

МОДЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ВОЗВРАТНЫМ ЗЕРКАЛОМ

Н. Д. Миловский и Л. Л. Попова

Изучаются характеристики резонатора, используемого в качестве элемента кольцевого лазера. Найдены моды кольцевого резонатора, имеющего дополнительное возвратное зеркало. Исследованы структура мод и зависимости комплексных частот от параметров резонатора. Определены значения параметров, при которых соответствующий кольцевой лазер будет работать в режиме, близком к режиму бегущей волны.

За последнее время появилось большое число работ, посвященных экспериментальному исследованию твердотельных кольцевых лазеров [1-3]. Установлено, что такие кольцевые лазеры характеризуются наличием нескольких режимов генерации. Существование того или иного режима генерации зависит от настройки резонатора и от величины связи встречных волн из-за обратного рассеяния. Например, в работе [2] проведено исследование режима генерации от величины связи между волнами в кольцевом лазере с дополнительным возвратным зеркалом. Рассматривались режимы работы лазера при слабой связи между встречными волнами и сильной связи (из-за отражений от торцов активного элемента). Установлено, что при сильной связи подавления одной из волн не наблюдалось: лазер работал в режиме двух встречных волн с одинаковыми амплитудами. При слабой связи обнаружено сильное (более чем в 50 раз) подавление одной из волн, так что генерация практически оказывалась однонаправленной. Установлена высокая чувствительность режимов генерации к положению дополнительного возвратного зеркала.

В свете упомянутых экспериментальных результатов представляется целесообразным обобщить изложенную в работах [4, 5] теорию кольцевых резонаторов на случай немалого обратного рассеяния, исследовать характеристики мод таких резонаторов при возможных изменениях положения возвратного зеркала и, в частности, найти структуры мод, которые позволят получить полное представление о коэффициенте бегущей волны (КБВ) не в одном, как это было в ранее опубликованных работах, а во всех сечениях резонансной полости.

Схема-модель кольцевого резонатора с дополнительным возвратным зеркалом изображена на рис. 1, а. В этой схеме расположенная внутри резонатора плоскопараллельная непоглощающая пластинка ($\vec{R}_0$), ориентированная перпендикулярно направлению распространения луча, моделирует слабое обратное рассеяние основной волны в резонаторе каким-либо объектом. Конечная прозрачность второго зеркала ($t_0^2 = 1 - r_0^2 \neq 0$) позволяет учесть все не связанные с излучением через основное зеркало ($\vec{r}$) потери резонатора, включая диссипацию поля в свободном от активной среды объеме. Для простоты предполагается также, что комплексные коэффициенты отражения $\vec{r}_j$ от зеркал и прохождения $\vec{t}_j$ сквозь зеркала по полю удовлетворяют соотношениям

$$\left. \begin{aligned} \vec{r}_j + 1 &= \vec{t}_j, \quad \varphi_{r,j} = \varphi_{t,j} + \frac{\pi}{2}, \\ \vec{r}_j \vec{r}_j^* + \vec{t}_j \vec{t}_j^* &= 1 = r_j^2 + t_j^2, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

которые корректны при изменении параметра r_j^2 в пределах $0 < r_j^2 < 1$ и которые означают, что в зеркалах не происходит диссипации энергии.

Найдем в одномерном приближении [4, 5] моды кольцевого резонатора, рассмотрев свободные колебания электромагнитного поля в ограниченной части пространства, заключенной между зеркалами 1—4. Пространственная структура поля в резонаторе с рассеивающей неоднородностью ($\tilde{R}_0 \neq 0$) может быть представлена [7, 8] в виде суперпозиции двух бегущих навстречу волн

$$E_q(z, t) = \text{Re} \{ [\tilde{\mathcal{E}}_q \exp(-i\tilde{k}_q z) + \tilde{e}_q \exp(i\tilde{k}_q z)] \exp(i\tilde{\omega}_q t) \} \quad (2)$$

разных интенсивностей $|\tilde{\mathcal{E}}_q|^2$ и $|\tilde{e}_q|^2$ с комплексной частотой $\tilde{\omega}_q = \omega'_q + i\omega''_q$ и комплексным волновым числом

$$\tilde{k}_q = k'_q + ik''_q = (\omega'_q + i\omega''_q) \sqrt{\epsilon} c^{-1}. \quad (3)$$

Собственные частоты $\omega_q(k_q)$ и отношение амплитуд $\tilde{\mathcal{E}}_q/\tilde{e}_q$ определяются из характеристического уравнения.

