1 первой (б) мод при численном моделировании системы уравнений (12).

На фоне высокочастотного заполнения (случай б) видны затухающие низкочастотные колебания. Ширина лазера $\mathcal{L}=2L_B$, $P=1.5P_n$, $\tau=10^2 \tau^{-1}$, $\chi=3$ В, $L_B=10L_A$. Здесь и далее время измеряется в единицах τ^{-1} , интенсивность — в единицах $(B\tau)^{-1}$.

Природа второго типа НЧ колебаний качественно подобна природе ЭФР. Взаимодействующие НЧ флуктуации интенсивности неоднородной моды и соответствующие флуктуации концентрации образуют слабо затухающий осциллятор на фоне ВЧ колебаний. Возникает аналогия с малыми колебаниями маятника, у которого быстро качается точка подвеса. В результате такого качания частота колебаний, как известно, может оказаться ниже частоты колебаний в случае неподвижной точки подвеса. Периодическое слабое изменение параметра P во времени с частотой, близкой к частоте обнаруженной НЧ модуляции, приводит к эффективному возбуждению последней аналогично возбуждению обычного ЭФР.

4. Моделирование многомодовых поперечных структур

Рассмотрим результаты прямого численного моделирования уравнений (1), (2) при разном количестве неустойчивых мод в области $0 < k < \bar{k}$.

Использовалась полученная с помощью метода расщепления неявная устойчивая итерационная разностная схема, решаемая с помощью метода прогонки.

Сначала с целью сравнения с предыдущим разделом приведем данные для таких параметров, когда при модовом подходе самовозбуждается только одна неоднородная мода вместе с однородной нулевой и интенсивность поля опреде-

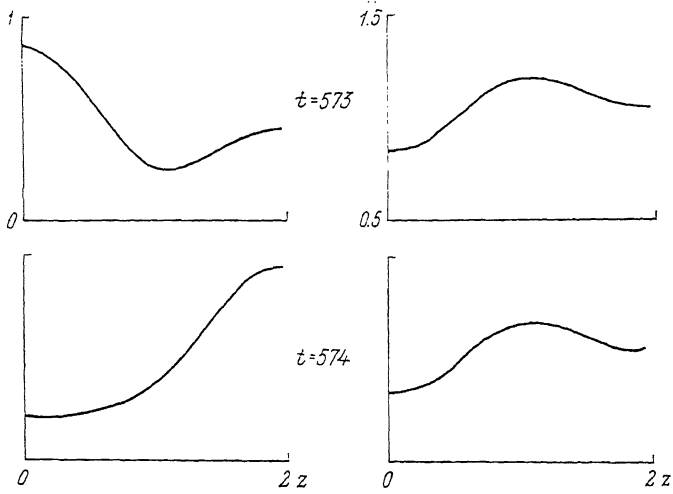


Рис. 3. Прямое численное моделирование уравнений (1), (2) с параметрами, указанными на рис. 2.

Приведены распределения $|E|^2$ и N вдоль оси z в моменты времени, отличающиеся на величину $\Delta t = \gamma^{-1}$.

