



## ВЛИЯНИЕ ОТСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННУЮ СТРУКТУРУ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ЛАЗЕРА\*

*А.П. Заикин, А.А. Кургузкин, Н.Е. Молевич*

Рассмотрено формирование поперечной структуры оптического поля широкоапертурного лазера с отстройкой частоты. Найдены условия возникновения периодических волновых структур и основные параметры этих волн в резонаторе Фабри – Перо и резонаторе с боковыми зеркальными стенками.

### Введение

В работе [1] исследовалось влияние частотной отстройки  $\Delta = \omega_a - \omega_c$  между центром линии усиления активной среды  $\omega_a$  и собственной частотой резонатора  $\omega_c$  на характер потери устойчивости тривиального состояния равновесия ( $E=P=0$ ,  $N_i=N_{ic}$ , где  $E, P$  – комплексные амплитуды электрической напряженности световой волны и поляризации активной среды;  $N_i$  характеризует инверсию населенностей активной среды;  $N_{ic}$  – ее ненасыщенное значение) в лазере с большими геометрическими размерами при периодических граничных условиях на краях апертуры и условиях Неймана. Наиболее близким физическим объектом, соответствующим периодическим граничным условиям в [1], было узкое кольцо активной среды, получаемое с помощью специальной диафрагмы. Второму типу граничных условий соответствуют системы, имеющие отражающие боковые грани. Было показано, что пространственно–временная динамика развития лазерной генерации существенно зависит от знака отстройки  $\Delta$ . Кардинальное изменение структуры стационарного оптического поля при переходе от положительной или нулевой частотной отстройки к  $\Delta < 0$  обсуждалось также в [2–4].

В настоящей работе исследована устойчивость однородного (не тривиального) состояния лазерной генерации в широкоапертурном резонаторе Фабри – Перо и резонаторе с отражающими боковыми гранями. Показано, что при  $\Delta < 0$  могут реализовываться условия бифуркации Андронова – Хопфа, что приводит к возникновению периодических волновых структур, распространяющихся поперек апертуры. При  $\Delta \geq 0$  подобные периодические волновые структуры в данной лазерной системе не обнаружены.

\* Статья написана по материалам лекции на XI Международной школе по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов, 2–6 марта 1999 года.

## 1. Линейный анализ устойчивости

Уравнение для медленно меняющейся амплитуды поля  $E$  в широко-апертурном лазере в одномерном (планарном) приближении запишем в виде

$$\partial E/\partial t - i\partial^2 E/\partial x^2 = 1/2\nu E[N/(1+\Delta_a^2) - 1] + 1/2i\nu E[2\Delta_{\text{cav}} - \Delta_a N/(1+\Delta_a^2)], \quad (1)$$

где безразмерное время  $t$  и координата  $x$  связана с размерными величинами  $t_d$  и  $x_d$  как  $t=t_d/T_1$ ,  $x=x_d[2k/(T_1c)]^{1/2}$ ;  $k$  – волновой вектор;  $c$  – скорость света;  $T_1$  – время релаксации населенности уровней активной среды;  $E=E_d/E_s$  – безразмерная амплитуда поля;  $E_s$  – амплитуда поля насыщенной активной среды;  $N=g/g_i$ ;  $g$ ,  $g_i$  – коэффициенты усиления активной среды на центральной частоте лазерного перехода и потерь, усредненные по длине резонатора;  $\nu=cT_1g_i$  – коэффициент, определяющий отношение времени релаксации населенности активной среды ко времени жизни фотонов в резонаторе;  $\Delta_{\text{cav}}=(\omega-\omega_c)/(cg_i)$  – безразмерная отстройка частоты генерации от моды пустого резонатора;  $\Delta_a=(\omega_a-\omega)T_2$  – безразмерная отстройка частоты генерации от центра линии усиления активной среды;  $T_2$  – время релаксации поляризации. Заметим, что поскольку в лазерном резонаторе обычно  $cT_2g_i \ll 1$ , то  $\omega \approx \omega_c$  и  $\Delta_a$  главным образом определяется частотной отстройкой  $\Delta = \omega_a - \omega_c$ .

Уравнение (1) может быть получено усреднением квазиоптического уравнения в продольном направлении  $z$  в предположении малости изменения поля за время одного полного прохода излучения через резонатор  $\tau$ . Кроме того, полагается, что время релаксации поляризации  $T_2 \ll T_1$ ,  $\tau$ , и поэтому инерционностью поляризации можно пренебречь.