С целью получения характеристического уравнения запишем систему уравнений, связывающую комплексные амплитуды полей в различных сечениях резонатора (рис. 1, а)

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}}_1 &= \tilde{\mathcal{E}} \tilde{r}_0 \exp[-i\tilde{k}(l_1 + l_2)], & \tilde{e} &= \tilde{e}_1 \tilde{r}_0 \exp[-i\tilde{k}(l_1 + l_2)], \\ \tilde{\mathcal{E}}_2 &= \tilde{\mathcal{E}}_1 \tilde{T}_0 + \tilde{e}_2 \tilde{R}_0, & \tilde{e}_3 &= \tilde{e} \exp(-i\tilde{k}l_4), \\ \tilde{\mathcal{E}}_3 &= \tilde{\mathcal{E}}_2 \tilde{r} \exp(-i\tilde{k}l_3) + \tilde{e}_3 \tilde{r}^2 \tilde{R} \exp(-i2\tilde{k}d), & \tilde{e}_2 &= \tilde{e}_3 \tilde{r} \exp(-i\tilde{k}l_3), \\ \tilde{\mathcal{E}} &= \tilde{\mathcal{E}}_3 \exp(-i\tilde{k}l_4), & \tilde{e}_1 &= \tilde{\mathcal{E}}_1 \tilde{R}_0 + \tilde{e}_2 \tilde{T}_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tilde{r}$, $\tilde{r}_0$, $\tilde{R}$, $\tilde{i}$, $\tilde{R}_0$, $\tilde{T}_0$ — комплексные коэффициенты отражения и пропускания по полю зеркал и пластинок соответственно; d — расстояние от дополнительного возвратного зеркала 4 до выходного 1.

Из системы уравнений (4) можно получить два уравнения для комплексных амплитуд полей прямой $\tilde{\mathcal{E}}$ и встречной $\tilde{e}$ волн в произвольном поперечном сечении резонатора Σ

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}} \{ -\tilde{r}_0 \tilde{R}_0 \exp[-i2\tilde{k}(l_1 + l_2)] \} + \tilde{e} \{ 1 - \tilde{r} \tilde{r}_0 \tilde{T}_0 \exp(-i\tilde{k}L) \} &= 0, \\ \tilde{\mathcal{E}} \{ 1 - \tilde{r} \tilde{r}_0 \tilde{T}_0 \exp(-i\tilde{k}L) \} - \tilde{e} \{ i^2 \tilde{R} \exp[-i2\tilde{k}(l_3 + d)] + & \\ + \tilde{r}^2 \tilde{R}_0 \exp[-i2\tilde{k}(l_3 + l_4)] \} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где L — периметр кольцевого резонатора по оптическому пути генерируемого светового луча.

Из условия нетривиальности решения системы (5) с учетом (1) получим характеристическое уравнение

$$[\exp(i\Phi) - \tilde{r} \tilde{r}_0 \tilde{T}_0 \sqrt{g_0}]^2 = -\tilde{r}_0^2 \tilde{R}_0 g_0 \{ \tilde{r}^2 \tilde{R}_0 + i^2 \tilde{R} \exp[i\psi - 2k''(l_3 - d)] \}, \quad (6)$$

в котором через Φ , ψ , g_0 обозначены выражения

$$\Phi = k'L - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0}; \quad \psi = 2k'(l_3 - d) + \varphi_R - \varphi_{R_0} - \pi; \quad \sqrt{g_0} = \exp k''L, \quad (7)$$

а k' и k'' — действительная и мнимая части комплексного волнового числа (3).

Можно показать, что трансцендентное относительно $k = k' + ik''$ уравнение (6) при каждом фиксированном наборе параметров резонатора имеет две ветви (две бесконечные последовательности) решений. Каждому решению отвечает вполне определенная мода резонатора, имеющая собственную частоту ω'_q , добротность $Q_q = \omega'_q/2\omega''_q = k'_q/2k''_q$ и индивидуальную структуру поля. Внутри одной последовательности два

¹ Аналогичные связи имеют место между элементами матрицы рассеяния восьмиполосника без диссипации [6].

² Аналогичные результаты получены в работах [9–12] о кольцевых резонаторах СВЧ диапазона.

соседних типа колебаний имеют близкие пространственные структуры, отличающиеся лишь числом вариаций поля вдоль продольной оси (q). Пространственные структуры мод, комплексные собственные частоты которых принадлежат к разным ветвям решений уравнения (6), могут сильно отличаться друг от друга.