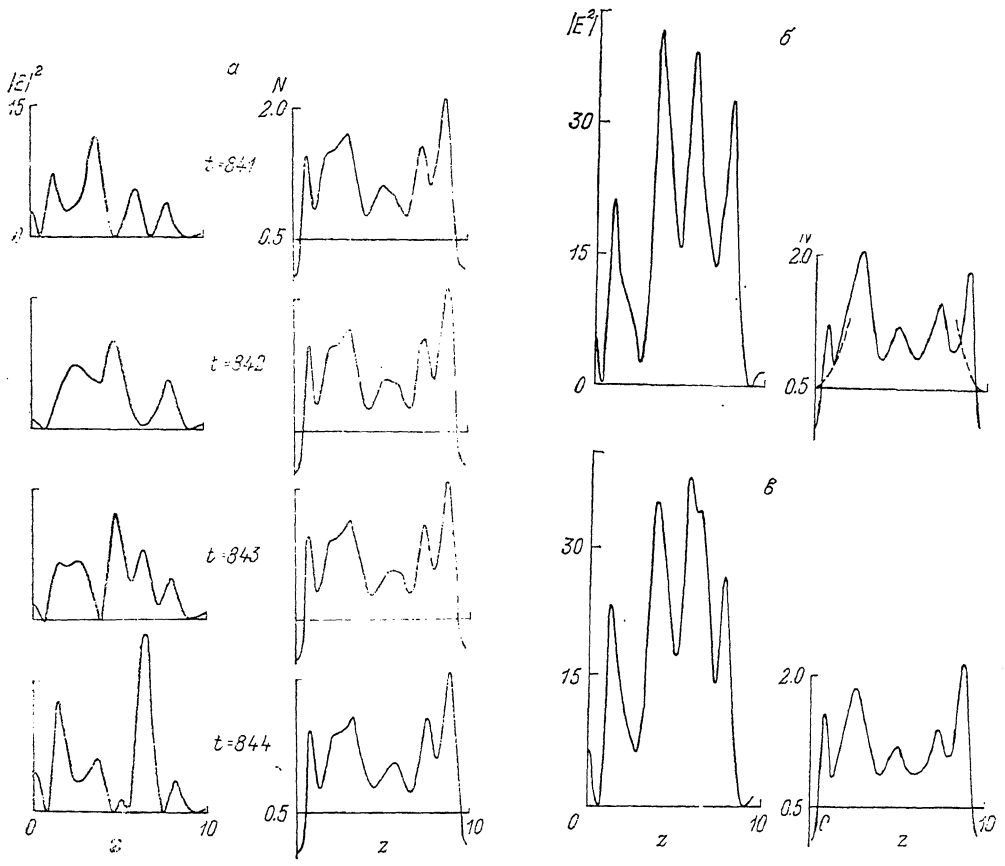


Рис. 4. Динамика изменений величин $|E|^2$ и N (а) и пространственное распределение интенсивности и концентрации при временном усреднении по интервалу $\Delta t = 80 \gamma^{-1}$ (б) и $160 \gamma^{-1}$ (а).
 $R_{\text{макс}} = 6P_{\text{н}}$, $\mathcal{L} = 10L_{\text{в}}$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

ляется выражением $|E_0(t) + E_1(t) \cos(k_1 z)|^2$. Это выражение, согласно разделу 3, дает всплески интенсивности то у одного, то у другого края лазера (по оси z) с высокой частотой, отвечающей колебаниям $E_1(t)$, которые могут модулироваться также низкими частотами из-за соответствующих осцилляций $E_0(t)$ и $E_1(t)$. Концентрация не успевает отслеживать ВЧ колебания.

На рис. 3, полученном при решении уравнений (1), (2), видно как раз такое поведение с периодом $T \sim \gamma^{-1}$. На таких временах НЧ осцилляции проследить нельзя.

На рис. 4 представлены результаты моделирования случая, когда возбуждается несколько мод с разными k_x . Для приближения к более реалистичной ситуации мы ввели на концах лазера спадание параметра P до нуля. Выбранный вид $P(z)$ показан штриховой линией на рис. 4, б. Сложное динамическое поведение с неоднородными ВЧ осцилляциями интенсивности поля по апертуре

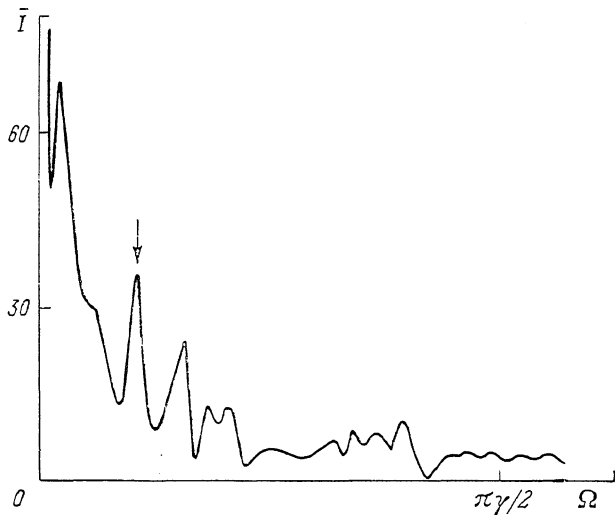


Рис. 5. Частотный спектр интенсивности \bar{I} , полученный при усреднении $|E|^2$ по апертуре лазера.

Накачка однородная. Параметры те же, что и на рис. 4.

видны на рис. 4, а. Далее, на рис. 4, б, в показаны результаты усреднения пространственной картины по времени. На рис. 4, б интервал усреднения равен $80 \gamma^{-1}$, на рис. 4, в — $160 \gamma^{-1}$. Это распределение соответствует привычной картине самофокусировочных каналов в лазерах. Размер страт после усреднения $L_c \sim 2-2.5 L_E$. На более длинных временных интервалах картина может испытывать вариации за счет НЧ колебаний в отдельных модах. Очевидно, что инерционные регистрирующие приборы при изучении ближнего поля должны полностью усреднять сложное высокочастотное поведение каналов генерации.