Состояние усиливающей среды в двухуровневом приближении можно описать простым релаксационным уравнением

$$\partial N/\partial t = N_c - N[1 + J(1+\Delta_a^2)], \quad (2)$$

где  $J=|E|^2$ ,  $N_c=g_c/g_i$ ,  $g_c$  – ненасыщенный коэффициент усиления на частоте  $\omega_a$ . Система уравнений (1), (2) имеет два однородных состояния равновесия. Первое состояние равновесия соответствует отсутствию генерации ( $E=0$ ,  $N=N_c$ ). Характер потери устойчивости этого состояния подробно исследован в [1,2] и здесь не рассматривается. Второе состояние равновесия ( $E=E_c$ ,  $N=N_c=1+\Delta_a^2$ ,  $\Delta_{\text{cav}}=\Delta_a$ ) соответствует режиму стационарной генерации с интенсивностью  $J_c \equiv |E_c|^2 = N_c - 1 - \Delta_a^2$ . Для исследования характера потери устойчивости этого состояния равновесия будем искать решения системы уравнений (1), (2) в автомодельном виде

$$E = E_c[1 + e(\xi)], \quad N = N_c[1 + n(\xi)],$$

где  $e \ll 1$ ,  $n \ll 1$ ;  $\xi = t - \beta x$  – автомодельная переменная;  $w = 1/\beta$  – скорость автоволны, распространяющейся в поперечном к оси резонатора направлении.

Характеристическое уравнение, соответствующее линеаризованной системе уравнений (1), (2), имеет вид

$$(\lambda + 1 + I_c)(a_4\lambda^4 + a_3\lambda^3 + a_2\lambda^2 + a_1\lambda + a_0) = 0, \quad (3)$$

где

$$a_4 = \beta^4, \quad a_3 = \beta^4(1 + I_c), \quad a_2 = 1,$$

$$a_1 = (1 + I_c + \beta^2\nu\Delta_a I_c), \quad a_0 = \nu I_c,$$

$$I_c = J_c/(1+\Delta_a^2).$$

Согласно уравнению (3) критерий Раусса – Гурвица устойчивости стационарного состояния нарушается при

$$\beta^2 \Delta_a (1 + I_c + \beta^2 \nu \Delta_a I_c) + \beta^4 (1 + I_c)^2 > 0. \quad (4)$$

Таким образом, если частотная отстройка  $\Delta_a \geq 0$ , то режим однородной стационарной генерации оказывается неустойчивым для любой поперечной волны независимо от ее скорости. Это соответствует режиму генерации бесконечно большого числа плоских волн, распространяющихся под любыми углами к оси резонатора. Тем самым автомоделная схема лазера, не учитывающая конечность апертуры, оказывается слишком упрощенной. В реальных лазерных системах конечность поперечного размера апертуры ограничивает нарастание внесевого излучения за счет увеличения потерь. Кроме того, существенную роль играет дифракция излучения на краях зеркал. Структура оптического поля, формируемого в открытом резонаторе Фабри – Перо, при больших (но конечных) числах Френеля будет рассмотрена в разделе 2 настоящей статьи.

Другая ситуация складывается при отрицательной величине  $\Delta_a$ . Режим стационарной генерации теряет свою устойчивость только для волн, у которых, согласно (4),

$$\beta > \beta_{cr} = \{-(1 + I_c) \Delta_a / [(1 + I_c)^2 + \Delta_a^2 \nu I_c]\}^{1/2}. \quad (5)$$

Причем при  $\beta = \beta_{cr}$  два корня характеристического уравнения оказываются чисто мнимыми

$$\lambda_{1,2} = \pm i \omega_0, \quad \omega_0 = (1/\beta_{cr}) [(1 + I_c) / |\Delta_a|]^{1/2}. \quad (6)$$

Три других корня имеют отрицательные действительные части, то есть выполняется первая часть бифуркационной теоремы Андронова – Хопфа о рождении предельного цикла:  $\text{Re} \lambda_{1,2}(\beta_{cr}) = 0$ ,  $\text{Re} \lambda_{3,4,5}(\beta_{cr}) < 0$  [5]. Докажем, что выполняется и второе требование

$$[d/d\beta(\text{Re} \lambda_{1,2}(\beta))]_{\beta_{cr}} \neq 0. \quad (7)$$

Для этого найдем  $\lambda_{1,2}$  в малой окрестности бифуркационного параметра  $\beta = \beta_{cr}(1 + \epsilon)$ , где  $\epsilon \ll 1$ . Действуя аналогично [6], получаем

$$\text{Re} \lambda = g \epsilon, \quad (8)$$

где

$$g = \nu I_c (1 + I_c)^3 \Delta_a^2 / \{\beta_{cr}^4 [(1 + I_c)^6 + \omega_0^2 [(1 + I_c)^2 - \nu \Delta_a^2 I_c]^2]\}.$$