Этот результат можно объяснить, если сложный кольцевой резонатор (рис. 1, а) рассматривать как систему двух связанных резонаторов: один из резонаторов образован отражающими поверхностями $\tilde{R}$, $\tilde{r}_0$, $\tilde{R}_0$ (рис. 1, б), а второй — отражающими поверхностями $\tilde{r}$, $\tilde{r}_0$, $\tilde{R}_0$ (рис. 1, в). Связь между этими парциальными распределенными колебательными резонансными системами осуществляется через посредство полупрозрачного выходного зеркала. Величина связи определяется не только прозрачностью этого зеркала, но и величиной перекрытия объемов резонансных полостей, изображенных на рис. 1, б и в резонаторов, наличием в перекрывающихся объемах участков с поглощающей (или усиливающей) средой и т. д. Как известно из радиотехники [13], аналогичная связь между двумя колебательными контурами приводит к смещению нормальных частот колебаний относительно парциальных частот каждой резонансной системы и к изменению коэффициентов затухания. Подобный, но более сложный эффект наблюдается в изучаемом резонаторе, представляющем собой две связанные многомодовые системы.

Из изложенного выше следует, что наличие в сложном резонаторе распределенных в полости потерь (или усиления), изменяя величину коэффициента связи (парциальных резонансных полостей друг с другом), заметно изменяет собственные частоты нормальных мод.³ Наличие участка с поглощающей (или усиливающей) средой внутри перекрывающихся объемов парциальных резонаторов приведет к несколько иному изменению комплексных нормальных частот мод сложного резонатора по сравнению с тем изменением этих частот, которое имело бы место при наличии такого же поглощения (или усиления) в резонансной полости одного из парциальных резонаторов вне области перекрытия.

Имея в виду возможность использования таких резонаторов в лазерных системах, необходимо остановиться на исследовании характеристического уравнения резонатора, в одном из плеч которого находится слой (1) активного вещества с такой диэлектрической проницаемостью $\epsilon_k = 1 - i\epsilon''$, что усиление на толщине слоя в точности компенсирует ослабление поля из-за потерь в остальной части резонатора. Собственные частоты такого резонатора будут совпадать с собственными частотами находящегося на пороге самовозбуждения лазера, в идеализированной модели которого пренебрегается влиянием формы линии люминесценции на коэффициент

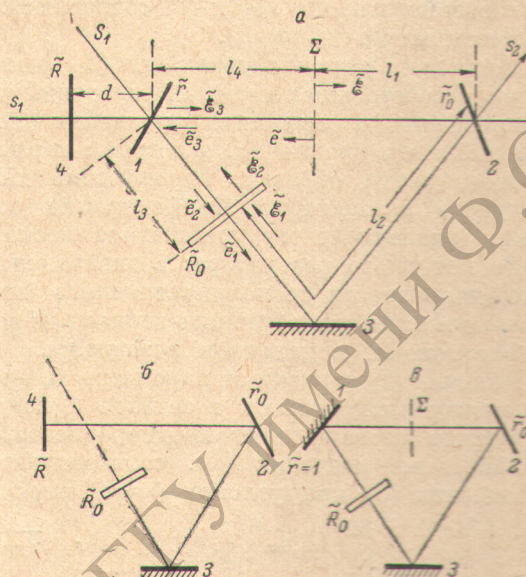


Рис. 1. Кольцевой резонатор с дополнительным возвратным зеркалом.

³ Для сравнения в простом резонаторе появление участка с поглощающей средой изменяет лишь коэффициенты затухания, но не собственные частоты мод холодного резонатора.

усиления активной среды. Характеристическое уравнение находящегося на пороге самовозбуждения лазера в соответствии с вышеизложенным будет зависеть от положения активного вещества внутри сложного (связанного) резонатора и в общем случае не будет совпадать с характеристическим уравнением холодного резонатора (6). В частности, характеристическое уравнение для лазера, в котором слой активного вещества расположен в плече резонатора, где находится сечение Σ , а рассеивающая неоднородность — за этим сечением (рис. 1, а), можно представить в виде

$$[\exp(i\Phi) - rr_0 T_0 \sqrt{\tilde{g}_0}]^2 = -r_0^2 R_0 \tilde{g}_0 [r^2 R_0 + t^2 R \exp(i\psi)]. \quad (8)$$

Символом $\tilde{g}_0$ в (8) обозначен коэффициент усиления активного слоя по мощности по отношению к бесконечно слабому входному полю. Нетрудно заметить, что (6) и (8) совпадают лишь в случае $k''(l_3 - d) = 0$ (с учетом замены g_0 на $\tilde{g}_0$).

Поскольку решения уравнения (8) дают гораздо более полную информацию о собственных частотах генераций и потерях в резонаторе лазера по сравнению с решениями уравнения (6), то ниже займемся анализом решений этого уравнения, в котором параметр $\tilde{g}_0$ заменен на $g_0 = l^{2K'L}$ и которое, таким образом, играет роль характеристического уравнения холодного резонатора.⁴ Конфигурация соответствующего этому уравнению (эквивалентного) резонатора несколько отличается от конфигурации исходного резонатора: в эквивалентном резонаторе расстояние l_3 от неоднородности до полупрозрачного зеркала должно быть равно расстоянию d от полупрозрачного зеркала до возвратного, что не имеет места, вообще говоря, в исходном резонаторе.

