УДК 621.373 : 535.01

РЕЖИМЫ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ПРИ ОДНОРОДНОМ УШИРЕНИИ

Н. Н. Розанов

Исследованы стационарные режимы и переходные процессы в кольцевом лазере с дополнительной обратной связью. Рассмотрение велось для случая однородного уширения в рамках теории Лэмба, но без использования приближения слабого поля. В важном специальном случае установлен мягкий характер возбуждения одноволнового режима бегущей волны и жесткое возбуждение двухволнового режима. Исследовано влияние различия добротностей для двух направлений, которое имеет место в резонаторе с невзаимным элементом. В линейном приближении без учета обратного рассеяния также показано существование в кольцевом лазере с дополнительным зеркалом двух режимов (однонаправленного и двухволнового).

Схема кольцевого лазера с дополнительным зеркалом была предложена в работах [1, 2] для получения режима бегущей волны. Анализ в линейном приближении [3, 4] позволил выявить важную роль паразитных отражений и необходимость существенного их уменьшения для получения максимального различия интенсивностей встречных волн. Экспериментальные исследования [4–6] подтвердили эффективность указанного способа осуществления режима бегущей волны, что повысило интерес к более полному теоретическому анализу системы.

Вообще говоря, теория кольцевого лазера с дополнительным зеркалом является частным случаем общей теории кольцевых лазеров при учете обратного рассеяния, интенсивно исследованной в связи с явлением захвата частот встречных волн [7]. Однако этот случай специфический, и он допускает более полный анализ. Как показали Зейгер и Фрадкин [8] (см. также [9]) на основании лэмбовской теории лазеров [10], помимо одноволнового режима бегущей волны, при определенных условиях возможно существование двухволновых режимов.

В настоящей работе для случая однородно уширенной линии проведен анализ стационарных режимов и переходных процессов в кольцевом лазере с дополнительной обратной связью. В отличие от [8], не использовалось приближение слабого поля ($N/N_{\text{пор.}}-1 \ll 1$, где N и $N_{\text{пор.}}$ — накачка и ее пороговое значение), что позволяет применять результаты для реально достижимых уровней накачки. Сделан вывод о жестком характере возбуждения двухволновых режимов. Исследовано влияние различия добротностей для двух направлений, которое имеет место при внесении в резонатор невзаимного элемента. В линейном приближении показано существование двух режимов. Отличие от [3, 4], где был найден только один (одноволновый) режим, связано с учетом резонанса в системе и неэкспоненциального изменения интенсивности одной из встречных волн.

1. Укороченные уравнения

Мы будем использовать в нашем случае (рис. 1) обычные в теории Лэмба [10] приближения и исходные уравнения работы [8], отказавшись, однако, от условия слабости поля. Медленно меняющиеся амплитуды $E_{1,2}$ встречных волн и разность их фаз $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ подчиняются уравнениям

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{E}_1 + \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_1}E_1 - \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_1}\varepsilon E_2\cos\varphi = -\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\,\mathrm{Im}\,P_1,\\
&\dot{E}_2 + \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_2}E_2 = -\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\,\mathrm{Im}\,P_2,\\
&\dot{\varphi} + \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_1}\varepsilon\frac{E_2}{E_1}\sin\varphi = -\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\left[\frac{1}{E_2}\mathrm{Re}\,P_2 - \frac{1}{E_1}\mathrm{Re}\,P_1\right].
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Здесь $Q_{1,2}$ — добротности для соответствующих направлений, ν — частота генерации, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Величина ε характеризует степень перекачки (по амплитуде) $E_2 \rightarrow E_1$. Явный вид величины $g = \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q}\varepsilon$ получен в [8] методом Слэтера, а также из рассмотрения линейной задачи в разд. 4 настоящей работы. Компоненты поляризации активной среды $P_{1,2}$ выражаются через недиагональный элемент матрицы плотности, элементы которой считаем подчиняющимися следующим уравнениям движения:

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{\rho}_{aa} = -\gamma_a\rho_{aa} + iV(t)(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + \lambda_a,\\
&\dot{\rho}_{bb} = -\gamma_b\rho_{bb} - iV(t)(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + \gamma_1\rho_{aa} + \lambda_b,\\
&\dot{\rho}_{ab} = -(\gamma + i\omega)\rho_{ab} + iV(t)(\rho_{aa} - \rho_{bb}).
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

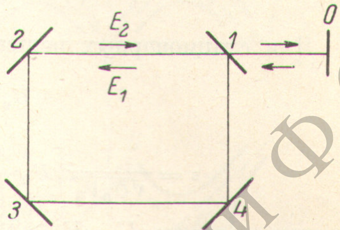

Рис. 1.

Здесь ω — частота перехода между рабочими уровнями a и b, γ_a, γ_b и γ — параметры релаксации уровней, величина γ_1 учитывает спонтанный распад $a \rightarrow b$, величины $\lambda_{a,b}$ характеризуют интенсивность накачки на соответствующий уровень, $V(t) = -(d/\hbar)E\exp(i\nu t)$ — потенциал взаимодействия, d — дипольный момент рабочего перехода. Проинтегрировав решение (2) по длине резонатора l,[1] как это сделано в [11, 12], получим

$$P_1 = -\frac{1}{2}i\frac{d^2}{\hbar}(\lambda_a/\gamma_a' - \lambda_b/\gamma_b)\frac{D}{\gamma}lf(E_1, E_2), \quad (3)$$

где

$$\left.\begin{aligned}
&f(E_1, E_2) = \frac{1}{2BE_1}\left[1 - \frac{1 - BE_1^2 + BE_2^2}{\sqrt{(1 + BE_1^2 + BE_2^2)^2 - (2BE_1E_2)^2}}\right],\\
&B = \frac{2}{\gamma}L\left(\frac{1}{\gamma_a'} + \frac{1}{\gamma_b}\right)\left(\frac{1}{2}\frac{d}{\hbar}\right)^2,\\
&\frac{1}{\gamma_a'} = \frac{1}{\gamma_a}\left(1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_b}\right), \quad D = \frac{1}{1 + i\frac{\omega - \nu}{\gamma}}, \quad L = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \nu}{\gamma}\right)^2}.
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Выражение для P_2 получается из (3) при замене $E_1 \leftrightarrow E_2$. В отличие от [8], поле при вычислении поляризаций не считалось слабым. Введем относительные накачки (по сравнению с пороговыми значениями) $n_{1,2}$ соответствующих однонаправленных режимов при $\varepsilon = 0$, причем

$$\frac{\nu}{Q_1}n_1 = \frac{\nu}{Q_2}n_2, \quad (5)$$

а также безразмерные интенсивности (в единицах насыщения)

$$U = BE_1^2, \quad V = BE_2^2.$$

Из (1) и (3) вытекает существование чисто одноволнового режима $V = 0$, $U = n_1 - 1$, который устойчив, если $n_1^2 > n_2$ (мы считаем $n_{1,2} \geqslant 1$).

[1] Если длина слоя активной среды l_a не совпадает с длиной резонатора, в (3) следует ввести множитель l_a/l. Кроме того, имеются дополнительные быстро осциллирующие при изменении l_a слагаемые, зависящие от разности фаз φ, однако их учет практически являлся бы превышением точности расчета.

В дальнейшем при исследовании двухволновых режимов ($U,\ V > 0$) ограничимся случаем настройки на центр контура $\nu = \omega$, когда $\operatorname{Re} P_{1,2}$. Тогда из последнего уравнения системы (1) следует, что устойчивым может быть только решение $\varphi = 0$ (считаем $\varepsilon > 0,\ E_{1,2} > 0$). При этом укороченные уравнения для интенсивностей встречных волн примут вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= \frac{\nu}{Q_1}\left(-U + \frac{1}{2} n_1 T_1 + \varepsilon \sqrt{UV}\right), \\ \frac{dV}{dt} &= \frac{\nu}{Q_2}\left(-V + \frac{1}{2} n_2 T_2\right), \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где