Такой вид действительной части  $\lambda$  удовлетворяет требованию (7). Оба условия теоремы Андронова – Хопфа о рождении предельного цикла оказываются выполненными. Из этого сразу следует возможность существования семейства периодических волн малой амплитуды, параметризованных при помощи  $\beta$  [7]. Таким образом, при  $\Delta_a < 0$  возможна потеря устойчивости режима однородной стационарной генерации с рождением волн малой амплитуды, распространяющихся со скоростью  $w_0 = 1/\beta_{cr}$  поперек апертуры лазера. Их длина волны  $\Lambda_0 = 2\pi w_0 / \omega_0$  и определяется с помощью формул (5), (6) как

$$\Lambda_0 = 2\pi [|\Delta_a| / (1 + I_c)]^{1/2}. \quad (9)$$

## 2. Периодические автоволновые структуры в широкоапертурном резонаторе Фабри – Перо. Распределенная модель

Предыдущий анализ не учитывал конечность апертуры реального лазера и дифракцию на краях зеркал. Для учета влияния этих факторов на поперечную структуру оптического поля использовалась расчетная модель лазерной системы,

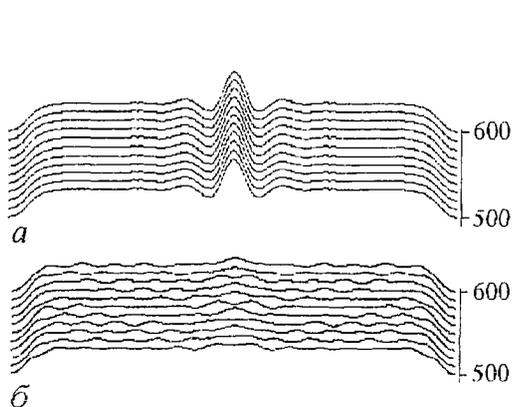


Рис. 1. Стационарная форма поля, наблюдаемая при малых отрицательных отстройках:  $a - \Delta_a=0$ ,  $b - \Delta_a=-0.53$ . Числа справа – номера итераций, соответствующих полному обходу резонатора. Параметры расчетов:  $N_c=9.5$ ,  $\nu=8.4$ ,  $N_F=300$

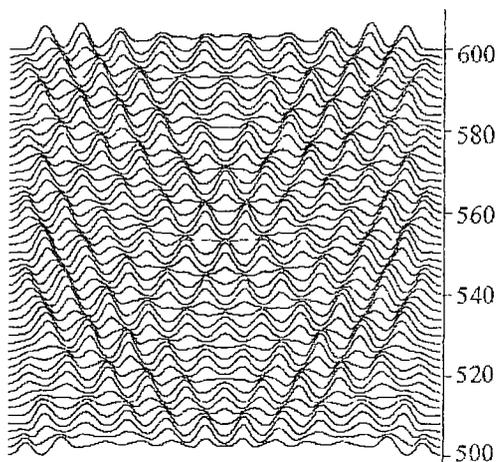


Рис. 2. Стационарная форма поля, наблюдаемая при  $N_c=9.5$ ,  $\nu=8.4$ ,  $N_F=300$ ,  $\Delta_a=-0.7$

предложенная в [8]. Активная среда учитывалась в виде бесконечно тонкого экрана, помещенного у полупрозрачного зеркала, края которого были сглажены так же, как и в работе [8]. Второе зеркало полагалось полностью отражающим и неограниченных размеров. Исходная система уравнений, описывающая динамику широкоапертурного лазера с отстройкой частоты, совпадает с уравнениями (1), (2). Уравнение для поля использовалось в интегральном виде. По формуле Френеля рассчитывалось изменение поля за обход резонатора. Затем вычислялось воздействие слоя активной среды на поле и интегрировалось кинетическое уравнение за время полного обхода резонатора  $\tau=2L/c$ , где  $L$  – длина резонатора,  $c$  – скорость света.