Решения (8) зависят от параметра Φ , представляющего собой разность фаз между приходящими в сечение Σ волнами, которые отражаются от возвратного зеркала и от неоднородности, причем Φ может принимать произвольные значения (см. соотношения (7)).

Решения (8) при условии $\Phi = 0$ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} [(\sqrt{\tilde{g}_0})_q]_{1,2} &= (\exp k_q^* L)_{1,2} = \{r_0 \sqrt{r^2 + (1-r^2)RR_0}\}^{-1}, \\ (\Phi_q)_{1,2} &= 2\pi q \pm \arccos \left[\frac{r \sqrt{1-R_0^2}}{\sqrt{r^2 + (1-r^2)RR_0}} \right] = (k_q^* L)_{1,2} - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Двум значениям знака перед $\arccos[r \sqrt{1-R_0^2}/\sqrt{r^2 + (1-r^2)RR_0}]$ и разным значениям натурального числа $q = 1, 2, 3, 4, \dots$ соответствуют разные собственные частоты ω_q и одинаковые коэффициенты затухания $\omega_q'' = k_q'' v$, которые, таким образом, составляют две бесконечные последовательности.

Из выражения (9) следует, что при стремлении к нулю коэффициента R_0^2 аргумент функции $\arccos[r \sqrt{1-R_0^2}/\sqrt{r^2 + (1-r^2)RR_0}]$ стремится к единице и две бесконечные последовательности мод сливаются, образуя единую последовательность. При этом связанный резонатор превращается в ординарный, образованный отражающими поверхностями $\tilde{R}$, $\tilde{r}$, $\tilde{r}_0$. В этом случае линейная однородная система уравнений для $\tilde{\mathcal{E}}_q$, $\tilde{e}_q$ имеет нетривиальное решение

$$\tilde{e}_q = 0, \quad \tilde{\mathcal{E}}_q \neq 0, \quad (10)$$

которому соответствует мода холодного резонатора, имеющая вид бегущей в $+z$ -направлении (рис. 1, а) волны

$$E_q(z, t) = \text{Re} \{ \tilde{\mathcal{E}}_q \exp(i\tilde{\omega}_q t - i\tilde{k}_q z) \} \quad (11)$$

⁴ Для случая, когда слой активного вещества расположен после рассеивающей неоднородности (вне области перекрытия объемов парциальных резонаторов), уравнения, аналогичные уравнениям (6) и (8), имеют несколько иной вид и могут быть проанализированы с помощью сформулированного выше подхода.

с комплексной частотой $\tilde{\omega}_q = \omega'_q + i\omega''_q$ и соответственно комплексным волновым числом⁵

$$\tilde{k}_q = \frac{\tilde{\omega}_q}{v_\Phi} = \frac{\omega'_q + i\omega''_q}{c} \sqrt{\varepsilon_1} = \frac{(2\pi q + \varphi_r + \varphi_{r_0}) + i \ln(rr_0)^{-1}}{L}.$$

Интенсивность поля $|E_q(z, t)|^2$ моды (11) в пространстве между зеркалами экспоненциально растет в направлении перемещения фазы поля (т. е. в $+z$ -направлении)

$$\overline{E_q(z, t)^T} \sim \exp(2k''_q z), \quad (12)$$

а перепад интенсивности на длине плеча определяется лишь конфигурацией и параметрами резонатора.⁶

Рассмотрим отношение

$$\left| \left(\frac{\tilde{e}_q}{\tilde{e}_q} \right)_0 \right| = \left\{ (\exp 4k''_q d) (r^2 + t^2 R R_0) \times \right. \\ \left. \times \left(r^2 + t^2 \frac{R}{R_0} \right) \right\}^{-1/2} \quad (13)$$

обратной волны $(\tilde{e}_q)_0$ и прямой волны $(\tilde{e}_q)_0$ в сечении $z = 0$ в первом плече резонатора, в котором в дальнейшем предполагается поместить активное вещество. Рассчитанные по формуле (13) зависимости отношения $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|$ от коэффициента отражения первого зеркала r^2 приведены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что отношение $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|$ растет при $r^2 \rightarrow 0$ и при $r^2 \rightarrow 1$. Эти результаты представляются очевидными, если учесть, что в обоих предельных случаях рассматриваемый кольцевой резонатор вырождается в ординарный резонатор стоячей волны (рис. 1, б и в). Отношение $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|$ имеет минимум при некотором

значении r^2_{opt} . Величина r^2_{opt} и значение $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|$ являются функциями R^2 , R_0^2 и r_0^2 . При уменьшении R_0^2 величина $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|_{\text{min}}$ сильно уменьшается, стремясь к нулю в пределе при $R_0^2 \rightarrow 0$.

