

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.378.325

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

А. А. Мак, Ю. А. Ананьев, Б. А. Ермаков

1. ВВЕДЕНИЕ

Твердотельные оптические квантовые генераторы (ОКГ) представляют собой весьма распространенный класс генераторов когерентного оптического излучения, обеспечивающих в настоящее время получение наибольших импульсных мощностей (до 10^{10} вт). В обзоре рассмотрено современное состояние теории и техники ОКГ на твердом теле. Свойства твердотельного ОКГ определяются характеристиками активной среды, резонатора и системы оптической накачки.

Активные среды с оптическим возбуждением делятся на два типа: трехуровневые и четырехуровневые (рис. 1). Оптическая накачка активной среды создает инверсную населенность уровней. При этом коэффициент усиления в центре линии люминесценции равен

$$k = g \frac{\kappa h \nu_{\Gamma} B_{\Gamma}}{c \Delta \nu_{\Gamma}} \left(N_{\text{в}} - \frac{g_{\text{в}}}{g_{\text{н}}} N_{\text{н}} \right), \quad (1)$$

где B_{Γ} — коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения на рабочем переходе; ν_{Γ} — частота излучения на рабочем переходе; $N_{\text{в}}$, $N_{\text{н}}$, $g_{\text{в}}$, $g_{\text{н}}$ — населенности и статистические веса верхнего и нижнего рабочих уровней соответственно; $\Delta \nu_{\Gamma}$ — ширина линии люминесценции на рабочем переходе; g — коэффициент, равный $\frac{2}{\pi}$ для лоренцового контура линии и $\frac{2}{\pi} \sqrt{\pi \ln 2}$ для гауссового контура; κ — показатель преломления среды.

Генерация возникает при условии, что потери в резонаторе компенсируются усилением в активной среде (пороговое условие)¹:

$$\exp(2lk_{\text{н}} - \sigma) R_1 R_2 = 1, \quad (2')$$

или

$$\delta = \left(N_{\text{в}} - \frac{g_{\text{в}}}{g_{\text{н}}} N_{\text{н}} \right)_{\text{п}} = \frac{c \Delta \nu_{\Gamma} (\sigma + \ln 1/R_1 R_2)}{g \kappa h \nu_{\Gamma} B_{\Gamma} \cdot 2l}, \quad (2)$$

где δ — пороговая инверсия населенности; R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора; l — длина стержня; σ — потери в резонаторе на двойном проходе, связанные с добротностью резонатора Q соотношением

$$Q = \frac{\nu_{\Gamma}}{\Delta \nu_{\text{р}}} = \frac{4\pi \kappa l \nu_{\Gamma}}{c \left(\sigma + \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)}.$$

Как правило, в ОКГ ширина полосы резонатора $\Delta\nu_p \ll \Delta\nu_d$, размеры резонатора много больше длины волны генерации, при этом возможно возбуждение большого числа типов колебаний (ТК), основные характеристики которых (спектральные, пространственные, затухание и т. д.) определяются прежде всего свойствами резонатора¹⁻⁴. Число возбуждаемых ТК с различными аксиальными индексами определяет спектральную ширину излучения ОКГ, с различными угловыми индексами — угловое расхождение излучения ОКГ.

Это число в свою очередь определяется прежде всего пространственной конкуренцией ТК, возникающей вследствие эффекта насыщения инверсной населенности^{5,6}.

Временные характеристики и, соответственно, временная когерентность излучения ОКГ определяются, по-видимому, в значительной мере

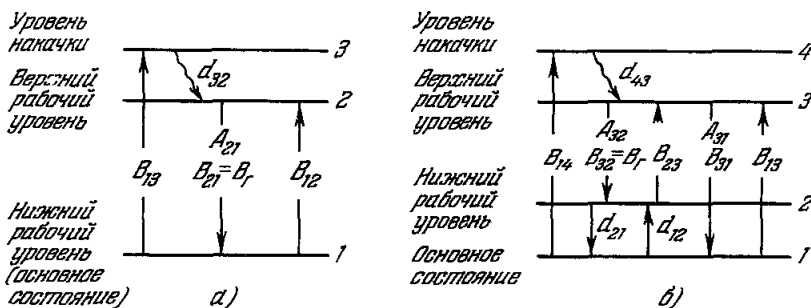


Рис 1.

эффектами взаимодействия ТК в резонаторе, заполненном активной средой^{7, 8, 19}. Характерной особенностью твердотельных ОКГ является «пичковый» характер излучения.

Режимы работы твердотельных ОКГ могут быть стационарными и нестационарными. К первым относятся режимы непрерывной генерации и усиления (накачка осуществляется источниками постоянного свечения), а также импульсный режим, при котором накачка производится источниками света с длительностью импульса, существенно большей времени установления процесса генерации. Стационарный режим характеризуется постоянством усредненных по пикам параметров ОКГ.

К нестационарным режимам относятся: моноимпульсный (МИ) режим, обеспечиваемый введением в резонатор затвора, быстро изменяющего добротность резонатора (что позволяет получить мощный кратковременный импульс генерации), режим усиления импульсов и режим импульсной генерации при кратковременной или быстро изменяющейся накачке.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСЧЕТА ОКГ

В настоящее время для расчета параметров ОКГ широко используется метод кинетических уравнений (вероятностный метод). При этом характеристики квантовомеханической системы — активной среды — описываются введением соответствующих вероятностей переходов. В элементарной теории свойства резонатора учитываются путем введения эффективных потерь σ (одномодовое приближение)⁹⁻¹³. При этом предполагается, что плотность излучения генерации распределена равномерно по объему резонатора, время спектральной релаксации линии люминесценции мало по сравнению с временами, характерными для развития процесса генерации, т. е. линия однородно уширена. Несмотря на упрощенность такой

модели, она позволяет рассмотреть энергетику процессов в ОКГ и связь энергетических параметров ОКГ с характеристиками активной среды, резонатора и накачки.

Метод кинетических уравнений при учете пространственного распределения плотности излучения отдельных ТК и соответствующих им потерь позволяет оценить, помимо энергетических характеристик, спектральную область и угловое расхождение излучения ОКГ (многомодовое приближение)^{5, 6, 14-16}. Результаты расчетов методом кинетических уравнений относятся (при пиковом характере излучения ОКГ) к усредненным по пикам характеристикам ОКГ.

Наиболее полное описание характеристик ОКГ возможно на основе метода матрицы плотности (например,^{7, 8, 17-19}). При этом учитываются фазовые соотношения для возбуждаемых ТК, что позволяет более корректно рассмотреть вопрос о взаимодействии ТК. Возможно, что «пиковая» структура излучения твердотельных ОКГ может быть интерпретирована только в рамках такого рассмотрения^{7, 8, 19}. Однако этот метод в настоящее время, ввиду его сложности, развит применительно лишь к весьма упрощенным случаям и не может быть использован для расчета основных характеристик ОКГ. В данном разделе изложены основные результаты, полученные на основе метода кинетических уравнений. Вывод кинетических уравнений из уравнений для матрицы плотности и критерии применимости вероятностного метода рассмотрены в работах^{18, 20}. В последующих разделах будет проведено сравнение экспериментальных результатов с выводами излагаемой ниже теории. В дальнейшем для упрощения полагается, что $g_1 = g_2$; $R_1 = 1$; $R_2 \equiv R$ (см. (1) и (2)).

1. Одномодовое приближение

Напишем уравнение баланса населенностей для четырехуровневой активной среды (см. рис. 1):

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N_0;$$

$$\frac{dN_4}{dt} = u_{14}B_{14}(N_1 - N_4) - \frac{1}{\eta_1}d_{43}N_4;$$

$$\frac{dN_3}{dt} = d_{43}N_4 + u_{32}B_{23}(N_2 - N_3) - \frac{A_{32}}{\eta_2}N_3;$$

$$\frac{dN_2}{dt} = d_{12}N_1 - d_{21}N_2 + u_{32}B_{32}(N_3 - N_2) + N_3A_{32} + N_4A_{42},$$

где N_0 — концентрация частиц активатора; N_1, N_2, N_3, N_4 — населенности уровней; A и B с индексами — коэффициенты Эйнштейна для соответствующих переходов; d с индексами — вероятности безызлучательных переходов; u_{14} и u_{32} — плотности излучения накачки и генерации; $\eta_1 = d_{43}/p_4$ — квантовый выход возбуждения верхнего рабочего уровня 3; $\eta_2 = \frac{A_{32}}{p_3} = A_{32}\tau$; p_4 и p_3 — суммарные вероятности переходов с уровней 4 и 3; τ — время жизни возбужденного состояния; $\eta = \eta_1\eta_2$ — квантовый выход люминесценции линии с частотой $\nu_{32} = \nu_r$.

При выполнении неравенств

$$d_{43} \gg u_{14}B_{14}; \quad d_{43} \gg \frac{1}{\tau}; \quad d_{21} \gg u_{14}B_{14} + A_{42} + \frac{1}{\tau};$$

$$\frac{N_2}{N_3} = \frac{d_{12}}{d_{21}} \frac{N_1}{N_3} = \frac{N_1}{N_3} e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}} \ll 1,$$

приведенная выше система уравнений может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} N_1 + N_3 &= N_0, \\ \frac{dN_3}{dt} &= \eta_1 u_n B_n N_1 - u_r B_r N_3 - \frac{N_3}{\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Индексы «н» и «г», соответствующие каналам накачки и генерации, введены вместо индексов «14» и «23».

Аналогично можно получить упрощенную систему уравнений для трехуровневой активной среды:

$$\left. \begin{aligned} N_1 + N_2 &= N_0, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \eta_1 u_n B_n N_1 - u_r B_r (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Использование упрощенных систем уравнений (3) и (4) позволяет получить простые конечные выражения для параметров ОКГ. В то же время следует учесть, что допущения, принятые при их выводе, как правило, выполняются вследствие больших вероятностей соответствующих безызлучательных переходов. Учет имеющихся отступлений не представляет труда и будет сделан ниже.