Поперечная структура поля рассчитывалась при варьировании параметров  $\Delta_a$ ,  $N_c$ ,  $\nu$  и числа Френеля  $N_F=a^2/(\lambda L)$ , где  $a$  – полуширина апертуры резонатора,  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения. Коэффициент потерь зависел от величины отражения  $r_0$  и не изменялся при счете ( $G_i=2Lg_i=0.21$ ).

При отрицательной частотной отстройке  $\Delta_a < 0$  была обнаружена последовательная смена структуры оптического поля, происходящая с ростом  $|\Delta_a|$ : яркое пятно («бугор») в центре однородного стационарного поля (рис. 1,  $a$ ); затем практически однородная (за исключением краев апертуры) структура поля («П-образный контур») (рис. 1,  $b$ ); квазисинусоидальные волны, бегущие в обоих направлениях по апертуре (рис. 2); нерегулярные и сильно модулированные пространственные структуры (рис. 3). Подобная смена структур прослеживалась не только при указанных на рис. 1–3 параметрах активной среды ( $N_c=9.5$ ,  $\nu=8.4$ ,  $N_F=300$ ), но и при других  $N_c$  и  $\nu$ , причем возникновение автоволновой поперечной структуры поля происходит закономерно с увеличением параметра

$$G = g\bar{a}/w_0. \quad (10)$$

Здесь параметр  $G$  (рис. 4) характеризует усиление на половине апертуры (полное усиление еще зависит от амплитуды волн (8), но управляющим фактором смены структур является именно  $G$ );  $w_0$  – скорость волн малой амплитуды;  $\bar{a}=(4\pi N_F \tau / T_i)^{1/2}$  – безразмерная полуширина апертуры. Зависимости величин  $g$  и  $w_0$  от параметров  $\Delta_a$ ,  $N_c$ ,  $\nu$  найдены в разделе 1.

Смена структур для каждого набора ( $N_c$ ,  $\nu$ ) с изменением  $\Delta_a < 0$  происходит следующим образом. При  $\Delta_a \rightarrow 0$  вид поля типичен для широкоапертурного резонатора Фабри – Перо [9] – «бугор» интенсивности в центре апертуры (см. рис. 1,  $a$ ). Увеличение  $|\Delta_a|$  приводит сначала к появлению «П-образного контура» –

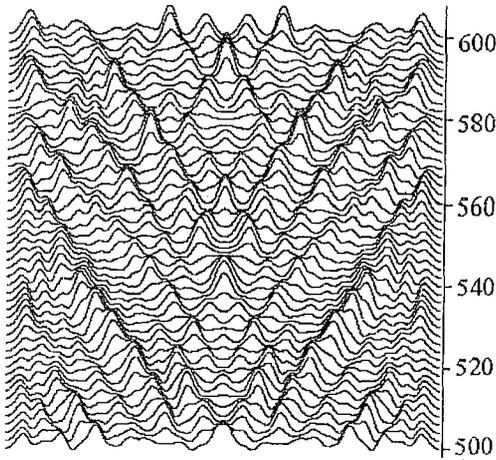


Рис. 3. Стационарная форма поля, наблюдаемая при  $N_c=9.5$ ,  $\nu=8.4$ ,  $N_F=300$ ,  $\Delta_a=-1.2$

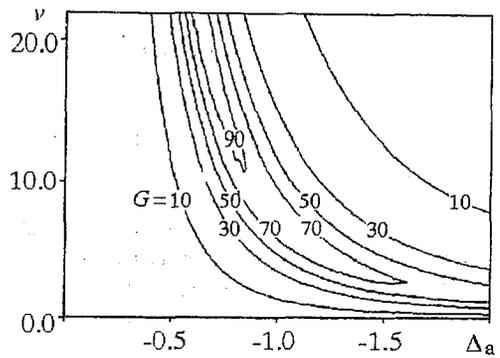


Рис. 4. Зависимость величины усиления  $G$  от  $\nu$  и  $\Delta_a$  при  $N_c=9.5$ ,  $N_F=300$

более однородной структуры поля, чем при  $\Delta_a=0$  (см. рис. 1, б). Это связано с тем, что отрицательная отстройка приводит к такой нелинейной зависимости показателя преломления активной среды, что эта среда приобретает дефокусирующие свойства и препятствует образованию дифракционной картины с «бугром» интенсивности в центре апертуры.