$$\left.\begin{aligned} T_1 &= 1 - \frac{1 - U + V}{\sqrt{(1 + U + V)^2 - 4UV}}, \\ T_2 &= 1 - \frac{1 + U - V}{\sqrt{(1 + U + V)^2 - 4UV}}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Для стационарных решений $U_0,\ V_0$ системы (6) имеем

$$U_0 = V_0 - 1 + \frac{n_2 - 2V_0}{\sqrt{n_2 - V_0}}, \tag{8}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{U_0 V_0}}\left[U_0 - \frac{1}{2} n_1 + \frac{1}{2}\frac{n_1}{n_2}(1 - U_0 + V_0)\sqrt{n_2 - V_0}\right], \tag{9}$$

причем условию $U_0,\ V_0 > 0$ отвечает неравенство

$$0 < V_0 < n_2 - 1. \tag{10}$$

2. Анализ случая равных добротностей

Считаем $Q_1 = Q_2 = Q,\ n_1 = n_2 = n > 1$. Одномодовый режим при этом устойчив. Зависимость интенсивностей волн в стационарном двухволновом режиме изображена на рис. 2. Сплошные кривые относятся к устойчивому режиму, штриховые — к неустойчивому (типа седла), знание

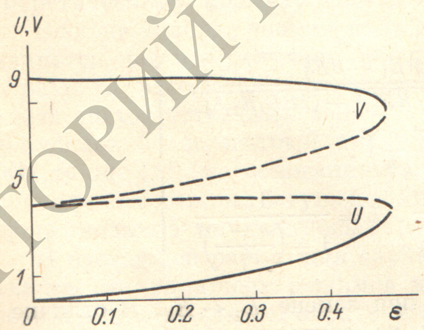

Рис. 2. n=10.

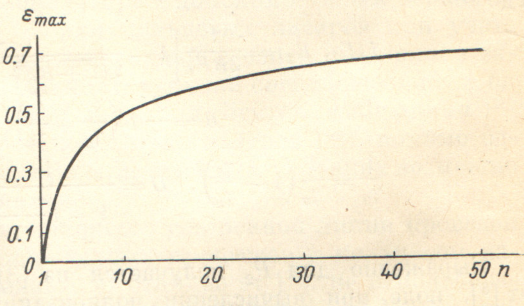

Рис. 3.

которого потребуется нам для определения областей притяжения устойчивых режимов. Для устойчивого режима различие интенсивностей наибольшее при $\varepsilon=0$ ($V=n-1,\ U=0$). При возрастании величины обратной связи ε эта разница уменьшается. При малых $\varepsilon \ll 1$

$$U = \frac{n^2}{n-1}\varepsilon^2, \quad V = n - 1 - \frac{2n}{n-1}\varepsilon^2. \tag{11}$$

Существенным является наличие зависящего от накачки $\varepsilon_{\max}$ такого, что при $\varepsilon > \varepsilon_{\max}$ существует (и устойчив) только однонаправленный режим. Зависимость $\varepsilon_{\max}(n)$ представлена на рис. 3. Отметим, что вычисленная в [8] в принятом приближении слабого поля ($n-1 \ll 1$) зависимость $\varepsilon_{\max}$ от n является линейной.

Таким образом, при $\varepsilon < \varepsilon_{max}$ имеется два устойчивых стационарных режима — одноволновой и двухволновой. Возникает вопрос о том, какие начальные условия отвечают возбуждению этих режимов, т. е. каковы области их притяжения. Отметим сразу, что результаты, вообще говоря, зависят от начального значения разности фаз волн φ_0. Поэтому полный анализ может быть проведен на основе системы (1), включающей фазовое уравнение. В настоящем разделе мы ограничимся рассмотрением двух противоположных случаев: $\varphi_0=0$ и $\varphi_0=\pi$, которые сводятся к анализу только амплитудных уравнений.[2] Вопрос о влиянии начальной разности фаз обсуждается в разд. 4 настоящей работы.