С помощью уравнений баланса населенностей и порогового соотношения (2) можно найти выражения для пороговой плотности излучения накачки u_n и плотности излучения генерации u_r , а используя соотношения

$$P_n = h\nu_n B_n N_1 l \int_S u_n dS, \quad (5)$$

$$P_r = \frac{c}{2\kappa} \ln \frac{1}{R} \cdot \Delta\nu_l \frac{\eta_1 B_n}{B_r} \frac{N_0 - \delta}{\delta} \int_S (u_n - u_r) dS, \quad (6)$$

найти пороговую, поглощаемую в образце, мощность излучения накачки P_n и мощность генерации P_r ¹¹ (ν_n — частота излучения накачки; S — площадь поперечного сечения стержня). Выражение (6) действительно для $R \geq 0,3$; при меньших R неравномерность распределения плотности излучения u_r по длине резонатора становится значительной ($> 20\%$) и выражение для P_r осложняется (см. ^{21, 22}).

Рассмотрим особенности решения для основных режимов работы ОКГ.

С т а ц и о н а р н ы й р е ж и м^{9, 11, 22-25}. Выражения для P_n и P_r приведены в табл. I. Для таких четырехуровневых сред, как неодимовое стекло, CaWO_4 : Nd^{3+} и др., обычно $N_2/N_3 \ll 1$; для трехуровневых сред, как правило, $\delta \ll N_0$. Поэтому пороговая мощность накачки в трехуровневых средах весьма слабо зависит от добротности резонатора, в четырехуровневых средах эта зависимость сильная. Из (7) и (8) следует, что отношение пороговых мощностей накачки для трех- и четырехуровневых сред пропорционально $\frac{1}{2} \left(1 + \frac{N_0}{\delta} \right)$ и поскольку $\frac{N_0}{\delta} \geq 10$, для четырехуровневых сред порог значительно меньше, чем для трехуровневых²¹. Из выражений (7), (8) и (9) легко найти оптимальное значение коэффициента отражения R_0 , при котором мощность генерации достигает максимального значения P_0 ¹¹. Для четырехуровневой среды выражения для R_0 и P_0 приведены в табл. Ia.

При принятых допущениях о вероятностях безызлучательных переходов мощность генерации линейно зависит от мощности накачки. Если же эти вероятности не очень велики, то линейная зависимость нарушается. Так, величина P_r достигает насыщения с увеличением накачки при выполнении условия²⁶

$$n \gg \frac{N_0 \tau}{2\delta} \frac{d_{43} d_{21}}{d_{21} + d_{43}}. \quad (12)$$

Таблица 1а

| Режим работы | Четырехуровневая среда | Трехуровневая среда |
|--------------|--|--|
| Стационарный | $P_{\Pi} = h\nu_H l S \left[\frac{N_0}{\eta_1 \tau} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} + \frac{\kappa^2 \nu_r^2 \Delta \nu_{\Pi} (\sigma + \ln 1/R)}{c^2 l \eta g} \right] \approx$ $\approx \left(\frac{N_2}{N_3} \ll 1 \right) \approx$ $\approx \frac{4\pi \kappa^2 h}{c^2 g} \frac{S \nu_H \nu_r^2 \Delta \nu_{\Pi}}{\eta} (\sigma + \ln 1/R). \quad (7)$ $P_{\Gamma} = \eta_1 \frac{\nu_r}{\nu_H} \frac{\ln 1/R}{\sigma + \ln 1/R} P_{\Pi} \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (9)$ $\ln 1/R_0 = \sigma (\sqrt{n_0} - 1). \quad (10)$ $P_{\Gamma 0} = \eta_1 \frac{\nu_r}{\nu_H} P_{\Pi} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{n_0}} \right)^2. \quad (11)$ | $P_{\Pi} = \frac{1}{2} h\nu_H l S \left[\frac{N_0}{\eta_1 \tau} + \frac{\kappa^2 \nu_r^2 \Delta \nu_{\Pi} (\sigma + \ln 1/R)}{c^2 l \eta g} \right]. \quad (8)$ |

Примечание. $n = P_{\Pi}/P_{\Pi}$ — превышение над порогом по мощности накачки. n_0 — превышение над порогом при $R = 1$. $n_W = W_{\Pi}/W_{\Pi}$ — превышение над порогом по энергии накачки. ΔE — энергетический зазор между нижним рабочим и основным уровнями.

Как будет показано в разделе IV.4 на примере неодимового стекла, при существующих источниках накачки эти условия не выполняются, поэтому пропорциональность P_{Γ} и $P_{\Pi} - P_{\Pi}$ не нарушается.

И м п у л ь с н ы й р е ж и м. В этом режиме можно различать две стадии — допороговую и стадию генерации. В первой стадии происходит накопление возбуждения вплоть до создания инверсной населенности δ ; на этой стадии в первом приближении $u_{\Gamma} = 0$ (см. ниже о суперлюминесценции). Генерация начинается с задержкой t_{Π} относительно момента

Таблица 1б

| Режим работы | Четырехуровневая среда | Трехуровневая среда |
|--------------|---|---|
| Импульсный | $t_{\Pi} = \tau \ln \frac{n}{n-1} \approx (t_{\Pi} \ll \tau) \approx \frac{\tau}{n}. \quad (13)$ $W_{\Pi} = P_{\Pi} \frac{t_{\Pi}}{1 - e^{-\frac{t_{\Pi}}{\tau}}} \approx (t_{\Pi} \ll \tau) \approx$ $\approx P_{\Pi} \tau - \frac{4\pi \kappa^2 h}{c^2 g} \times$ $\times \frac{S \nu_H \nu_r^2 \Delta \nu_{\Pi} \tau (\sigma + \ln 1/R)}{\eta}. \quad (15)$ $W_{\Gamma} _{t_{\Pi} \ll \tau} \approx \eta_1 \frac{\nu_r}{\nu_H} \frac{\ln 1/R}{\sigma + \ln 1/R} W_{\Pi} \left(1 - \frac{1}{n_W} \right). \quad (17)$ | $t_{\Pi} _{t_{\Pi} \ll \tau} \approx \frac{\tau}{n} \frac{1 - \delta/N_0}{1 + \delta/N_0} \times$ $\times \ln \frac{2}{1 - \delta/N_0}. \quad (14)$ $W_{\Pi} _{t_{\Pi} \ll \tau} \approx P_{\Pi} \tau =$ $= \frac{1}{2} h\nu_H \times l S \left[\frac{N_0}{\eta_1} + \frac{\kappa^2 \nu_r^2 \Delta \nu_{\Pi} \tau (\sigma + \ln 1/R)}{c^2 l \eta g} \right]. \quad (16)$ |

начала накачки. Для случая прямоугольной формы импульса накачки длительностью t_n и $t_n \ll \tau$ выражения для пороговой поглощаемой в стержне энергии накачки W_n и энергии генерации W_g приведены в табл. 16.

Прежде чем переходить к МИ режиму и режиму усиления, остановимся на вопросе о суперлюминесценции.

Суперлюминесценция. При значительной инверсии населенности активная среда обладает большим коэффициентом усиления, при этом кванты спонтанной эмиссии, прежде чем выйти из среды, могут вызвать большое число вынужденных переходов и, таким образом, уменьшить запасаемую энергию возбуждения²⁷⁻³³. Этот эффект, называемый суперлюминесценцией, особенно существен при МИ и усилительных режимах работы, а также в стационарном или импульсном режимах при малом коэффициенте отражения зеркал резонатора. Экспериментальное наблюдение уменьшения времени жизни возбужденного состояния, вызванное суперлюминесценцией, наблюдалось в работах²⁷⁻³⁰, расчет суперлюминесценции произведен в работах^{28, 31-33}.

Для четырехуровневой среды с вымороженным нижним уровнем из (3) получим

$$\eta_1 (N_0 - N) B_n u_n = \frac{N}{\tau} \gamma,$$

где N — инверсная населенность, равная в этом случае N_3 ; $\gamma = \frac{\tau}{\tau_3} = 1 + \eta_2 N_b / N_c$; N_b и N_c — числа актов спонтанного и вынужденного (обусловленного спонтанными квантами) излучения, соответствующего рабочему переходу. Величина $\xi \equiv N_b / N_c$ и, соответственно, γ зависит от степени инверсии и геометрии активного стержня. Из последнего выражения нетрудно получить выражение для инверсной населенности:

$$N^0 = \frac{n\delta}{\gamma + (n - \gamma)\delta/N_0}, \quad (18)$$

где δ — пороговая инверсия при наличии резонатора. Аналогично можно получить для трехуровневой среды

$$N^0 = \frac{n - \gamma + (n + \gamma)\delta/N_0}{n + \gamma + (n - \gamma)\delta/N_0} N_0. \quad (19)$$

Очевидно,

$$\xi = \frac{\int \xi(v) k_v dv}{\int k_v dv},$$

где k_v — коэффициент усиления на частоте v ; $\xi(v)$ — число вынужденных переходов, вызванных спонтанным квантом этой частоты. Для оценки $\xi(v)$ можно воспользоваться понятием эффективной длины $l_{эфф}$, равной средней длине пути, проходимого спонтанным квантом до выхода из стержня^{28, 29, 33}:

$$\xi(v) = \frac{k_v}{k_v - \rho} [\exp(k_v - \rho) l_{эфф} - 1], \quad (20)$$

где ρ — коэффициент потерь в стержне на единицу длины. Приближенные значения $l_{эфф}$ для стержней цилиндрической формы приведены в табл. 11.

Для цилиндрического образца с просветленной ($\alpha = 0$) или матированной ($\alpha \simeq 0,5$) боковой поверхностью более корректный расчет приводит к выражению³³

$$\xi(v) = \frac{k_v}{k_v - \rho} \left\{ \frac{(1 - \alpha) \exp \left[\frac{2}{3} D(k_v - \rho) \right]}{1 - \alpha \exp [D(k_v - \rho)]} - 1 \right\}. \quad (24)$$

Таблица II

| Характеристика стержня | $l_{\text{эфф}}$ |
|--|---|
| Стержень с полированной боковой поверхностью | $l_{\text{эфф}} \approx l$ |
| Стержень диаметром D окружен иммерсионной оболочкой диаметром D_0 с полированной наружной поверхностью $l/D \geq 10$ | $l_{\text{эфф}} \approx \frac{2}{3} D + \frac{4}{3\pi} \frac{l \ln \kappa}{\frac{D_0}{D} - \frac{D}{8D_0}}$ |
| Стержень с просветленной ($\alpha = 0$) или матированной ($\alpha \approx 0,5$) боковой поверхностью. $l/D > 5$ | $l_{\text{эфф}} = D \left(\frac{2}{3} + \frac{\alpha}{1+\alpha} \right)$ |

Примечание. α — доля излучения, изотропно рассеиваемого назад, при попадании изнутри на поверхность образца.