При отрицательных отстройках, когда  $G \geq (5 \div 10)$ , «П-образный контур» начинает модулироваться бегущими в обоих направлениях вдоль апертуры волнами. Их амплитуда сначала растет с увеличением  $|\Delta_a|$  (и  $G$ ) (см. рис. 2). Причем при малых  $|\Delta_a|$  зависимости длины волны и ее скорости от  $\Delta_a$ ,  $N_c$ ,  $\nu$  хорошо, количественно и качественно, коррелируют с соответствующими зависимостями  $\Lambda_0$  и  $w_0$ , полученными на основе бифуркационных значений. Вид волн при этом квазисинусоидальный. В центре апертуры периодически появляются стоячие регулярные структуры, связанные с суперпозицией прямой и обратной волн.

При дальнейшем увеличении  $|\Delta_a|$  амплитуда волн практически не изменяется, но меняется их структура. Пространственно-временная структура становится малорегулярной (см. рис. 3), а пространственный период оптических структур не согласуется с результатами бифуркационного анализа. В общем случае этот период вообще не определен, так как структура поля изменяется в пространстве и времени не периодически. Заметим, что увеличение  $|\Delta_a|$  соответствует увеличению пространственного периода и, следовательно, увеличению роли краевых эффектов, которые в бифуркационном анализе не учитывались.

Поскольку величина  $G \sim N_F^{0.5}$ , то при увеличении числа Френеля автоволны появлялись при меньших  $\Delta_a$ .

Отдельно было исследовано влияние положительной частотной отстройки  $\Delta_a > 0$  на структуру оптического поля. Это исследование подтвердило результаты бифуркационного анализа: периодических автоволновых структур обнаружено не было. При малых  $\Delta_a$  сохранялась картина с «бугром», то есть ярким пятном интенсивности в центре апертуры. С увеличением  $\Delta_a$  яркие пятна образуются и исчезают в разных областях апертуры, перемещаясь по ней в обоих направлениях (рис. 5). Это соответствует появлению и

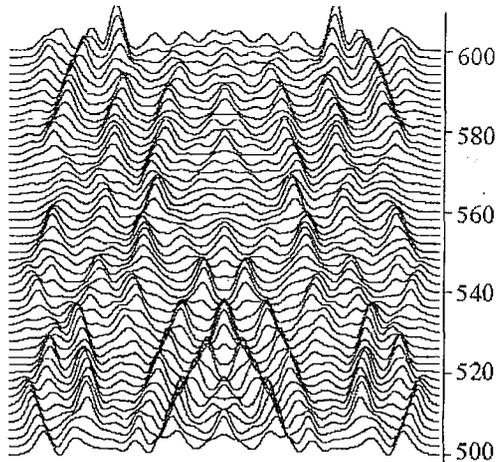


Рис. 5. Стационарная форма поля, наблюдаемая при  $N_c=9.5$ ,  $\nu=8.4$ ,  $N_F=300$ ,  $\Delta_a=0.8$

обрыву филаментов в самофокусирующей (при  $\Delta_a > 0$ ) активной среде. Теоретически подобная структура поля исследовалась для широкоапертурного полупроводникового лазера в [10].

### 3. Спектр и конкуренция автоволновых структур

В дополнение к указанным свойствам системы вблизи критических (бифуркационных) условий можно определить еще и ряд других свойств, хотя и не столь универсальным образом, но в довольно общем виде. Рассмотрим вопрос о пространственном спектре автоволн. Для этого представим колебания малой амплитуды в виде  $e^{-i\lambda t - iqx}$  и получим дисперсионное уравнение в прежнем виде – формула (3), но с заменой  $\lambda\beta$  на  $iq$

$$q^4 + q^4(1+I_c)/\lambda + \lambda^2 + \lambda(1+I_c) - q^2vI_c\Delta_a/\lambda + vI_c = 0.$$