Рассмотрим сначала простейший случай системы (6) — отсутствие дополнительной связи ($\varepsilon=0$). При этом устойчивы два одноволновых режима: I. $V=0$, $U=n-1$ и II. $U=0$, $V=n-1$. Нетрудно видеть, что фазовая плоскость U, V системы (6) делится на области притяжения этих режимов прямой $U=V$, которая является сепаратрисой, входящей в седло — неустойчивую точку покоя, для которой $U_0=V_0$. Качественная картина фазовой плоскости изображена на рис. 4, *а*, причем для удобства анализа мы вернулись к переменным E_1, E_2 (считаем $E_2>0$, E_1 — любого знака). Рис. 4, *а* качественно совпадает с приведенным в [10] видом фазовой плоскости для случая «сильной связи» двух мод.

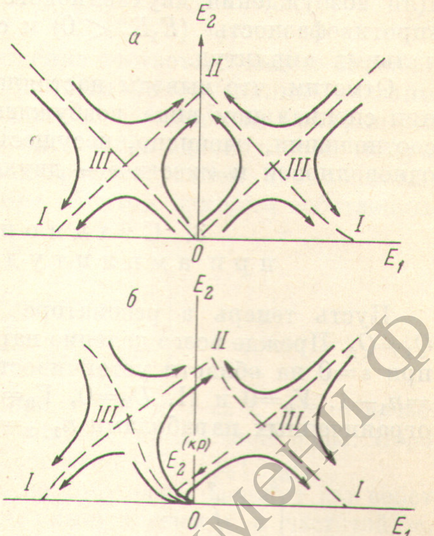

Рис. 4. *а* — $\varepsilon=0$; *б* — $\varepsilon\neq0$. $\varepsilon=0$ (*а* и $\varepsilon\neq0$ (*б*).

При малых ε расположение седел III и их сепаратрис несколько меняется. Но по-прежнему разграничивающие области притяжения режимов I и II сепаратрисы седел III выходят из неустойчивой точки покоя $E_1=E_2=0$ («грубость» системы). Определим характер траекторий (и, в частности, сепаратрис) в окрестности начала координат. Линеаризованные по амплитудам уравнения движения имеют вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{dE_1}{d\tau} &= aE_1+\varepsilon E_2, \\ \frac{dE_2}{d\tau} &= aE_2, \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

где $a=n-1$, $\tau=\frac{1}{2}\frac{\gamma}{Q}t$, откуда

$$\left.\begin{aligned} E_1(\tau) &= [E_1(0)+\varepsilon E_2(0)\tau]\,e^{a\tau}, \\ E_2(\tau) &= E_2(0)\,e^{a\tau}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Исключая безразмерное время τ, находим

$$E_1(\tau)=E_2(\tau)\left\{\frac{E_1(0)}{E_2(0)}+\frac{\varepsilon}{a}\ln\left[\frac{E_2(\tau)}{E_2(0)}\right]\right\}. \tag{14}$$

Из (14) следует, что траектории, проходящие через точку $\{E_1(0), E_2(0)\}$, пересекают ось E_2 (т. е. $E_1=0$) при

$$E_2=E_2(0)\exp\left[-\frac{a}{\varepsilon}\frac{E_1(0)}{E_2(0)}\right]. \tag{15}$$

Формально при $\tau\to-\infty$ траектории входят в точку $E_1=E_2=0$ со стороны отрицательных E_1 с касательной, направленной по оси E_1. Качест-

[2] Удобнее считать $\varphi_0=0$ и допускать возможность отрицательных E_1 (считаем $E_2>0$).