Из рис. 3, на котором изображены структуры (одномерные) мод кольцевого резонатора, следует, что для $(R_0^2)_{1,2} = 10^{-3}, 10^{-4}$ КБВ $= \sqrt{I_i/P_i}$ в любом сечении резонатора превышает в первом случае величину 0.56, а во втором = 0.70. Это позволяет предполагать, что генерируемое реальным лазером (имеющим резонатор с аналогичными характеристиками) излучение будет в значительной степени однонаправленным: коэффициент

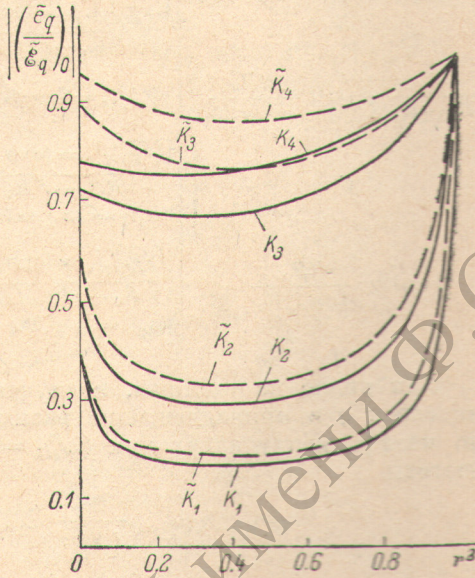


Рис. 2. Зависимости отношения амплитуд встречных волн $|(\tilde{e}_q)/(\tilde{e}_q)_0|$ от коэффициента отражения первого зеркала r^2 .

Кривыми K_i и $\tilde{K}_i$ изображены зависимости, рассчитанные на ЭВМ для следующих значений параметров: $\phi = 0, r_0^2 = 0.90, (R_0^2)_i = 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-1}$, где $i = 1, 2, 3, 4$ соответственно. Параметр R^2 принимает два значения: штриховые кривые $\tilde{K}_i$ рассчитаны для случая $R^2 = 0.60$, а сплошные K_i — для случая $R^2 = 0.90$.

⁵ Мода (11) является затухающим во времени колебанием, которое не следует путать, например, с бегущей в кольцевом интерферометре волной, имеющей действительную частоту ω .

⁶ Необходимо отметить, что распределение поля (11), (12) оказывается близким к тому, которое может быть в лазере бегущей волны при условии равномерного распределения активного вещества по объему кольцевой полости. Как следует из [14], на пороге генерации внутреннее поле такого лазера асимптотически совпадает с (11), (12), а достаточно далеко от порога самовозбуждения интенсивность внутреннего поля растет в $+z$ -направлении примерно по линейному закону (не экспоненциально).

подавления встречной волны в первом случае ожидается не хуже 12, а во втором — не хуже 32.⁷

Решения уравнения (8) в случае $\phi = \pi$ приведены в таблице.

A	$[(\sqrt{g_0})_q]_{1,2} = (\exp k_p^* L)_{1,2} = \{r_0 \sqrt{r^2 - (1 - r^2) RR_0}\}^{-1},$
$1 \geq r^2 \geq \frac{R}{R + R_0}$	$(\Phi_q)_{1,2} = 2\pi q \pm \arccos \left[\frac{r T_0}{\sqrt{r^2 - (1 - r^2) RR_0}} \right] =$ $= k_q^* L)_{1,2} - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0}.$
B	$[(\sqrt{g_0})_q]_{1,2} = (\exp k_q^* L)_{1,2} = \{r_0 [r T_0 \pm$ $\pm \sqrt{RR_0 - r^2 R_0 (R + R_0)}]\}^{-1},$
$\frac{R}{R + R_0} \geq r^2 \geq \frac{RR_0}{1 + RR_0}$	$(\Phi_q)_{1,2} = 2\pi q = (k_q^* L)_{1,2} - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0},$
C	$\left\{ \begin{aligned} &[(\sqrt{g_0})_q]_1 = (\exp k_q^* L)_1 = \{r_0 [r T_0 + \\ &+ \sqrt{RR_0 - r^2 R_0 (R + R_0)}]\}^{-1}, \\ &(\Phi_q)_1 = 2\pi q = (k_q^* L)_1 - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0}, \end{aligned} \right.$
$0 \leq r^2 \leq \frac{RR_0}{1 + RR_0}$	$\left\{ \begin{aligned} &[(\sqrt{g_0})_q]_2 = (\exp k_q^* L)_2 = \{r_0 [-r T_0 + \\ &\sqrt{RR_0 - r^2 R_0 (R + R_0)}]\}^{-1}, \\ &(\Phi_q)_2 = \pi + 2\pi q = (k_q^* L)_2 - \varphi_r - \varphi_{r_0} - \varphi_{T_0}. \end{aligned} \right.$