Более точные методы расчета рассмотрены в ^{28, 32, 33}. Результаты расчета величин ξ и ξ для $\rho = 0$ и лоренцовой формы линии представлены на рис. 2. Как видно, величина ξ при небольшой инверсии определяется

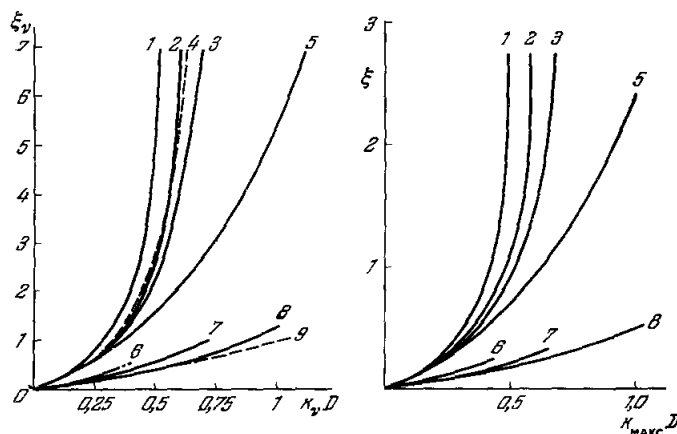


Рис. 2.

Матированная боковая поверхность: 1, 2, 3 — по ³³, l/D — соответственно 20, 10, 5; 4 — по (24). Иммерсионная оболочка: 5 — по (20) $l/D = 10$, $\frac{D_0}{D} = \kappa = 1,5$. Просветленная боковая поверхность: 6, 7, 8 — по ³³, l/D — соответственно 20, 10, 5; 9 — по (20).

главным образом значением kD и слабо зависит от длины образца. Для матированных образцов существует предельно достижимое значение инверсии, определяемое условием компенсации потерь усилением $\alpha \exp [D(k - \rho)] = 1$ (см. (24)).

С помощью приведенных соотношений и данных рис. 2 можно для данного превышения порога n найти инверсию и коэффициент усиления в среде. Полученные данные показывают, что в стационарном режиме генерации, когда средний коэффициент усиления в среде $k_{\text{п}} = \frac{\sigma + \ln 1/R}{2l}$ (см. (2')) невелик, при не очень больших размерах стержня суперлюминесценция незначительна. Кроме усиления спонтанного излучения, возможно усиление квантов излучения накачки с частотой ν_r . Этот эффект особенно существен при широкой полосе усиления среды. Оценка показывает, что при накачке неодимового стекла излучением ксеноновой лампы

с яркостной температурой $\sim 1,2 \cdot 10^4$ К эффект усиления излучения накачки может быть вполне сравним с эффектом суперлюминесценции.

Моноимпульсный режим^{10, 33, 35-40}. Рассмотрим случай мгновенного включения оптического затвора (учет конечного времени включения произведен в^{35, 37, 39}, см. разд. III). К моменту включения затвора в активном стержне создана инверсия населенности N^0 и соответствующий ей коэффициент усиления k_0 (см. выражения (18), (19)). Предполагая выполнение следующих условий: 1) длительность импульса генерации $T \gg$ времени пролета в резонаторе $\Delta t = \frac{L+l(\kappa-1)}{c}$; 2) коэффициент усиления постоянен в стержне, а распределение плотности излучения в резонаторе не отличается существенно от распределения при стационарном режиме; 3) время релаксации нижнего рабочего уровня (четырёхуровневая среда) много меньше T , можно написать следующие уравнения для четырёхуровневой среды:

$$\frac{du_r}{dt} = \frac{l}{\Delta t} (k - k_n) u_r; \quad \frac{dN}{dt} = -NB_r u_r, \quad (22)$$

где $k_n = \frac{1}{2l} (\sigma + \sigma_s + \ln 1/R)$; σ_s — потери в открытом затворе. Из первого из этих уравнений видно, что максимальная плотность излучения достигается в момент времени, соответствующий $k = k_n$.

В таблице III приведены выражения для величин максимальной в импульсе мощности P , энергии генерации W и длительности импульса T . Как видно, имеется оптимальный коэффициент отражения зеркала R_0 , при котором энергия генерации максимальна. При несколько ином значении R достигает максимума мощность генерации P^{33} .

Из выражений (23)–(28) следует, что при больших превышениях порога ($n_w \gg 1$ и $k_0 \gg k_n$) возможно получить очень короткие импульсы с большой мгновенной мощностью. Существенным ограничением предельной мощности и энергии в моноимпульсном режиме является «сброс» энергии возбуждения за счет суперлюминесценции и просветления активной среды при обеднении основного уровня. На рис. 3 в качестве примера приведен расчет зависимости максимальной мощности генерации от величины превышения порога (по мощности) при длительной накачке³³. Как

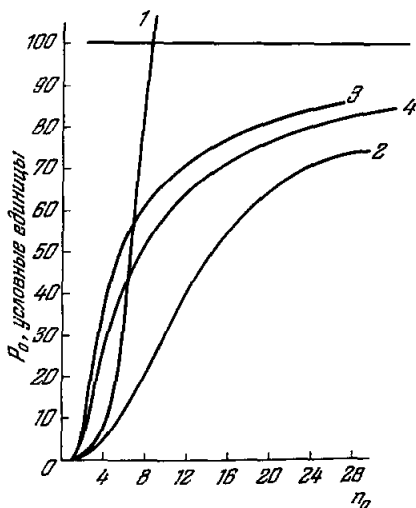


Рис. 3.

$l = 8$ см; $L = 40$ см; $D = 0,8$ см; $k_{n0} = 0,1$ см⁻¹. 1 и 2 — четырёхуровневая схема, $(N_0/\delta) |_{R=1} = 2 \cdot 10^2$; 3 и 4 — трёхуровневая схема, $(N_0/\delta) |_{R=1} = 4$; 1 и 3 — без учета сокращения τ , 2 и 4 — с учетом.

видно, влияние суперлюминесценции весьма существенно для четырёхуровневых сред; в трёхуровневой среде более существенно влияние просветления.

Режим усиления. Этот режим представляет особый интерес при усилении мощности ОКГ моноимпульсного и непрерывного действия. Усиление стационарного сигнала рассмотрено в работах^{22, 28}, импульсного сигнала — в работах⁴¹⁻⁴⁶. В работах^{41, 13, 47-49} рассмотрен регенеративный режим усиления, когда в усилителе имеется положительная обратная связь.

Т а б л и ц а III

Моноимпульсный режим

| Четырехуровневая среда | Трехуровневая среда |
|--|---|
| $P = \frac{E \ln 1/R}{2\Delta t} \left[1 - \frac{k_{\Pi}}{k_0} \left(1 + \ln \frac{k_0}{k_{\Pi}} \right) \right] \approx$ $\approx (\text{при } t_{\Pi} \ll \tau_{\text{эфф}}) \approx \eta_1 \frac{\nu_{\Gamma}}{\nu_{\Pi}} \frac{\ln 1/R}{2\Delta t} \times$ $\times W_{\Pi} \left[1 - \frac{1}{n_W} (1 + \ln n_W) \right]; \quad (23)$ $W = \frac{E \ln 1/R}{2lk_{\Pi}} \left(1 - \frac{k_1}{k_0} \right) \approx$ $\approx (\text{при } \frac{k_0}{k_{\Pi}} > 1,05) \approx \frac{E \ln 1/R}{2lk_{\Pi}} \times$ $\times \left[1 - \left(\frac{k_{\Pi}}{k_0} \right)^2 \right] \approx (\text{при } t_{\Pi} \ll \tau_{\text{эфф}}) \approx$ $\approx \eta_1 \frac{\nu_{\Gamma}}{\nu_{\Pi}} \frac{\ln 1/R}{\sigma + \sigma_3 + \ln 1/R} \times$ $\times W_{\Pi} \left(1 - \frac{1}{n_W^2} \right); \quad (24)$ $T \approx \frac{W}{P} = \frac{\Delta t (1 - k_1/k_0)}{lk_{\Pi} \left[1 - \frac{k_{\Pi}}{k_0} \left(1 + \ln \frac{k_0}{k_{\Pi}} \right) \right]} \approx$ $\approx (\text{при } \frac{k_0}{k_{\Pi}} > 1,05, t_{\Pi} \ll \tau_{\text{эфф}}) \approx$ $\approx \frac{\Delta t}{k_{\Pi} l} \frac{1 - 1/n_W^2}{1 - \frac{1}{n_W} (1 + \ln n_W)}; \quad (25)$ | $P = \frac{E \ln 1/R}{4\Delta t} \left[1 - \frac{k_{\Pi}}{k_0} \left(1 + \ln \frac{k_0}{k_{\Pi}} \right) \right]; \quad (28)$ $W = \frac{E \ln 1/R}{4lk_{\Pi}} \left(1 - \frac{k_1}{k_0} \right) \approx$ $\approx (\text{при } \frac{k_0}{k_{\Pi}} > 1,05) \approx$ $\approx \frac{E \ln 1/R}{4lk_{\Pi}} \left[1 - \left(\frac{k_{\Pi}}{k_0} \right)^2 \right]; \quad (29)$ |
| <p>Оптимальный коэффициент отражения зеркала</p> | |
| $W_0 \Big _{\frac{k_0}{k_{\Pi}} > 1,05} \approx E \left[1 - \left(\frac{k_{\Pi}}{k_0} \right)^{2/3} \right]^2 \approx$ $\approx (\text{при } t_{\Pi} \ll \tau_{\text{эфф}}) \approx$ $\approx \eta_1 \frac{\nu_{\Gamma}}{\nu_{\Pi}} W_{\Pi} (1 - n_{W_0}^{-2/3})^2; \quad (26)$ | $W_0 \approx \frac{E}{2} \left[1 - \left(\frac{k_{\Pi}}{k_0} \right)^{2/3} \right]^2. \quad (30)$ |
| $\ln 1/R_0 \approx 1,6k_{\Pi_0} l \left[\left(\frac{k_0}{k_{\Pi_0}} \right)^{2/3} - 1 \right]; \quad (27)$ | |
| <p>П р и м е ч а н и е. k_1 — коэффициент усиления в среде в момент окончания генерации: $(k_0 - k_1)/k_{\Pi} = \ln k_0/k_1$. При $k_0/k_{\Pi} > 1,05$: $1 - k_1/k_0 \approx 1 - (k_{\Pi}/k_0)^2$. $E = h\nu_{\Gamma} S l N^0 = c l S \Delta \nu_{\Gamma} k_0 / \kappa \Gamma$ — запасенная в образце энергия возбуждения.</p> <p>$k_{\Pi_0} = \frac{1}{2l} (\sigma + \sigma_3) \cdot n_{W_0}$ — превышение пороговой энергии накачки при $R = 1$.</p> | |