На рис. 6 приведены решения этого уравнения для частного случая, когда

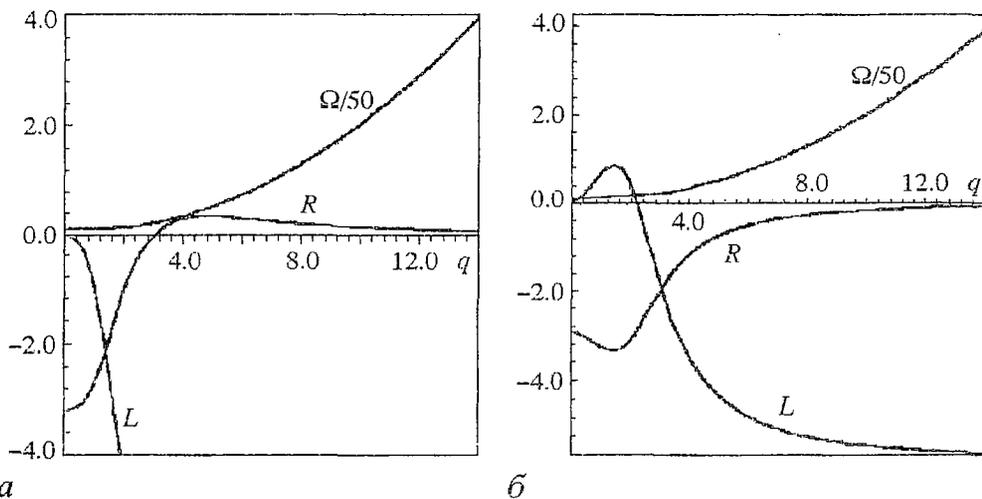


Рис. 6. Корни дисперсионного уравнения для двух значений отстройки:  $a - \Delta_a = -0.7$ ;  $b - \Delta_a = 0.8$ . Параметры лазера:  $N_c = 9.5$ ,  $\nu = 8.4$

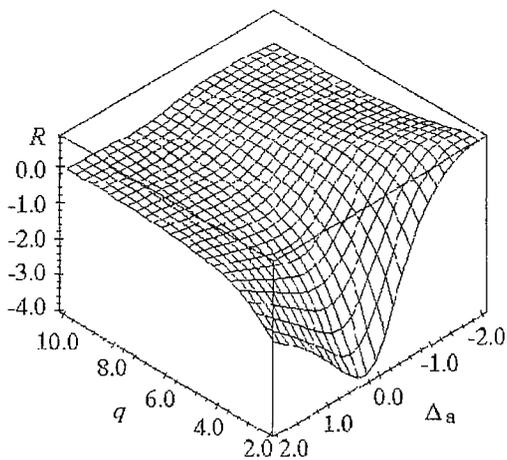


Рис. 7. Реальная часть комплексно-сопряженных корней для условий, проиллюстрированных на рис. 6

параметры равны  $N_c = 9.5$ ,  $\nu = 8.4$ ,  $\Delta_a = -0.7$  и  $+0.8$ . Но эта качественная зависимость сохраняется и при иных параметрах. Здесь изображены корни дисперсионного уравнения, обозначенные как  $\text{Re}\lambda_3 = L$ ,  $\lambda_{1,2} = R \pm i\Omega$ , причем  $\text{Im}\lambda_3 = 0$ . На рис. 7 приведена зависимость  $R$  от  $q$  с учетом изменения  $\Delta_a$ . Некоторые аналогичные зависимости приведены в работе [2].

Можно утверждать, что два корня дисперсионного уравнения комплексно сопряжены. Их реальная часть  $R$  при  $\Delta_a > 0$  всегда отрицательна. Но при  $\Delta_a < 0$  в зависимости от волнового вектора автоволн  $q$  величина  $R$  сначала отрицательна вплоть до некоторого  $q_{\min}(\Delta_a)$ . С ростом  $q > q_{\min}$  растет и  $R$ , достигает максимума

при  $q=q_0$  и затем медленно спадает, стремясь к нулю. Мнимая часть этих корней, то есть частота автоволн, резко растет с увеличением  $q$ . Третий корень при этом вещественен и отрицателен. Если же  $\Delta_a > 0$ , то у комплексно-сопряженных корней реальная часть отрицательна, а у третьего корня она положительна в некотором диапазоне  $q$ . В этом случае автоволны не возникают, проявляется иной тип неустойчивости.

На основании полученных зависимостей можно прогнозировать спектр автоволн, возможности их селекции. Ясно, что невозможно возбудить и поддерживать без дополнительных условий длинноволновые колебания. Наиболее вероятны автоволны с  $q=q_0$ , если только это допустимо при учете прочих условий (например, граничных).

Действие границ может сильно повлиять на выбор пространственной частоты автоволн. Рассмотрим здесь один из вариантов задачи, когда границы зеркальные, то есть поток световой энергии через них равен нулю:  $dE/dx|_{\pm a} = 0$ . В случае малых автоволн, когда их можно считать чисто гармоническими  $e^{-\cos qx}$ ,

граничные условия определяют такой пространственный спектр, что  $2aq = 2\pi m$ ,  $m$  — целое число. Оптимальные условия для возникновения и существования автоволн реализуются при таком  $m$ , что  $q_m$  есть ближайшее к  $q_0$  из всех прочих. Но максимум  $R$  в зависимости от  $q$  выражен не столь уж резко, и вопрос о спектре автоволн остается открытым.