Как видно из таблицы, в случае A моды, обладающие одинаковым индексом q и принадлежащие разным последовательностям, вырождены по коэффициенту затухания $(\omega_q')_1 = (\omega_q')_2$ и имеют разные собственные частоты

$$(\omega_q')_1 - (\omega_q')_2 = \frac{2c}{L \sqrt{r^2 - (1 - r^2) RR_0}} \arccos \left[\frac{r \sqrt{1 - R_0^2}}{\sqrt{r^2 - (1 - r^2) RR_0}} \right]. \quad (14)$$

В точке $r^2 = R/(R + R_0)$ моды первой и второй последовательностей становятся неразличимыми, так как они обладают одинаковыми комплексными частотами, и, следовательно, одинаковыми пространственными структурами. В случае A добротности мод холодного резонатора оказываются меньшими, чем добротности мод при $\phi = 0$.⁸ Это означает, что при изменении ϕ от 0 до π растут потери на связь резонатора с внешним пространством.

В области B моды одного индекса q , относящиеся к разным последовательностям, оказываются вырожденными по частоте $(\omega_q')_1 = (\omega_q')_2$ и имеющими различные добротности. Различие в добротностях мод увеличивается при увеличении связи между изображенными на рис. 1, б и в ординарными резонаторами ($r^2 \rightarrow 0$), которые составляют исследуемый кольцевой резонатор. При уменьшении r^2 коэффициенты затухания $(\omega_q'')_2$ (и, следовательно, полосы) мод второй малодобротной последовательности могут

⁷ Можно с достаточной долей уверенности предполагать, что распределение поля моды холодного резонатора будет близким к тому, которое имеет место в реальном лазере на пороге генерации при условии достаточно равномерного заполнения резонатора активной средой. Основанием для такого предположения может служить сравнение теоретически рассчитанной (в одномерном приближении) структуры моды, которая генерируется лазером с ординарным двухзеркальным резонатором, равномерно заполненным активной средой [15], и структуры моды холодного двухзеркального резонатора, которую нетрудно найти, используя изложенный выше подход. Поэтому можно ожидать, что для создания лазера бегущей волны необходимо иметь моду холодного резонатора, которая в одном из плеч (в этом плече помещается активное вещество) имеет КБВ, близкий к единице.

⁸ Потери на излучение резонатора в случае $\phi = 0$ меньше, чем потери резонатора без рассеивающей неоднородности. Это уменьшение потерь на связь с внешним пространством, происходящее при появлении обратного рассеяния R_0^2 в случае $\phi = 0$, эквивалентно уменьшению прозрачности выходного зеркала

$$1 - r_{\text{зв}}^2 = (1 - r^2)(1 - RR_0) < (1 - r^2).$$

стать сколь угодно большими (при $r^2 \rightarrow RR_0/(1+RR_0)$ добротности мод второй последовательности стремятся к нулю, при этом теряется физический смысл второго решения).

В области C моды первой и второй последовательностей отличаются как по частоте, так и по коэффициенту затухания. Добротности мод второй последовательности во всем диапазоне изменения r^2 малы по сравнению с добротностями соответствующих мод первой. В некоторой части диапазона изменения r^2 добротности мод второй последовательности могут оказаться столь малыми, что резонансные свойства у соответствующих типов колебаний можно считать практически отсутствующими.

В случае $\psi = \pi$ при прочих равных условиях величина $|(\tilde{\epsilon}_q/\tilde{\epsilon}_q)_0|$ всегда больше, чем в случае $\psi = 0$. Для мод второй последовательности и для некоторого диапазона значений r^2 для мод первой последователь-

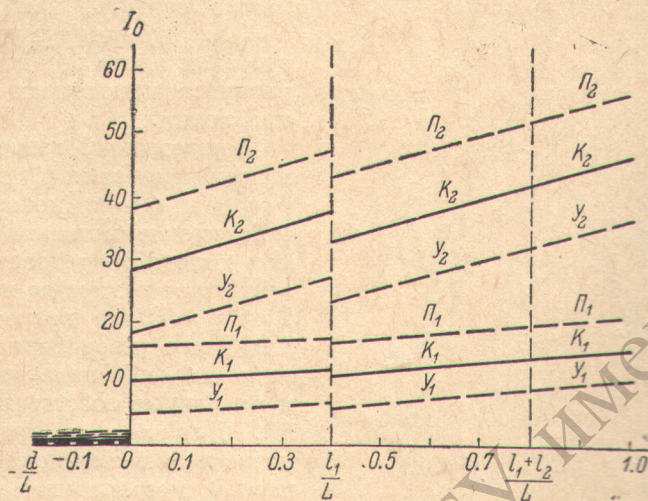


Рис. 3. Одномерные структуры мод холодного резонатора, имеющего параметры: $\psi=0$, $r_0^2=0.90$, $R^2=0.80$, $r^2=0.60$, $(R_0^2)_{1,2}=10^{-3}, 10^{-4}$ соответственно.