Рассмотрим энергетические соотношения в режиме усиления при отсутствии обратной связи в усилителе. Для усилителя на четырехуровневой среде можно написать следующие уравнения:

$$\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\kappa}{c} \frac{\partial u_r}{\partial t} = (k - \rho_0) u_r;$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -NB_r u_r,$$

где ρ_0 — потери на единицу длины активного стержня в режиме усиления, равные потерям на неактивное поглощение и рассеяние на большие углы; обычно $\rho_0 < \sigma/2l$ ²⁸. Для трехуровневой среды уравнения те же, только в правой части второго уравнения добавляется множитель 2. Переходя от плотности излучения u_r к энергии излучения $W_r =$

$$= \frac{c}{\kappa} \Delta v_{\text{л}} S \int_0^{t_n} u_r dt, \text{ получим }^{13}$$

$$\frac{dW_r}{dx} = \frac{E}{l} \left(1 - e^{-\frac{\Lambda}{\hbar v_r S}} W_r \right) - \rho_0 W_r, \quad (31)$$

где $\Lambda = \frac{k}{N}$ — поперечное сечение для индуцированных переходов; определение E дано в табл. III. Решения (31) приведены в табл. IV ¹³.

Таблица IV

| Режим | Четырехуровневая среда | Трехуровневая среда |
|--------------------------------|--|---|
| Усиление короткого импульса | <p>1) $\rho_0 = 0$.</p> $W_r = W_0 + E + \frac{\hbar v_r S}{\Lambda} \ln \left\{ 1 - \exp \times \right.$ $\times \left[-\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} W_0 \left(1 - e^{-\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} E} \right) \right] \Bigg\}.$ <p>При сильном входном сигнале $\left(\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} W_0 \gg 1 \right)$</p> $W_r \approx W_0 + E.$ <p>2) Слабый входной сигнал $\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} W_r \ll 1$,</p> $W_r = W_0 \exp \left(\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} E - \rho_0 l \right).$ | <p>1) $\rho_0 = 0$.</p> $W_r = W_0 + \frac{1}{2} E +$ $+ \frac{\hbar v_r S}{2\Lambda} \ln \left\{ 1 - \exp \times \right.$ $\times \left[-\frac{2\Lambda}{\hbar v_r S} W_0 \left(1 - e^{-\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} E} \right) \right] \Bigg\}.$ <p>2) $\frac{2\Lambda}{\hbar v_r S} W_r \ll 1$,</p> $W_r = W_0 \exp \left(\frac{\Lambda}{\hbar v_r S} E - \rho_0 l \right).$ |
| Усиление стационарного сигнала | $\ln \frac{P_r}{P_0} = (k_0 - \rho_0) l +$ $+ \frac{k_0}{\rho_0} \ln \left[1 - \frac{\frac{P_r}{P_0} - 1}{\frac{k_0}{\rho_0} - 1} \right].$ | |

Примечание. $W_r(P_r)$ — энергия (мощность) сигнала на выходе усилителя, $W_0(P_0)$ — соответственно на входе усилителя; k_0 — коэффициент усиления в среде при отсутствии усиливаемого сигнала; $u(0) = \frac{\kappa}{c \Delta v_{\text{л}} S} P_0$ — плотность усиливаемого излучения на входе усилителя.

При наличии потерь в среде имеется некоторое предельное значение энергии $W_{г, пр}$, при котором усиление и потери компенсируют друг друга и энергия импульса перестает расти с удлинением стержня. Из (31) при $\frac{dW_{г}}{dx} = 0$ и $\rho_0 \ll \frac{\Delta E}{h\nu_{г}Sl}$ следует¹³ $W_{г, пр} \simeq \frac{E}{\rho_0 l}$.

Временные характеристики усиливаемого импульса рассмотрены в работах^{42, 43, 13, 45, 46, 275}. В частности, в^{45, 46} показано, что при экспоненциальной форме переднего фронта усиливаемого импульса длительность импульса в усилителе не меняется, при прямоугольной или гауссовой форме фронта происходит укорочение импульса²⁷⁵.

Связь между сигналами на входе и выходе усилителя при стационарном сигнале приведена в табл. IV²⁸. Нетрудно убедиться, что увеличение величины входного сигнала приводит к уменьшению величины усиления, равной $P_{г}/P_0$. Режим стационарного усиления при неоднородно уширенной линии рассмотрен в работе²⁷⁶.

Особенности расчета ОКГ. При расчете пороговой интенсивности накачки и интенсивности генерации ОКГ необходимо учесть наличие нескольких полос поглощения активной среды, энергетический выход излучения источника накачки, эффективность и неравномерность распределения накачки по сечению стержня осветителя. В качестве примера приведем выражения для порога и мощности генерации для ОКГ, работающего в стационарном режиме на четырехуровневой среде^{26, 50}:

$$P_{э, п} = \frac{4\pi h \kappa^2 \gamma S \nu_{г}^2 \Delta \nu_{г} (\sigma + \ln 1/R)}{\omega \sum_i \eta_i \theta_i F_i / \nu_{нi}}; \quad (7')$$

$$P_{г} = \omega \nu_{г} \frac{\ln 1/R}{\sigma + \ln 1/R} \left(P_{э, п} - \frac{P_{э, п}}{\gamma} \right) \sum_i \eta_i \theta_i F_i / \nu_{нi}, \quad (9')$$

где $P_{э}$ — электрическая мощность, подводимая к лампе накачки ($P_{э, п}$ — соответствующая пороговая мощность); ω — эффективность осветителя; γ — коэффициент равномерности накачки (определение ω и γ — см. разд. III, 36); θ_i — доля падающего на стержень излучения накачки в i -й полосе накачки, поглощаемая в нем; F_i — энергетический выход излучения источника накачки в i -й полосе (в (9') предполагается, что генерирует весь торец стержня).

2. Многомодовая генерация

При рассмотрении многомодовой генерации необходимо учесть пространственное распределение отдельных ТК, что было показано, в частности, в работе⁵¹; метод расчета многомодовой генерации разработан Тангом и Статцем^{5, 6} и получил дальнейшее развитие в работах^{52-54, 14-16}.

Рассмотрим стационарный режим ОКГ с плоским ленточным резонатором (зеркала в виде бесконечных полос шириной D); активную среду будем описывать с помощью уравнений типа (2) и (3) (двухуровневая модель). Предполагается, что линия люминесценции с лоренцовским контуром однородно уширена. Для четырехуровневой среды уравнение баланса населенностей запишем в виде

$$\eta_i B_{нi} u_{нi} N_0 - \frac{N}{\tau} - \frac{B_{гi} N}{\frac{\pi}{2} \Delta \nu_{гi}} \sum_{j} u_{ij} \varphi_i(z) \psi_j(x) g_{ij} = 0, \quad (32)$$

где i и j — аксиальный и угловой индексы ТК; u_{ij} — средняя плотность излучения в ТК с индексами i, j ;

$$\varphi_i(z) = 2 \sin^2 \frac{\pi i}{L} z = 1 - \cos \frac{2\pi i}{L} z \text{ и } \psi_j(x) = 1 - \cos \frac{2\pi j}{D} x$$

— функции распределения плотности излучения ТК в осевом и поперечном направлениях резонатора ($0 \leq z \leq L$; $0 \leq x \leq D$); $g_{ij} \simeq g_i = \left[1 + \left(2 \frac{\nu_i - \nu_0}{\Delta \nu_L} \right)^2 \right]^{-1}$ — относительная интенсивность линии люминесценции на частоте ν_i (частота излучения ТК ν_{ij} зависит, главным образом, от аксиального индекса i); ν_0 — частота, соответствующая центру линии люминесценции. Распределение накачки предполагается равномерным. Суммирование в (32) ведется по всем возбужденным ТК.

Уравнения баланса для плотности излучения ТК u_{ij} , аналогичные (22), записываются в виде

$$-\frac{cD\sigma_{ij}}{2\kappa h\nu_r} u_{ij} + \frac{B_{rgi}u_{ij}}{\frac{\pi}{2}\Delta\nu_L} \int_0^L \int_0^D N\varphi_i(z)\psi_j(x) dz dx = 0, \quad (33)$$

где $\sigma_{ij} \equiv \sigma_j = \sigma_0 + \sigma_j^H$ — потери для ТК с угловым индексом j (от индекса i потери не зависят; см. разд. III); $\sigma_0 \simeq \ln 1/R$ — неселективные потери; σ_j^H — дифракционные потери.