Мы выполнили детальные расчеты поведения системы с такими зеркальными боковыми границами. Расчеты делались практически так же, как и в разделе 2. Но профиль выходного зеркала полагался однородным (без сглаживания краев). Распространение поля вдоль резонатора рассчитывалось одним из сеточных методов — методом немонотонной прогонки [11].

На рис. 8, а приведена эволюция профиля оптического поля в зависимости от времени. Начальный вид поля полагался

$$E(x_d) = E_c [1 + \varepsilon \sum_{n=1}^5 \cos(2^n \pi x_d / a)], \quad \varepsilon = 0.2,$$

остальные условия были такими же, как и при расчетах, результаты которых приведены на рис. 6, а. Из рис. 8, а видно, что длинноволновые гармоники со временем угасли, а остальные присутствуют в системе. Существенно то, что вначале амплитуда этих высокочастотных гармоник была невелика, но со временем они увеличились так, что полностью модулируют профиль поля. На рис. 8, б изображена эволюция поля, содержащего вначале лишь одну длинноволновую гармонику

$$E(x_d) = E_c [1 + 0.6 \cos(2\pi x_d / a)].$$

Четко видно, как она быстро затухает. После этого в резонаторе присутствуют очень слабые высокочастотные волны, которые со временем усиливаются до значительной амплитуды.

Это вполне объяснимо, так как согласно рис. 6, а величина  $q_{\min} \approx 3$ , поэтому гармоники с  $m=2; 4; 8$ , что соответствует  $q_m \approx 0.65; 1.3; 2.6$ , гаснут, а с  $m=16; 32$  растут с течением времени, что и видно на рис. 8. Сходное поведение оптического поля было получено при изменении параметров лазерной системы в широкой области.

Полученные результаты позволяют заключить, что при названных условиях можно эффективно возбуждать автоволны в профиле лазерного оптического поля с дискретным спектром. При этом вряд ли можно эффективно осуществить их спектральную селекцию и весьма вероятно присутствие многих высших гармоник в системе. Этот вывод получен для случая искусственно упрощенных условий. Реально же высокие пространственные частоты соответствуют наличию световых волн, которые сильно отклонены от оптической оси системы, поэтому сильно

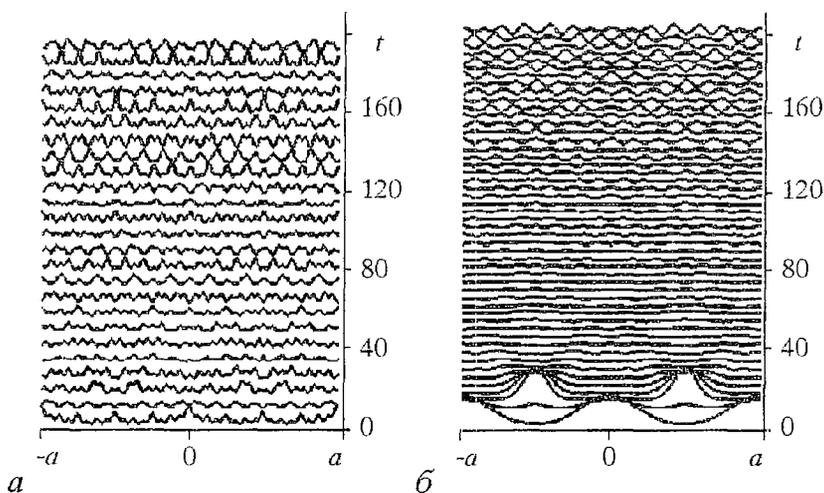


Рис. 8. Эволюция оптического поля в лазере с зеркальными боковыми стенками для условий, проиллюстрированных на рис. 6; а – начальное поле – сумма гармоник; б – одна низкочастотная гармоника.  $N_F=300$

взаимодействуют с боковыми зеркальными стенками. Можно обеспечить их затухание на стенках подбором соответствующего материала стенок. Можно также значительно погасить их, усложняя структуру стенок (например, создав разрыв в стенках). Не следует забывать также, что здесь рассмотрена одномерная (по апертуре) задача, а в реальности профиль светового поля двумерен, что дает и иные возможности воздействия на профиль поля.

### Заключение

Теоретически исследована устойчивость однородного (не тривиального) состояния лазерной генерации в широкоапертурном лазере. Показано, что при отрицательной отстройке частоты генерации от центра линии усиления активной среды могут реализовываться условия бифуркации Андронова – Хопфа, что приводит к возникновению периодических поперечных волновых структур. Найдены основные параметры этих волн – скорость, период, амплитуда, инкремент нарастания и дисперсионные характеристики.