венная картина фазовой плоскости при $\varepsilon \neq 0$ представлена на рис. 4, *б*. Для изображенной штриховой линией одной из интересующих нас сепаратрис $E_2 = E_2^{(\text{кр.})}$ при $E_1 = 0$. Существенно, что $E_2^{(\text{кр.})} > 0$. При $E_1 = 0$ начальные значения $E_2 < E_2^{(\text{кр.})}$ приводят к одноволновому режиму I, а для возбуждения двухволнового режима II требуется $E_2 > E_2^{(\text{кр.})}$ (жесткое возбуждение). Как следует из (14) и из рис. 4, *б*, при достаточно малых «случайных» начальных интенсивностях с вероятностью, весьма близкой к единице, происходит возбуждение одноволнового режима. Для возбуждения двухволнового режима при этих условиях требуется «противофазность» ($E_1 E_2 < 0$) и сильное (но не чрезмерно) различие начальных амплитуд.

Отметим, что выводы настоящего раздела полностью сохраняют силу при специальном виде возбуждения $E_1(0) = 0$, $U_1(0) = 0$, когда фазовые соотношения, очевидно, несущественны. При этом «мягко» возбуждается одноволновой и «жестко» — двухволновой режим.

3. Стационарные режимы при амплитудной невзаимности

Пусть теперь в резонаторе имеются невзаимные потери, так что $Q_1 \neq Q_2$. Прежде всего деление параметров n_1 и n_2 (относительных накачек) при $\varepsilon = 0$ на области устойчивости двух одноволновых режимов (I. $U_0 = n_1 - 1$, $V_0 = 0$ и II. $U_0 = 0$, $V_0 = n_2 - 1$) показано на рис. 5. В областях, ограниченных параболами $n_{1,\,2} = n_{2,\,1}^2$ и координатными осями, возможен

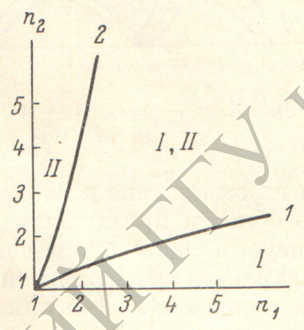

Рис. 5. $\varepsilon = 0$.

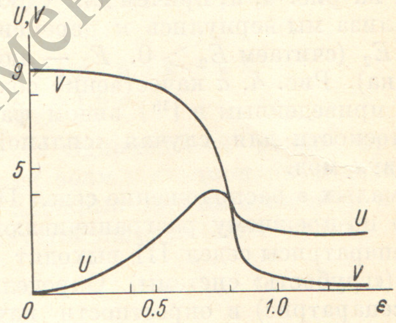

Рис. 6. $n_1 = 2$, $n_2 = 10$.

только один однонаправленный режим. В области между параболами в зависимости от начальных условий реализуется любой из двух однонаправленных режимов. Устойчивых двухволновых режимов не имеется.

Соотношение n_1 и n_2 существенным образом определяет тип решения и при $\varepsilon \neq 0$. В области между параболами картина качественно такая же, как и в предыдущем разделе (при $n_1 = n_2$). При $n_1^2 < n_2$ не имеется $\varepsilon_{\max}$ — двухволновой режим устойчив при любых ε, при этом одноволновой режим $U_0 = n_1 - 1$, $V_0 = 0$ неустойчив. Формально при больших ε $V_0 \to 0$, $U_0 \to \sqrt{n_2} - 1$ (рис. 6). Наконец, при $n_1 > n_2^2$ (одноволновой режим устойчив), как показывают расчеты, устойчивых двухволновых режимов не имеется.

4. Линейное рассмотрение кольцевого лазера с дополнительной обратной связью

В кольцевом лазере без дополнительного зеркала ($\varepsilon = 0$), очевидно, существуют два однонаправленных режима бегущих волн. Поэтому естественно ожидать, что при введении слабой обратной связи (рис. 1) возможны два режима: I — чисто одноволновой и II — почти одноволновой с малой примесью встречной волны. Такие представления согласуются с выводами работы [8] и результатами предыдущих разделов настоящей работы. Однако в работах [3, 4] на основании линейного рассмотрения был сделан вывод о том, что в кольцевом лазере с дополнительным зеркалом возможен только один режим — однонаправленная (в отсутствие паразитных отражений) генерация. Ниже в рамках более детальной линейной теории получено существование двух режимов указанного типа.