Из (32) и (33) нетрудно получить

$$\frac{ng_i}{LD} \int_0^L \int_0^D \frac{\varphi_i\psi_j dz dx}{1 + \sum_{i,j} A_{ij}\varphi_i\psi_j} = \frac{\sigma_j}{\sigma_1}, \quad (34)$$

где σ_1 — потери для низшего ТК, n — превышение над порогом; $A_{ij} \equiv \frac{B_{rgi}\tau}{\frac{\pi}{2}\Delta\nu_L} u_{ij}$. Решение системы уравнений типа (34) относительно A_{ij}

весьма сложно. Однако, как показано в ^{6,15}, при большом числе возбужденных ТК можно с достаточно хорошим приближением независимо решать задачу о распределении излучения по аксиальным и угловым ТК. При этом для аксиальных ТК уравнения, аналогичные (34), запишутся в виде

$$\frac{n}{L} \int_0^L \frac{\varphi_i dz}{1 + \sum_i A_i \varphi_i} = \frac{1}{g_i}, \quad (34')$$

и для поперечных ТК

$$\frac{n}{D} \int_0^D \frac{\psi_j dx}{1 + \sum_j A'_j \psi_j} = \frac{\sigma_j}{\sigma_1}. \quad (34'')$$

A_i пропорциональна суммарной плотности излучения ТК с одинаковым аксиальным индексом i и разными угловыми индексами, A'_j — соответствующей плотности ТК с одинаковым поперечным индексом и разными аксиальными.

Используя разложение ^{52, 53}

$$(1 + \sum_i A_i \varphi_i)^{-1} \simeq \frac{1}{1 + \sum_i A_i} \left[1 + \frac{\sum_i A_i \cos \frac{2\pi i}{L} z}{1 + \sum_i A_i} \right],$$

можно (34') привести к виду

$$n \left[\frac{1}{1 + \sum_i A_i} - \frac{1}{2} \frac{A_i}{(1 + \sum_i A_i)^2} \right] = \frac{1}{g_i}. \quad (35)$$

Учитывая, что для ТК, которые при данных условиях не возбуждаются, левая часть (35) меньше правой, систему уравнений типа (35) для всех возбужденных аксиальных ТК легко решить относительно A_i ^{52, 53, 14}. Из решения следует, что полное число q возбужденных ТК с разными аксиальными индексами определяется соотношением ¹⁴

$$q \simeq \left(\frac{\Delta \nu_{\text{Л}}}{\delta \nu} \right)^{2/3} \left(\frac{n-1}{n} \right)^{1/3}, \quad (36')$$

где $\delta \nu = \frac{c}{2\kappa L}$ — расстояние между соседними аксиальными ТК (см. разд. III). Поскольку полная ширина спектра генерации $\Delta \nu_{\text{Г}} \simeq q \delta \nu$, (36') можно записать в виде

$$\Delta \nu_{\text{Г}} \simeq \Delta \nu_{\text{Л}}^{2/3} \delta \nu^{1/3} \left(\frac{n-1}{n} \right)^{1/3}. \quad (36)$$

Полуширина спектра на уровне 0,5 от максимальной амплитуды согласно ⁵³ составляет 0,7 $\Delta \nu_{\text{Г}}$. Из соотношения (36) следует, что ширина спектра генерации быстро достигает насыщения при увеличении превышения над порогом n .

Для трехуровневой активной среды выражение для величины $\Delta \nu_{\text{Г}}$ имеет вид (36), но при этом величине n соответствует $\frac{P_{\text{н}} - P_0}{P_{\text{н}} + P_0} \frac{P_{\text{н}} + P_0}{P_{\text{н}} - P_0}$, где P_0 — мощность накачки, при которой $N = 0$. Заметим, что полученное соотношение для $\Delta \nu_{\text{Г}}$ не зависит от конфигурации плоских зеркал резонатора.

В работах ^{54, 14} показано, что диффузия возбуждения в активной среде твердотельных ОКГ практически не влияет на ширину спектра генерации. При низких температурах в ряде сред существенную роль играет неоднородный механизм уширения линий (см. разд. III), при этом ширина спектра генерации может оказаться значительно большей, чем рассчитанная по (36).

Аналогично можно решить систему уравнений (34'') для угловых ТК ^{6, 15, 16}. Учтя, что для ленточного резонатора $\sigma_j^{\text{д}} \simeq j^2 \sigma_1^{\text{д}} \simeq j^2 \cdot 2 \left(\frac{\sqrt{\lambda} L}{D} \right)^{3/4}$, при $\sigma_1^{\text{д}} \leq \sigma_0$ из (34'') можно найти следующие выражения для числа возбуждаемых угловых ТК m ($m \geq 3$) и мощности генерации $P_{\text{Г}}$ ^{15, 16}:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} m^3 + 2m^2 &\approx \frac{\sigma_0}{\sigma_1^{\text{д}}} \left(1 - \frac{1}{n} \right); \\ P_{\text{Г}} &\simeq \frac{m - \frac{1}{2}}{m} \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \overline{\sigma^{\text{д}}}} \eta_1 \frac{\nu_{\text{Г}}}{\nu_{\text{н}}} P_{\text{н}} \left(1 - \frac{m}{m - \frac{1}{2}} \frac{\sigma_0 + \overline{\sigma^{\text{д}}}}{\sigma_0} \frac{1}{n} \right) \approx \\ &\approx \eta_1 \frac{\nu_{\text{Г}}}{\nu_{\text{н}}} P_{\text{н}} \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \overline{\sigma^{\text{д}}}} \left(1 - \frac{\sigma_0 + \overline{\sigma^{\text{д}}}}{\sigma_0} \frac{1}{n} \right), \end{aligned} \quad (38)$$

где $\overline{\sigma^{\text{д}}} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \sigma_j^{\text{д}}$ — средние дифракционные потери для m возбужденных

ТК. Выражение (37) справедливо и для случая трехуровневой среды с учетом замечания относительно значения величины n в соотношении (36) для трехуровневой среды.

Угловое расхождение излучения ОКГ (по оси x) составляет α_d , где $\alpha_d \simeq \frac{\lambda}{D}$ (см. разд. III). Из (37) следует, что угловое расхождение при увеличении накачки весьма быстро насыщается, достигая предельного значения

$$\alpha_{пр} \approx 0,7 \sigma_0^{1/3} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/2} \quad (39)$$

при превышении порога $n > 2$.

Для резонатора с квадратными зеркалами размером $D \times D$ угловое расхождение в каждом из двух взаимно перпендикулярных направлений весьма близко к значениям, определяемым соотношениями (37) или (39)¹⁵. Сохраняется также выражение (38) для мощности генерации, при этом усреднение σ^d проводится по всем возбуждаемым ТК. Можно полагать, что полученные соотношения действительны также и для резонатора с круглыми зеркалами диаметром D . В рамках данной модели может быть учтено также влияние неравномерности накачки на угловое расхождение¹⁵.

Изложенные результаты показывают, что метод кинетических уравнений позволяет рассмотреть вопрос об энергетических, спектральных и угловых параметрах ОКГ. Естественно, что результаты, получаемые этим методом, носят приближенный характер и нуждаются по крайней мере в экспериментальном обосновании. Наиболее существенным эффектом, не учитываемым в рамках использованной модели, является, по-видимому, возбуждение связанных ТК, особенно при наличии рассеяния в активной среде. В этом случае угловое расхождение излучения может существенно превосходить рассчитываемое по (39) (см., например,¹⁶ и разд. IV). Большое влияние на энергетику процессов генерации может также оказывать взаимодействие между ТК с близкими частотами⁸.

В работе²²⁸ рассмотрена кинетика МИ режима при учете пространственных и частотных характеристик угловых ТК резонатора. Показано, что вследствие неизбежной неравномерности начального распределения инверсии по сечению стержня различные зоны сечения принимают участие в генерации на различных стадиях развития гигантского импульса, что приводит к удлинению суммарного импульса генерации и изменению во времени угла расхождения излучения.

III. ЭЛЕМЕНТЫ ОКГ

1. Активные среды

В настоящее время известно большое число активных сред. Наиболее полная таблица разработанных до настоящего времени активных сред на основе неорганических материалов с ионной структурой, а также сведения об их кристаллохимической структуре и технологии выращивания содержатся в работах^{55, 56}. В данном обзоре будет рассмотрено лишь небольшое число сред, нашедших практическое применение.

Проведенный анализ работы ОКГ позволяет сформулировать некоторые требования, которым должны удовлетворять активные среды. К их числу относятся такие, как наличие узкой линии люминесценции рабочего перехода и широких интенсивных полос поглощения, большой квантовый выход люминесценции и возбуждения верхнего рабочего уровня, малые стоксовы потери, отсутствие поглощения с верхнего рабочего уровня на более высокие, особенно на частоте рабочего перехода, большой энергетический зазор между основным и нижним рабочим уровнем (для четырехуровневых сред), малые потери и оптическая однородность среды. Эти требования являются общими для всех режимов работы ОКГ. Величи-

на времени жизни τ влияет на характеристики ОКГ сложным образом. В импульсном режиме уменьшение τ приводит к уменьшению пороговой энергии накачки. В непрерывном режиме для четырехуровневых сред (при вымороженном нижнем уровне) τ не влияет на порог, для трехуровневых сред увеличение τ приводит к уменьшению порога, пока $\delta/N_0 \ll 1$. В случае моноимпульсного режима работы увеличение τ позволяет увеличить накапливаемую энергию возбуждения, однако порог при этом возрастает.

Весьма сложным является также вопрос о влиянии концентрации активатора на параметры ОКГ. С одной стороны, при увеличении концентрации увеличивается интенсивность полос поглощения среды; с другой стороны, начиная от некоторых значений концентраций, имеет место

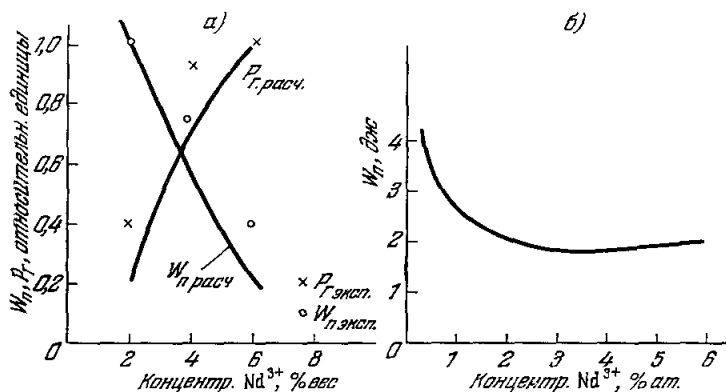


Рис. 4.