В разделах 3 и 4 проверялась роль диффузии в уравнении (2). При выбранных значениях параметров, когда $L_E \sim 10 L_N$, полное выключение диффузии мало влияет на результаты. Таким образом, обнаруженные структуры главным образом определяются дифракционными эффектами.

На рис. 5 показан фурье-спектр интенсивности, усредненной по ширине лазера (для случая $P = \text{const}$). Стрелкой отмечен пик, отвечающий частоте ЭФР. Обращает на себя внимание большой пик левее указанного. Его можно связать с НЧ модуляцией, обсуждавшейся в разделе 3. Высокочастотные компоненты в спектре малы вследствие усреднения по ширине лазера.

5. Экспериментальное исследование спектра шумов

Экспериментальная проверка результатов численного моделирования динамики поперечных структур поля ИЛ проводилась путем исследования спектра шумов интенсивности излучения лазеров с различной шириной активной обла-

сти. Исследовались лазеры с длиной резонатора 500 мкм, шириной активной области 15, 30 и 100 мкм на основе двойной гетероструктуры в системе GaAs—AlGaAs ($\lambda_0 \sim 0.83$ мкм).

Излучение лазера с помощью коллимирующей оптики фокусировалось на фотодиод, выход которого согласован со входом анализатора спектра (Anritsu MS710C). В работе использовались германиевые лавинные фотодиоды с полосой пропускания $\Delta F \sim 2$ ГГц. Отсутствие влияния оптической обратной связи на работу лазера контролировалось по наблюдению за шумами лазера на частотах, соответствующих характерным временам пролета излучения в оптической системе.

Спектр шумов лазеров шириной 15 мкм состоит, как правило, из одного максимума, по крайней мере до токов накачки $J^0 \sim 3 J_n^0$ (рис. 6, а). Положение этого максимума на частотной оси меняется пропорционально квадратному корню из относительного превышения тока накачки над порогом, а отношение его полуширины к частоте составляет 0.4—0.1. Наблюдаемый шум можно связать с наименьшей частотой коллективных возбуждений ($k=0$), т. е. с частотой ЭФР. Отсутствие же в спектре шумов с другими частотами объясняется, на наш взгляд, тем, что размеры этих ИЛ сравнимы с дифракционной длиной $L_E \sim 10$ мкм и возбуждения с $k_n \neq 0$ в них невозможны.

В спектре шумов лазеров с шириной более 15 мкм наблюдались, как правило, два максимума, показанные на рис. 6, б, в. Следует отметить, что положение максимума, более низкочастотного по сравнению с ЭФР, зависит от ширины

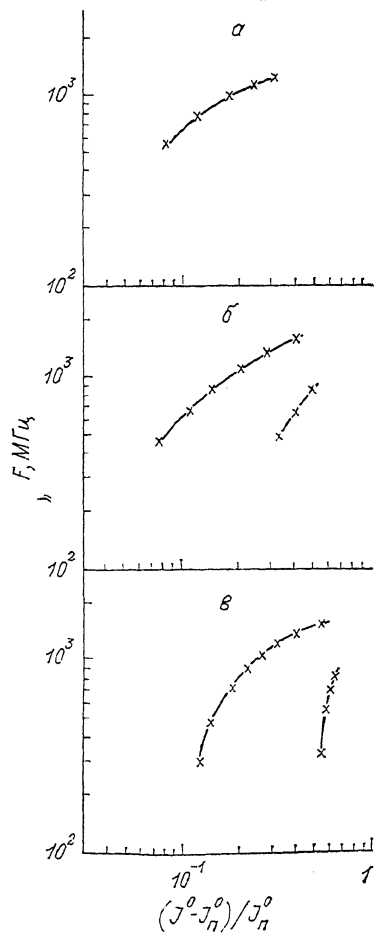


Рис. 6. Типичные зависимости частот шумов от относительного превышения тока накачки над пороговым значением J_n^0 для лазеров с разной шириной активной области.

\mathcal{L} , мкм: а — 15, б — 30, в — 100; J_n^0 , мА: а — 28, б — 63, в — 240.

активной области лазера. Его частота уменьшается с увеличением ширины активной области, а зависимость этой частоты от превышения тока накачки над порогом существенно круче корневой зависимости, характерной для ЭФР. Можно утверждать, что указанные НЧ колебания качественно соответствуют описанной в разделе 3 новой низкочастотной моде возбуждений.