Исследована распределенная модель широкоапертурного лазера с частотной отстройкой. Основные результаты этого исследования можно свести к следующим.

1. Показано, что небольшие отрицательные частотные отстройки приводят к более однородной картине лазерного поля в широкоапертурном резонаторе Фабри – Перо.

2. Найдена область параметров лазерной среды, где возможно наблюдение квазисинусоидальных периодических картин. Эта область соответствует величине инкремента автоволн  $G > (5 \div 10)$ .

3. Получено удовлетворительное количественное и качественное соответствие зависимостей длины и скорости волны от лазерных параметров результатам бифуркационного анализа.

4. Показано, что в резонаторе с зеркальными боковыми границами длинноволновые гармоники не возбуждаются, а высшие гармоники полностью модулируют профиль поля.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Интеграция» (госконтракт № 235).*

## Библиографический список

1. Григорьева Е.В., Кащенко С.А. Нормальные и квазинормальные формы для полуклассических лазерных уравнений с дифракцией // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. Т. 3, № 1 С. 59.
2. Jakobsen P.K., Moloney J.V., Newell A.C., Indik R. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45, № 11. P. 8129.
3. Jakobsen P.K., Lega J., Feng Q. et al. Nonlinear transverse modes of large-aspect-ratio homogeneously broadened lasers: I. Analysis and numerical simulation // Phys. Rev. A. 1994. Vol. 49, № 5. P. 4189.
4. Huyet G., Martinoni M.C., Tredicce J.R., Rica S. Spatio-temporal dynamics of lasers with a large Fresnel number // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75, № 22. P. 4027.
5. Хэссард Б., Казаринов М., Вэн И. Теория и приложения бифуркации рождения цикла. М.: Мир, 1985.
6. Заикин А.П., Молевич Н.Е. Генерация широкоапертурного лазера с просветляющимся фильтром в режиме излучения световых полей с периодическим бегущим профилем интенсивности // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 10. С. 908.
7. Свирежев Ю.М. Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии. М.: Наука, 1987.
8. Заикин А.П. Автоволновые процессы в широкоапертурном лазере с дополнительным нелинейным элементом // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, № 6. С. 561.
9. Zaikin A.P., Molevich N.E. Transverse quasi-periodic structure laser with a saturable absorber // SPIE Proc. 1999. Vol. 3685. P. 60.
10. Marciante J.R., Agrawal G.P. Spatio-temporal characteristics of filamentation in broad-area semiconductor lasers // IEEE J.Quant.Electr. 1997. Vol. 33, № 7. P. 1174.
11. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука. 1978. 590 с.

Самарский государственный  
аэрокосмический университет  
им. академика С.П. Королева  
Самарский филиал Физического  
института им. П.Н. Лебедева РАН

Поступила в редакцию 28.05.99

## FREQUENCY DETUNING INFLUENCE ON SPATIO-TEMPORAL STRUCTURE OF WIDE AREA LASER FIELD

A.P. Zaikin, A.A. Kurguzkin, N.E. Molevich

Transverse autowave structure forming in a wide area laser field with frequency detuning is investigated. Conditions of periodic transverse profile appearance and its main characteristics in a Fabry – Perot cavity and in a cavity with mirror sides are found.



Заикин Алексей Павлович – родился в Липецке (1956). Окончил физический факультет Воронежского госуниверситета (1978). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в Саратовском госуниверситете им. Н.Г. Чернышевского (1990). В настоящее время работает в Самарском филиале Физического института РАН. Область научных интересов – динамика лазерных оптических полей. Опубликовал около 40 работ по направлению, указанному выше.



*Кургузкин Александр Алексеевич* – родился в Перми (1977). Студент 5-го курса факультета «Информатика» Самарского государственного аэрокосмического университета. Область научных интересов – нелинейная динамика, численное моделирование. Опубликовал 4 научных работы.



*Молевич Нонна Евгеньевна* – родилась в Семипалатинске (1959). Окончила Московский инженерно-физический институт (1982). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в Физическом институте АН СССР им. П.Н. Лебедева (1989). В настоящее время работает в Самарском государственном аэрокосмическом университете. Область научных интересов – нелинейная акустика и оптика неравновесных сред. Опубликовала около 80 работ по направлениям, указанным выше.

E-mail: molevich@mb.ssau.ru