По оси ординат отложено отношение средней интенсивности, нормированной на интенсивность встречной волны I_0 , по оси абсцисс — нормированная координата резонатора z/L отсчитываемая от первого зеркала π . Для определенности расстояния между зеркалами резонатора выбраны следующими: $l_1/L=l_2/L=2l_3/L=2d/L=0.40$. Сплошными линиями $K_{1,2}$ представлены значения средней интенсивности, штриховыми кривыми $Y_{1,2}$ — интенсивности в пучностях и узлах поля соответственно.

ности это отношение может оказаться большим единицы, так что в некоторых случаях можно говорить о подавлении прямой волны (рис. 4). Сравнение сплошных кривых K_i рис. 4 и кривых рис. 2 свидетельствует о том, что доля встречного поля в полном поле растет с ростом ψ . Сопоставляя сплошные и штриховые кривые рис. 4, можно видеть, что в большей части диапазона изменения r^2 в первом плече кольцевого резонатора доля встречного поля в полном поле мод второй последовательности значительно превышает соответствующую долю в поле мод первой последовательности. В случае A сплошные и штриховые кривые, соответствующие одной фиксированной совокупности параметров резонатора и, следовательно, одному k_q'' , совпадают друг с другом. На границе $r^2 = R/(R+R_0)$ областей A и B отношение $|(\tilde{\epsilon}_q/\tilde{\epsilon}_q)_0|$ обращается в нуль. Это означает, что поле в резонаторе, имеющем параметры $R, R_0, \psi = \pi$ и $r^2 = R/(R+R_0)$, представляет собой моду в виде бегущей в $-z$ -направлении волны (причем моды из разных последовательностей абсолютно идентичны). Еще одной особой точкой на рис. 4 можно считать точку $r^2 = RR_0/(1+RR_0)$, в которой обращается в нуль отношение $|(\tilde{\epsilon}_q/\tilde{\epsilon}_q)_0|$ для мод второй последовательности. Хотя формально получается, что поле этих мод в резонаторе

с параметрами R_0 , R , $\phi = \pi$ и $r^2 = RR_0/(1+RR_0)$ представляет из себя бегущую в $-z$ -направлении волну, правильное считать, что такое поле в принципе не реализуется, ибо добротности таких мод равны нулю. В этой связи целесообразно исключить из рассмотрения некоторую область значений вблизи точки $r^2 = RR_0/(1+RR_0)$, в которой моды второй последовательности перекрываются друг с другом.

Необходимо отметить, что при уменьшении R_0^2 размеры областей A и C быстро уменьшаются, так что при $R_0^2 = 10^{-4}$ обе эти области совместно составляют около 2% от полной области изменения параметра r^2 . В области B (которая становится преобладающей по размерам над всеми

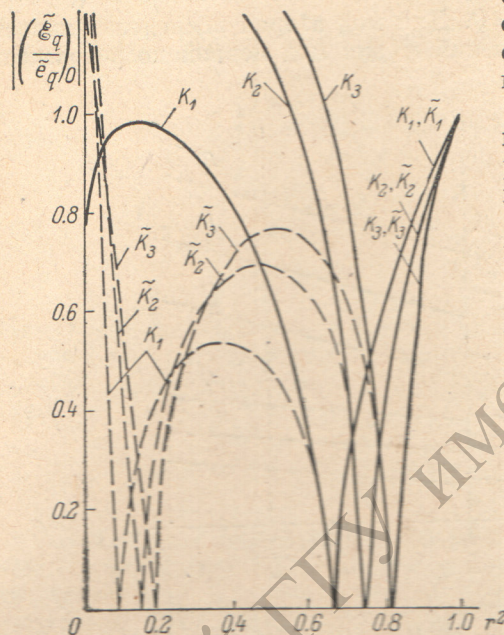


Рис. 4. Зависимости отношения амплитуд встречных волн от коэффициента отражения первого зеркала r^2 .

Кривыми K_i и $\tilde{K}_i$ изображены зависимости для мод первой и второй последовательностей соответственно, рассчитанные на ЭВМ для следующих значений параметров: $\phi = \pi$, $R_0^2 = 0.90$, $R_0^2 = 0.05$, $R_i^2 = 0.20, 0.60, 1.00$, где $i = 1, 2, 3$.