Заметим также, что частоты ЭФР лазеров с различной шириной активной области практически совпадают, что не является неожиданным, так как частота ЭФР не зависит от ширины активной области.

Наблюдаемая нами нелинейная зависимость частоты ЭФР при малых значениях параметра $(J^0 - J_n^0)^{1/2}$ в широком лазере остается непонятной.

Заключение

При анализе поперечных структур в широком инжекционном лазере мы использовали простейшую модель лазера, в которой рассматривается одна продольная мода и примыкающая к ней группа поперечных мод. Связи между элементами лазера вдоль апертуры осуществляются за счет дифракции света и диффузии частиц. Последняя при реальных значениях параметров оказывается малосущественной. Важную информацию дает анализ спектра линейных

поперечных флуктуаций поля и частиц возле однородного стационарного состояния. Спектр содержит две ветви, аperiodически нарастающие в некотором интервале волновых чисел флуктуации и затухающие волны с частотами, большими частоты электрон-фотонного резонанса. При нарастании первых в нелинейном режиме возбуждаются и вторые. Результирующая картина поля состоит из ряда быстроосциллирующих мод с возможной дополнительной затухающей модуляцией на частоте ЭФР и более низких частотах, которые можно рассматривать как частоты ЭФР при взаимодействии с фоном ВЧ колебаний. Основными параметрами, определяющими число возбужденных мод, являются \mathcal{L} , P и κ . В лазерах с тонким активным слоем в виде одной квантовой ямы параметр κ мал [10]. В таких лазерах при сопоставимых с другими лазерами \mathcal{L} и P область неустойчивых волновых чисел мала, поэтому структуры должны быть более простыми по форме и менее глубокими по модуляции, чем в обычных лазерах. Усреднение по ВЧ колебаниям приводит к системе квазистационарных концентрационно-полевых страт — каналов генерации. Указанные низкие частоты обнаруживаются в спектре шумов интенсивности, усредненной по ширине лазера, как в численном, так и в натурном эксперименте. При этом экспериментально обнаружена зависимость частоты низкочастотных колебаний от ширины активной области лазера. Реальная картина пространственно-временного поведения ближнего поля может быть сложнее, если возбуждается несколько продольных мод с примыкающими к ним группами поперечных мод. Регулярные ВЧ пульсации интенсивности в лазере с одной—двумя неустойчивыми поперечными модами можно использовать для генерации коротких импульсов света с длительностью $\tau \ll \tau_{\text{ЭФР}}$, где $\tau_{\text{ЭФР}}$ — длительность импульса при расщепке ЭФР током. На рис. 3 показаны пульсации с периодом $T \sim \gamma^{-1} \sim 10^{-11}—10^{-12}$ с. Представляет интерес резонансная расщепка неоднородных ВЧ мод, для чего необходимо создать двухсекционный (по оси z) лазер из узкой и широкой областей и в первой создать ВЧ модуляцию тока с частотами

$$\Omega_n \simeq \frac{1}{2} \gamma (L_E k)^2 = \frac{c}{2k_0} \left(\frac{\pi n}{\mathcal{L}} \right)^2.$$

Список литературы

- [1] Кейси Х., Панниш М. Лазеры на гетероструктурах. Ч. 2. М.: Мир, 1981. 506 с.
- [2] Мурашов М. С., Шомос А. П. // Квантовая электроника. 1989. Т. 17. № 12. С. 2426—2432.
- [3] Garbuzov D. L., Kochergin A. V., Rafailov E. U. et al. // Electron. Lett. 1989. Vol. 25. N 18. P. 1239—1240.
- [4] Larson A., Mittelstain M., Arakava Y., Yariv A. // Electron. Lett. 1986. Vol. 22. N 2. P. 79—81.
- [5] Thompson J. H. B. // Optoelectronics. 1972. Vol. 4. N 3. P. 257—309.
- [6] Lang R. // IEEE. J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15. N 8. P. 718—726.
- [7] Mehuis D., Lang R. J., Mittelstein M. et al. // IEEE. J. Quant. Electron. 1987. Vol. QE-23. N 11. P. 1909—1920.
- [8] Lugiatto L. A., Oldano C., Narducci L. M. // J. Opt. Soc. Am. 1988. Vol. B5. N 5. P. 875—888.
- [9] Lang R. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. QE-18. N 6. P. 976—983.
- [10] Dutta N. K., Wynn J., Sivco D. L., Cho A. Y. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. N 23. P. 2293—2294.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
17 сентября 1990 г.