 а — неодимовое стекло; б — $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$.

концентрационное тушение люминесценции, приводящее к уменьшению τ и квантового выхода^{57, 26}, а также ухудшение оптического качества материала⁵⁸. Оптимальная концентрация активатора обычно подбирается экспериментально. На рис. 4 приведены зависимости характеристик ОКГ на основе $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ ⁵⁸ и неодимового стекла²⁶ от концентрации ионов Nd^{3+} . На рис. 4, а приведены также рассчитанные по (9) и (15) параметры ОКГ на стекле.

В качестве активатора используются двух- и трехвалентные редкоземельные ионы (Nd^{3+} , Sm^{2+} , Dy^{2+}), ионы актиноидов (U^{3+}) и элементов переходных групп (Cr^{3+}), у которых линии люминесценции весьма узки вследствие того, что оптические переходы осуществляются в пределах внутренних хорошо экранированных оболочек.

Наибольший интерес в настоящее время представляют следующие активные среды: рубин ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$), стекло, активированное трехвалентными ионами неодима, $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ ⁵⁹, $\text{YAlO}_3 : \text{Nd}^{3+}$ ⁶⁰⁻⁶², $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ⁶³⁻⁶⁶, $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ⁶⁷. Схемы нижних уровней, спектры люминесценции и поглощения ионов Cr^{3+} в рубине^{68, 69} и Nd^{3+} в стекле^{70, 71} представлены на рис. 5.

Как видно, рубин относится к трехуровневым средам, неодимовое стекло — к четырехуровневым. Величина расщепления между нижним рабочим и основным уровнями в ионе Nd^{3+} составляет $\sim 2000 \text{ см}^{-1}$, благодаря чему нижний уровень этого иона достаточно выморожен уже при комнатной температуре. Основной генерирующей линией в рубине является линия R_1 ($\lambda = 6943 \text{ Å}$), в неодимовом стекле — линия с $\lambda = 10600 \text{ Å}$. Уровень 2E иона Cr^{3+} в рубине расщеплен на два подуровня, отстоящих

Таблица V

| Среда | Концентрация активатора, % | Основные полосы поглощения, $m\mu$ | Полуширина полос поглощения *), \AA | Квантовый выход люминесценции **), % | η_1 , % | $\lambda_{\text{э.}}$, $m\mu$ | Полуширина линии люминесценции, \AA | τ , $m\mu\text{сек}$ | Примечание |
|----------------------------------|----------------------------|------------------------------------|--|--------------------------------------|--------------|--------------------------------|--|---------------------------|--|
| Рубин | 0,03—0,05 (мол) | 0,55 0,4 | 550 700 | 70 70 | 70 70 | 0,6943 | 5,5 | $3 \cdot 10^{-3}$ | $T = 300^\circ \text{K}$ 68, 69, 84, 85 |
| Неодимовое стекло | 2 (вес) | 0,88 | 250 | 30 | 100 | 1,06 | 220 | 670 | $T = 300^\circ \text{K}$ 26, 71, 86 |
| | | 0,81 | 300 | 23 | 77 | | | | |
| | | 0,74 | 300 | 10 | 33 | | | | |
| | | 0,58 | 300 | 10 | 33 | | | | |
| $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ | 2 (мол) | 0,88 | 250 | 21 | 100 | 1,06 | 220 | 440 | $T = 300^\circ \text{K}$ 26, 87, 88 |
| | | 0,81 | 300 | 13 | 62 | | | | |
| | | 0,74 | 300 | 7 | 31 | | | | |
| | | 0,58 | 300 | 5 | 25 | | | | |
| $\text{YAlG} : \text{Nd}^{3+}$ | 3 (мол) | 0,88 | 100 | 36 | 100 | 1,0648 | 50 | 160 | $T = 300^\circ \text{K}$ 26, 87, 88 |
| | | 0,81 | 200 | 28 | 78 | | | | |
| | | 0,74 | 200 | 14 | 39 | | | | |
| | | 0,58 | 200 | 10 | 28 | | | | |
| $\text{YAlG} : \text{Nd}^{3+}$ | 3 (мол) | 0,88 | ~ 150 | | | 1,0648 | 6,5 | 180 | $T = 300^\circ \text{K}$ 60, 62, 87, 89 |
| | | 0,82 | ~ 200 | | | | | | |
| | | 0,76 | ~ 230 | | | | | | |
| | | 0,585 | ~ 150 | | | | | | |
| $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ | 0,02 (мол) | 0,9 | 850 | $3 \div 12$ | ~ 20 | 2,358 | 1,2 | $\sim 15 \cdot 10^3$ | $T = 77^\circ \text{K}$ 26, 66, 88 |
| | | 0,7 | 680 | | | | | | |
| | | 0,55 | 1000 | | | | | | |
| $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ | 0,02 (мол) | 0,63 | 480 | ~ 10 | 100 (?) | 0,708 | 0,8—1 | 1—2 | $T = 20^\circ \text{K}$ 67 |
| | | 0,42 | 180 | | | | | | |

*) В случае структурированных полос поглощения ($\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$, $\text{YAlG} : \text{Nd}^{3+}$) приведены эквивалентные ширины полос.

**) Приведен квантовый выход люминесценции линии, соответствующей рабочему переходу. Для рубина приведен суммарный для R-линий квантовый выход.

При гетеровалентном внедрении активатора в матрицу возможно образование центров люминесценции с различной симметрией окружающего поля^{56, 79}. Спектральные характеристики иона активатора при изменении структуры центра существенно меняются, что наблюдается, например, при активации кристаллов CaF_2 ионами $\text{U}^{3+80, 81}$, кристаллов CaF_2 и CaWO_4 ионами $\text{Nd}^{3+55, 82, 83}$. Влияние структуры центров на спектр генерации этих сред рассмотрено в разд. IV.

Важным фактором, определяющим в значительной мере спектр излучения ОКГ, является характер уширения линии люминесценции в активных средах. Основными причинами уширения линий в кристаллах

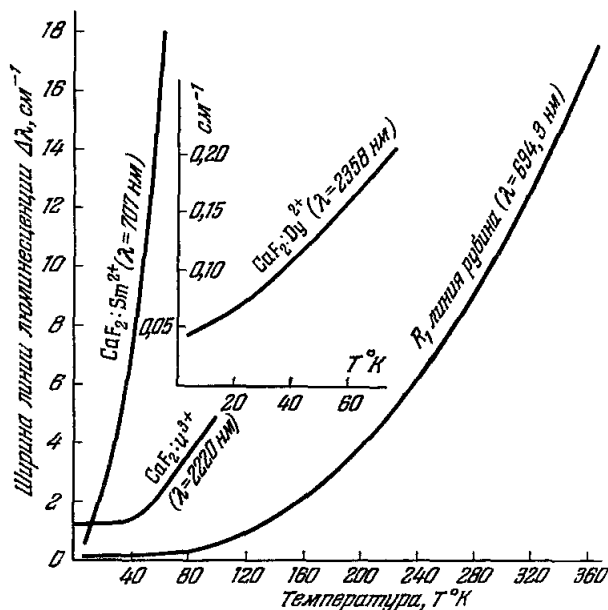


Рис. 6.

и стеклах являются электронно-колебательные взаимодействия в решетке и наличие неоднородностей в структуре материала^{90-92, 143}. Первый фактор обуславливает однородное уширение линии, второй — неоднородное. Как правило, при однородном уширении форма контура линии лоренцевская, имеется сильная зависимость ширины и сдвига линии от температуры; при неоднородном уширении можно ожидать гауссовского распределения интенсивности в линии и слабой зависимости ширины линии от температуры¹⁴³. На рис. 6 приведены зависимости ширины линии люминесценции от температуры для ряда сред. В рубине при $T > 100^\circ \text{K}$ имеет место, по-видимому, однородное уширение линии, что подтверждается изучением контура линии⁹⁰ и спектра генерации в ОКГ бегущей волны⁹³. Такой же характер уширения в кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ^{52, 94} и $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ ($T > 50^\circ \text{K}$)⁹⁵.

На основе исследования люминесценции и спектра генерации в работах^{95, 96} сделано заключение о неоднородном уширении линии в кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$. Однако результаты теоретической оценки времени жизни нижнего рабочего уровня²¹⁷ свидетельствуют в пользу однородного уширения линии в этих кристаллах. Вопрос о характере уширения линии в неодимовом стекле в настоящее время не решен. Некоторые данные о структуре спектра генерации неодимовых стекол^{97, 98, 278, 279}, а так-

же отсутствие тонкой структуры в полосах люминесценции даже при низких температурах ⁷⁰ дают основание предполагать, что уширение линий в неодимовом стекле является неоднородным. Однако эксперименты по исследованию динамики излучения в пределах полосы люминесценции при воздействии на неодимовое стекло кратковременного импульса генерации показывает, что время спектральной релаксации в полосах люминесценции неодимового стекла весьма мало и не превосходит 10^{-6} — 10^{-8} сек ^{96, 99}.

Существенный интерес представляют процессы переноса энергии возбуждения в активных средах и связанный с ними вопрос о сенсбилизации люминесценции активатора. Сенсбилизация излучения ионов активатора позволяет расширить эффективную полосу поглощения излучения накачки и тем самым повысить эффективность ОКГ. Сенсбилизатором может быть как введенная в решетку примесь, так и основа кристалла, причем в последнем случае эффективность сенсбилизации из-за большой ширины полос поглощения решетки может быть значительной. Возможными механизмами передачи энергии возбуждения от сенсбилизатора к активатору являются резонансная передача возбуждения и реабсорбция излучения.