Это дает основание предполагать, что изменение добротностей и частот мод резонатора, связанных с флуктуациями параметра ϕ , приведет к изменению мощности и частоты излучения лазера. Причем можно ожидать, что в некоторых случаях частота генерации лазера может изменяться скачкообразно. Эти выводы подтверждаются экспериментальными работами [1-3], в которых при установке в кольцевой резонатор возвратного зеркала наблюдалось изменение кинетики излучения от стационарной к пиковой и расширение спектра генерации лазера.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. Изучаемый сложный кольцевой резонатор представляется в виде системы двух связанных резонаторов.

2. Собственными типами колебаний такого резонатора являются две бесконечные последовательности мод. Две моды, обладающие одинаковым индексом q и принадлежащие разным последовательностям, могут отличаться друг от друга либо величиной коэффициента затухания (оказываются вырожденными по частоте), либо значениями собственных частот (имеют одинаковые коэффициенты затухания).

остальными) отношение $|(\tilde{\epsilon}_q/\epsilon_q)_0|$ становится достаточно большим по сравнению с единицей, так что можно считать, как и в случае $\phi = 0$, доминирующей волной в первом плече резонатора волну, распространяющуюся в $+z$ -направлении.

Приведенный выше анализ решений уравнения (8) для случаев $\phi = 0$ и $\phi = \pi$ показывает, что собственные частоты и добротности мод холодного резонатора сильно зависят от величины параметра ϕ . Для $\phi = 0$ все возможные моды холодного резонатора имеют одинаковые коэффициенты затухания и различные собственные частоты (9). Для $\phi = \pi$ представляется несколько возможностей — в случае A моды имеют одинаковые добротности и различные собственные частоты, в случае B моды вырождены по частоте, но добротности их различны, и, наконец, в случае C моды отличаются как по частоте, так и по коэффициенту затухания. Однако значения собственных частот и коэффициентов затухания для всех перечисленных случаев при $\phi = \pi$ отличаются от аналогичных значений при $\phi = 0$.

3. Собственные частоты и добротности мод сильно зависят от положения объекта обратного рассеяния в резонаторе (величины ψ) и от величины рассеяния от этого объекта (R_0^2). В некоторых случаях малое изменение ψ может вызвать значительное изменение добротностей и частот мод.

4. Наибольший КВВ поля в резонаторе ожидается при следующих значениях параметров: $r_0^2 \simeq 1$, $R^2 \simeq 1$, $\psi = 0$, $r^2 \simeq 0.4$.

5. При больших R_0^2 , $\psi = \pi$, $r^2 = R/(R+R_0)$ возможен режим «чисто» бегущей волны, при котором поле в резонаторе представляет собой моду в виде бегущей в $-z$ -направлении волны.

Целесообразно также обратить внимание на существование аналогии между рассматриваемым кольцевым резонатором оптического диапазона и известными кольцевыми резонаторами СВЧ диапазона.

Авторы выражают благодарность В. И. Таланову за постоянный интерес и внимание к работе.

Литература

- [1] Е. Л. Ключан, Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, Е. Г. Ларионцев, А. Н. Шелаев. ЖЭТФ, 65, 1344, 1973; ДАН СССР, 215, 313, 1974; Радиотехника и электроника, 19, 2096, 1974.
- [2] Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, А. Н. Шелаев. Опт. и спектр., 35, 775, 1973.
- [3] А. А. Мак, В. И. Устюгов, В. А. Фромзель, М. М. Халеев. ЖТФ, 44, 868, 1974.
- [4] В. Ю. Петрунькин, Н. А. Есепкина, С. В. Кружалов, Л. Н. Пахомов, В. А. Чернов. Радиотехника и электроника, 12, 146, 1967.
- [5] Ю. М. Голубев, В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов. Опт. и спектр., 27, 519, 1969.
- [6] Теория линий передачи сверхвысоких частот. «Советское радио», 2, М., 1951.
- [7] Б. Д. Желнов, А. П. Казанцев, В. С. Смирнов. ФТТ, 7, 2816, 1965.
- [8] В. Н. Морозов. ФТТ, 8, 2256, 1956.
- [9] F. J. Tischer. IRE Trans., MTT-5, 51, 1957.
- [10] K. Tomiyasu. IRE Trans., MTT-5, 267, 1957.
- [11] L. Milosevic. IRE Trans., MTT-6, 136, 1958.
- [12] I. Twisleton. J. R. G. Proc. IEEE, 107B, 108, 1960.
- [13] Л. И. Мандельштам. Лекции по теории колебаний. М., 1972.
- [14] Н. Д. Миловский. Автореф. канд. дисс., Горький, 1973.
- [15] Л. А. Островский, Е. И. Якубович. ЖЭТФ, 46, 963, 1964.

Поступило в Редакцию 20 октября 1975 г.
В окончательной редакции 7 мая 1976 г.