Рассмотрим вначале режимы лазера с невзаимным элементом. Можно считать, что для встречных волн различное значение имеют величины

$$p_j = r_1 r_2 r_3 r_4 e^{\alpha l} \Theta_j, \quad j = 1,\ 2, \tag{16}$$

где r_k — амплитудный коэффициент отражения соответствующего зеркала, Θ_j — амплитудный комплексный коэффициент пропускания невзаимного элемента для соответствующей волны, α — линейный коэффициент усиления активной среды. Поскольку возможность одноволновой генерации не вызывает сомнений, ограничимся рассмотрением двухволновых режимов. Для волны E_2 (рис. 1) обычным образом находим собственные типы колебаний.

На интервале между зеркалами *1* и *2*

$$\left.\begin{aligned} &E_2(z,\ t) = E_{2,\,0} \exp\left[-i\left(\omega_2 t - k_2 z\right)\right], \\ &\omega_2 = 2\pi \frac{c}{l} N_2 - i \frac{c}{l} \ln \frac{1}{p_2},\ k_2 = \omega_2 / c, \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

где $E_{2,\,0}$ — начальная амплитуда поля (при $t=0$ и $z=0$, что отвечает координате зеркала *1*), целое число N_2 — индекс продольной моды. Пороговое условие имеет вид $\operatorname{Im}\omega_2 > 0$ или, согласно (17), $|p_2| > 1$.

Волна E_1 «подпитывается» волной E_2, поэтому она содержит как собственные колебания с частотой ω_1, так и «вынужденные» с частотой ω_2. Аналогично (17) собственные колебания имеют вид

$$\left.\begin{aligned} &E_1^{(c)} = E_{1,\,0}^{(c)} \exp\left[-i\left(\omega_1 t + k_1 z\right)\right], \\ &\omega_1 = 2\pi \frac{c}{l} N_1 - i \frac{c}{l} \ln \frac{1}{p_1},\quad k_1 = \omega_1 / c. \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Пороговое условие для них $|p_1| > 1$. Для вынужденных колебаний

$$E_1^{(\text{в})} = \left(1 - \frac{p_1}{p_2}\right)^{-1} t_1^2 r_0 E_{2,\,0} e^{2i\varphi_{1,\,0}} \exp\left[-i\left(\omega_2 t + k_2 z\right)\right], \tag{19}$$

где $\varphi_{1,\,0}$ — фазовый набег на участке между зеркалами *0* и *1*, t_1 — амплитудный коэффициент пропускания зеркала *1*. При $E_{1,\,0}^{(c)} = 0$ уравнения (17) и (19) дают двухволновой режим, переходящий при $r_0 \to 0$, как и следовало ожидать, в соответствующий одноволновой режим.

Будем интересоваться временным поведением поля E_1 в точке $z=0$. Объединяя (18) и (19), перепишем E_1 в виде

$$E_1(t) = e^{-i\omega_1 t}\left\{E_1(0) + \left(1 - \frac{p_1}{p_2}\right)^{-1} t_1^2 r_0 e^{2i\varphi_{1,\,0}} E_{2,\,0}\left[e^{-i(\omega_2 - \omega_1)t} - 1\right]\right\}. \tag{20}$$

Рассмотрим на основании (20) характер временного изменения поля при отсутствии невзаимного элемента, переходя в (20) к пределу $p_1 - p_2 \to 0$. Используя (17) и (20), для любых конечных t находим (считаем $N_1 = N_2$ — одна продольная мода)

$$E_1(t) = \left[E_1(0) + g E_{(2)}(0)\, t\right] e^{-i\omega t}, \quad E_2(t) = E_2(0)\, e^{-i\omega t}, \tag{21}$$

где

$$g = i \frac{c}{l} t_1^2 r_0 e^{2i\varphi_{1,\,0}}. \tag{22}$$

Без ограничения общность можно считать $E_2(0) > 0$ и положить $g = |g|$ (учет фазы величины g привел бы лишь к сдвигу фазы волны E_1). Выражение (22) совпадает с определением g в работе [8] и согласуется с (13) при $g = \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q}\varepsilon$. Соответственно справедливой остается и формула (14).