Таблица VI

| Основа | Активатор | Сенсбилизатор | Механизм передачи возбуждения | Эффект, даваемый сенсбилизацией | Литература |
|--------|------------------|------------------|-------------------------------|---|------------|
| YAlG | Nd ³⁺ | Cr ³⁺ | Резон. | Порог уменьшается приблизительно в 2 раза, к.п.д. возрастает в три раза Люминесценция возрастает в 20 раз. Порог при накачке лампой накаливания равен 47 ат ($T = 77^\circ \text{K}$) Интенсивность излучения возрастает на 50% | 61 |
| ErYAlG | Ho ³⁺ | Основа | Резон. | | 100 |
| Стекло | Nd ³⁺ | Mn ²⁺ | Резон. | | 101, 102 |
| Стекло | Nd ³⁺ | Ce ³⁺ | Реабс. | | 103 |

В табл. VI приведены некоторые активные среды, в которых используется сенсбилизация.

Процессы миграции возбуждения могут играть некоторую роль в формировании спектра генерации, влияя на пространственное распределение инверсии в среде ^{5, 54}. В случае неоднородного уширения линии люминесценции при наличии инверсии в среде дезактивация стимулированным излучением центров с перекрывающимися полосами люминесценции может обусловить быстрое «перемешивание» энергии возбуждения различных центров (см. выше о времени релаксации в стекле) и привести к ряду своеобразных эффектов в спектре генерации. Подобные эффекты наблюдаются, например, в ОКГ на основе $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$, содержащих два типа центров с перекрывающимися полосами люминесценции ⁸¹; возможно, что их надо учитывать при интерпретации спектров генерации неодимового стекла.

Помимо спектральных характеристик активных материалов являются существенными и такие их свойства, как оптическая однородность, величина потерь, влияющих на добротность резонатора, теплофизические параметры от которых зависит термическая деформация активного стержня, термическая прочность материалов и др. Характеристики ряда активных сред приведены в табл. VII. Наиболее совершенным в оптическом

Таблица VII

| Материал | Плотность, г/см ³ | Показатель преломления | $\frac{dn}{dT}$, град ⁻¹ | Теплоемкость, $\frac{кал}{г \cdot град}$ | Коэффициент теплопроводности, $\frac{кал}{град \cdot см \cdot сек}$ | Коэффициент термиче- ского расширения, град ⁻¹ | Коэф. неак- тивного по- глощения, см ⁻¹ | Коэф. рас- сейния, см ⁻¹ |
|--------------------------------------|---------------------------------|---------------------------|---|---|---|---|---|---|
| Рубин | 3,98 | 1,76 | $(1,26 \div 1,75) \cdot 10^{-5}$ | 0,1813 | 0,06 — <i>c</i> — оси 0,055 — ⊥ <i>c</i> — оси | $6,6 \cdot 10^{-6}$ — <i>c</i> — оси $5 \cdot 10^{-6}$ — ⊥ <i>c</i> — оси | | $0,02 \div 0,1$ 104 |
| Неодимовое стекло | 2,95 | 1,55 | $2 \cdot 10^{-6}$ | 0,16 | 0,0016 | $1,1 \cdot 10^{-5}$ | $1,5 \cdot 10^{-3}$ 105 | $< 0,004$ 105 |
| CaWO ₄ : Nd ³⁺ | 6,06 | 1,92 | | 0,104 | 0,0079 — <i>c</i> — оси | $11,2 \cdot 10^{-6}$ — <i>a</i> — оси $18,7 \cdot 10^{-6}$ ⊥ <i>c</i> — оси | | |
| CaF ₂ : Sm ²⁺ | 3,18 | 1,435 | | 0,21 | 0,093 (83° К) 0,02 (300° К) | $18,4 \cdot 10^{-6}$ | | $0,02 \div 0,04$ 16 |

Примечание. Все данные, если это не оговорено, приведены для $T = 300^\circ \text{К}$.

отношении материалом является неодимовое стекло, обладающее весьма малым светорассеянием и высокой однородностью. Недостатком стекла являются низкие теплопроводность и термическая прочность. Оптически однороден флюорит, однако светорассеяние в нем значительное¹⁶. Такие материалы, как рубин и иттриевоалюминиевый гранат, обладают высокой термической прочностью, однако оптическая их однородность сравнительно низка.

Интерферограммы обработанных стержней рубина и неодимового стекла приведены ниже на рис. 11.

2. Резонаторы

В твердотельных ОКГ применяются обычно резонаторы с плоскими или сферическими зеркалами. В этом разделе приведены основные результаты дифракционной теории пассивных открытых симметричных резонаторов, изложенной в работах^{2-4, 107, 300}, хотя следует иметь в виду, что введение в резонатор активной среды приводит к ряду особенностей работы ОКГ (образование связанных ТК, затягивание ТК и др.; см. раздел IV).

Возбуждаемые в резонаторе ТК в общем случае могут быть охарактеризованы тремя индексами: аксиальным q , характеризующим распределение поля ТК в направлении оси резонатора, и двумя угловыми (поперечными) m и n , характеризующими распределение поля ТК в плоскости, перпендикулярной к оси резонатора, а также угловое расхождение излучения ТК. ТК с одинаковыми угловыми и разными аксиальными индексами различаются только по частоте излучения. Поскольку представляющие интерес электромагнитные колебания в резонаторе являются поперечными, ТК обозначаются как $ТЕМ_{qmn}$. Резонаторы характеризуются двумя

параметрами: числом зон Френеля $N = \frac{D^2}{4L\lambda}$ и параметром $G = 1 - \frac{L}{r}$.

где r — радиус кривизны зеркал резонатора, L — длина резонатора, D — размер зеркала. В плоском резонаторе $G = 1$, в конфокальном $G = 0$. В табл. VIII приведены основные характеристики ТК резонаторов с зеркалами квадратной формы (D — размер стороны квадрата). Приведенные соотношения могут быть использованы в качестве оценочных и для резонаторов с круглыми зеркалами диаметром D (см. ⁴). Как видно, ТК с отличающимся на единицу аксиальным индексом ($\Delta q = 1$)

отстоят друг от друга на величину $\Delta\nu_a = \frac{1}{2L} \text{ см}^{-1}$. Для $L = 10 \text{ см}$ $\Delta\nu_a = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. ТК плоского резонатора с отличающимся на единицу угловым индексом (Δm или $\Delta n = 1$) отстоят друг от друга на

$\Delta\nu_y = \frac{\lambda}{4D^2} m \Delta m$. Для двух низших ТК ($m_1 = 1$; $m_2 = 2$) при $\lambda = 10^{-4} \text{ см}$ и $D = 1,0 \text{ см}$ $\Delta\nu_y \simeq 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, в плоском резонаторе $\Delta\nu_a \gg \Delta\nu_y$. Угловое расхождение ТК возрастает при увеличении угловых

индексов, для низшего ТК плоского резонатора величина $\alpha \simeq \alpha_d \simeq \frac{\lambda}{D}$.

В конфокальном сферическом резонаторе распределение поля ТК описывается функциями Гаусса — Эрмита³, поверхностями равной фазы являются сферы с центрами кривизны, расположенными на оси резонатора, в том числе зеркала резонатора. Поле в таком резонаторе сконцентрировано к оси, размер возбужденной области в плоскости симметрии, перпендикулярной к оси резонатора и являющейся эквифазовой поверхностью, составляет (по уровню интенсивности поля, равному 0,03 от

Таблица VIII

| Резонатор | Спектральное расстояние между ТК $\Delta\nu$, см ⁻¹ | Дифракционные потери σ_d (на два прохода) | Угловое расхождение ТК α , рад | Распределение амплитуды поля |
|----------------------------------|--|--|--|---|
| Плоский | $\frac{\Delta q}{2L} + \frac{\lambda}{4D^2} (m \Delta m + n \Delta n)$ $m, n = 1, 2, 3 \dots$ | $2 \left(\frac{\sqrt{L\lambda}}{D} \right)^3 (m^2 + n^2)$ | $\frac{\lambda}{D} \sqrt{m^2 + n^2}$ | $\sin \frac{\pi m}{D} \left(x - \frac{D}{2} \right) \cdot \sin \frac{\pi n}{D} \left(y - \frac{D}{2} \right)$ |
| Конфокальный $r = L$ | $\frac{\Delta q}{2L} + \frac{\Delta (m+n)}{4L}$ $m, n = 0, 1, 2 \dots$ | | $2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi l}} \kappa_m = \frac{2\kappa_m^2}{\pi} \frac{\lambda}{d}$ | $H_m \left(2x \sqrt{\frac{\pi}{L\lambda \left[1 + \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]}} \right) \times$ $\times H_n \left(2y \sqrt{\frac{\pi}{L\lambda \left[1 + \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]}} \right) \times$ $\times \exp \left\{ -\frac{2\pi (x^2 + y^2)}{L\lambda \left[1 + \left(\frac{2z}{L} \right)^2 \right]} \right\}$ |
| Сферический $r \geq \frac{L}{2}$ | $\frac{\Delta q}{2L} + \frac{\Delta (m+n)}{4L} \times$ $\times \left(1 - \frac{4}{\pi} \arctg \frac{L_{\text{эфф}} - L}{L_{\text{эфф}} + L} \right)$ | | $2\kappa_m \sqrt{\frac{\lambda}{\pi L_{\text{эфф}}}} =$ $= \frac{2\kappa_m^2}{\pi} \frac{\lambda}{d}$ | Аналогично распределению для конфокального резонатора при замене L на $L_{\text{эфф}}$ |

Примечание. H_m, H_n — полиномы Эрмита; ось z направлена вдоль оси резонатора, начало координат — посередине между зеркалами.

максимального)

$$d = \kappa_m \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}}, \quad (40)$$

где $L = r$ — радиус кривизны зеркал; κ_m — коэффициент, зависящий от углового индекса m (n) ТК. Значения κ_m приведены в табл. IX¹⁰⁸.