Отличие состоит в том, что в (21) $E_1(0)$ может быть комплексной. Для величины $\mathrm{Re}\, E_1$ получаем траектории, изображенные на рис. 4, *б*. Для $\mathrm{Im}\, E_1$ траектории — лучи, проходящие через начало координат,

$$\frac{\mathrm{Im}\, E_1(t)}{\mathrm{Im}\, E_1(0)} = \frac{E_2(t)}{E_2(0)}. \tag{23}$$

В отличие от прежнего случая при $\mathrm{Im}\, E_1(0) \neq 0$ поле E_1 не обращается в нуль: $|E_1| \neq 0$. При $E_1(0) = 0$ результаты разд. 3, конечно, справедливы. Из (21) видно, что при

$$|E_2(0)/E_1(0)| \gg 1 \tag{24}$$

за время порядка $t_\varphi = |E_1(0)/[g\, E_2(0)]|$ устанавливается разность фаз $\varphi = 0$. Поэтому если время линейного развития генерации превосходит t_φ, то при условии (24) значение начальной разности фаз несущественно.

Неэкспоненциальный характер изменения E_1 в (21) является следствием резонанса — точного совпадения собственных частот встречных волн ω_1 и ω_2 в кольцевом лазере без невзаимного элемента. Именно вследствие неэкспоненциального изменения во времени решения этого типа не были найдены в работах [3, 4]. Для избежания этой трудности в нашем случае было целесообразно ввести в рассмотрение невзаимность какого-либо параметра и исследовать предельный переход при уменьшении невзаимности до нулевого значения.

В заключение отметим, что в настоящей работе использованы основные приближения теории Лэмба [10]. Существенно, что при исследовании устойчивости стационарных режимов нами не учитывались релаксационные колебания, являющиеся основной причиной пульсаций излучения твердотельных лазеров. Соответственно полученные результаты применимы, вообще говоря, лишь для лазеров, у которых отсутствует пичковая структура излучения.

Литература

[1] С. Н. Багаев, В. С. Кузнецов, В. Ю. Троицкий, Б. И. Трошин, Письма в ЖЭТФ, *1*, 21, 1965.

[2] M. Hercher, M. Young, C. Smover. J. Opt. Phes., *36*, 3351, 1965.

[3] В. Ю. Петрунькин, Н. А. Есепкина, С. В. Кружалов, Л. Н. Пахомов, В. А. Чернов. Радиотехника и электроника. *12*, 146, 1967.

[4] А. М. Бонч-Бруевич, В. Ю. Петрунькин, Н. А. Есепкина, С. В. Кружалов, Л. Н. Пахомов, В. А. Чернов, С. Л. Галкин. ЖТФ, *37*, 2031, 1967.

[5] А. М. Бонч-Бруевич, В. Ю. Петренькин, Н. А. Есепкина, С. В. Кружалов, Л. Н. Пахомов, В. А. Чернов. Ж. прикл. спектр., *4*, 540, 1967.

[6] В. В. Анциферов, Г. В. Кривощеков, В. С. Пивцов, К. Г. Фолин. ЖТФ, *39*, 931, 1969.

[7] В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов. Усп. физ. наук, *97*, 377, 1969.

[8] С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. Изв. вузов, радиофизика, *11*, 519, 1968.

[9] Ю. П. Гудков, Опт. и спектр., *35*, 919, 1973.

[10] W. E. Lamb. Phys. Rev., *134*, A1419, 1964.

[11] Л. А. Островский, Е. И. Якубович. ЖЭТФ, *46*, 961, 1964.

[12] Т. И. Кузнецова, С. Г. Раутиан. Изв. вузов, радиофизика, *7*, 682, 1964.

Поступило в Редакцию 28 июня 1973 г.