Таблица IX

| m | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|
| κ_m | 1,86 | 2,51 | 2,97 | 3,35 | 3,68 | 3,98 | 4,25 | 4,5 | 4,73 | 4,97 | 5,18 | 5,38 | 5,57 | 5,76 | 5,93 |

При рассмотрении сферического неконфокального резонатора с радиусом кривизны зеркал $r \geq \frac{L}{2}$ удобно воспользоваться понятием эквивалентного конфокального резонатора³, распределение поля в котором совпадает с распределением поля в данном резонаторе. Расстояние между зеркалами эквивалентного конфокального резонатора определяется соотношением

$$L_{\text{эфф}}^2 = 2Lr - L^2.$$

Размер возбужденной области в плоскости симметрии неконфокального резонатора может быть найден из выражения (40), если в него вместо L подставить $L_{\text{эфф}}$. Для заданного L величина d минимальна у конфокального резонатора. Подробнее о распределении поля в сферическом резонаторе см.^{3, 4}, характеристики концентрического резонатора рассмотрены в¹⁰⁹. Спектр конфокального резонатора частично вырожден, при этом вырожденные ТК отстоят друг от друга на величину $\frac{1}{4L}$. При отступлении от конфокальности вырождение снимается. При $r \simeq L : \Delta\nu \simeq \frac{\Delta q}{2L} + \frac{\Lambda(n+n)}{4L} \left[1 - \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{r}{L} \right) \right]$.

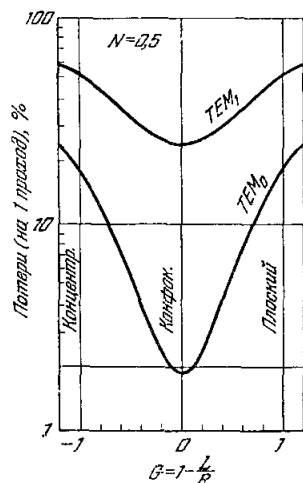


Рис. 7.

Дифракционные потери в сферическом резонаторе при $r > \frac{L}{2}$ меньше, чем в плоском. Минимальные потери имеют место в конфокальном резонаторе. Зависимость дифракционных потерь от фактора G для двух низших ТК цилиндрического ленточного резонатора с шириной зеркал D приведена на рис. 7¹¹⁰.

Резонатор, между зеркалами которого находится линза с фокусом f , эквивалентен сферическому резонатору (рис. 8). Параметры эквивалентного резонатора могут быть найдены с помощью соотношений¹¹¹

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= l_1 + l_2 - \frac{l_1 l_2}{f}, \\ \frac{1}{R_1} &= \frac{1}{r_1} + \frac{l_2}{L_1 f}; \quad \frac{1}{R_2} = \frac{1}{r_2} + \frac{l_1}{L_1 f}. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

В реальных резонаторах твердотельных ОКГ имеют место отступления от идеальной формы, связанные с неточностью изготовления и юстировки элементов, неоднородностью активного стержня, а также с термической

деформацией последнего при накачке. Влияние подобного рода дефектов рассмотрено в ^{110, 112, 113, 300}. Установлено, что при отступлении от плоскостности зеркал резонатора ТК деформируются, при этом угловое расхождение излучения и спектральные расстояния $\Delta\nu$ возрастают. Зависимость дифракционных потерь от угла расстройки зеркал плоского резонатора приведена на рис. 9.

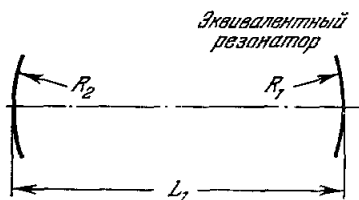
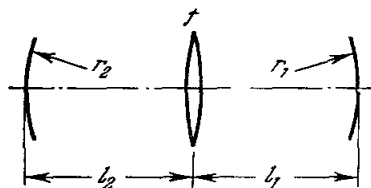


Рис. 8.

Критерий применимости теории плоского резонатора может быть записан в виде ^{108, 113, 114}

$$\frac{\Delta L}{\lambda} < \frac{1}{N}, \quad (42)$$

где ΔL — максимальная разность оптического хода в резонаторе, N — число зон Френеля. Поскольку в твердотельных ОКГ $N \simeq 10 \div 100$, то теория применима при отступлениях от плоскостности $\Delta L < (0,1 \div 0,01) \lambda$.

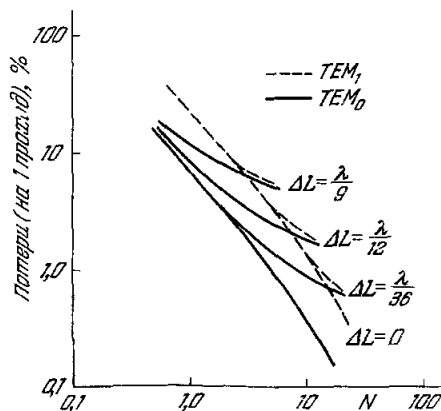
Область применимости теории сферического резонатора определяется из условия, чтобы размер пятна на зеркале был меньше размера зеркала, которое можно записать в виде

$$\frac{\Delta L}{\lambda} > \frac{1}{2\pi^2 N}.$$

Это условие, как правило, всегда выполняется, и в случае осесимметричной деформации резонатора для грубой оценки параметров ТК (например, углового расхождения) можно пользоваться теорией сферического резонатора ¹⁰⁸. В частности, отсюда следует, что при выполнении условия (42) относительное уширение углового расхождения низшего ТК плоского резонатора не превосходит ~ 2 .

Существенное влияние на характеристики ТК резонатора может оказать неравномерное распределение накачки по сечению активного стержня. В работах ^{115, 116} показано, что при неравномерной инверсии происходит «распыливание» энергии излучения из области большой инверсии в область малой инверсии, что обуславливает деформацию ТК. В работах ^{117, 15} рассмотрено влияние насыщения инверсии при многомодовой генерации на возбуждаемые ТК.

Помимо рассмотренных ТК, близких к аксиальным, за счет полного внутреннего отражения от боковых стенок активного стержня возможно возбуждение ТК, направление распространения которых составляет большой угол с осью резонатора и которые приводят к рассеянию энергии возбуждения (паразитные ТК) ^{118, 119}. Теоретически вопрос о ТК диэлектрического резонатора рассмотрен в ¹²⁰. Эффективным методом подавления

Рис. 9. Зависимость дифракционных потерь в ленточном резонаторе с шириной зеркала D от угла разстройки

зеркал $\Delta\varphi = \frac{\Delta L}{D}$.

паразитных ТК является грубая обработка боковой поверхности стержня или иммерсионная оболочка ^{3, 121, 122}.

Помимо дифракционных потерь, зависящих от формы резонатора, в резонаторах твердотельных ОКГ имеются потери из-за неактивного поглощения и светорассеяния в среде. Данные о величине поглощения и рассеяния в некоторых средах приведены в табл. VII. Обычно потери в резонаторе определяются путем измерения зависимости пороговой интенсивности $P_{п}$ и интенсивности генерации $P_{г}$ от пропускания зеркал резонатора (см. выражения (7) — (17) ^{11, 28, 105}). Типичные зависимости $P_{п}$ и $P_{г}$

от пропускания зеркала приведены на рис. 10 ¹¹. Как видно, в соответствии с выводами элементарной теории имеется оптимальное пропускание зеркала, при котором мощность генерации достигает максимума.

Величины измеренных потерь $\sigma_{п}$ и $\sigma_{г}$ для ряда активных сред приведены в табл. X (индексы п и г соответствуют потерям, измеренным по порогу и мощности генерации). Для кристаллических сред обычно величина $\sigma_{г}/2l$ близка к величине коэффициента рассеяния под малыми углами. В ОКГ на основе совершенного неодимового стекла величина $\sigma_{г}$ близка к величине средних дифракционных потерь, возбуждаемых ТК (см. выражение (38)) ¹⁰⁵. В работах ^{28, 105} показано, что $\sigma_{п} > \sigma_{г}$; для случая неодимового стекла это обусловлено, по-видимому, неравномерностью распределения накачки по сечению стержня и возбуждением генерации на пороге лишь в небольшой части сечения стержня. При большом превышении порога насыщение инверсии приводит к выравниванию инверсии

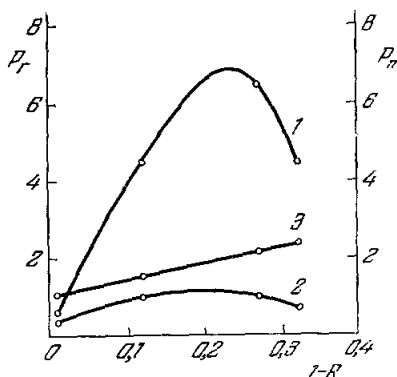


Рис. 10. Зависимость интенсивности генерации $P_{г}$ и пороговой интенсивности накачки $P_{п}$ от коэффициента отражения зеркал ($\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$, $T = 78^\circ \text{K}$).

Кривые 1 и 2 — $P_{г}$ (1 — превышение порога $n = 10$, 2 — $n = 6,7$), 3 — $P_{п}$

Таблица X

| Активная среда | Длина резонатора, см | Длина стержня, г. см | Диаметр стержня, см | $\frac{\sigma_{п}}{2l}$, см ⁻¹ | $\frac{\sigma_{г}}{2l}$, см ⁻¹ | Литература |
|----------------------------------|----------------------|----------------------|---------------------|--|--|------------|
| $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ | 3 | 3 | 0,8 | 0,1 | 0,02—0,03 | 11, 28 |
| Неодимовое стекло | 28 | 8 | 0,5 | 0,025 | 0,0055 | 105 |
| $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ | 5 | 5 | | 0,026 | | 123 |
| Рубин | 32 | 6 | 0,7 | 0,02 | 0,030 | 124 |

по сечению, и добротность резонатора возрастает. Одной из возможных причин уменьшения потерь при многомодовой генерации может быть также наличие сильной связи между ТК (см. разд. II).

При оптической накачке активного стержня из-за безызлучательных переходов в среде происходит нагрев стержня, при этом резонатор деформируется ^{125–132}. При равномерном нагреве происходит удлинение стержня; вследствие этого, а также из-за температурного сдвига линии люминесценции спектр генерации смещается. Более существенное влияние оказывает неравномерный нагрев стержня. При этом искажается форма резонатора, что приводит к изменению всех характеристик излучения

ОКГ, включая угловые. Практически нагрев всегда неравномерен из-за неравномерного распределения накачки по сечению стержня и конечной теплопроводности материала. Последнее обстоятельство особенно существенно для ОКГ непрерывного или периодического действия¹²⁹. При накачке одиночным коротким импульсом распределение температуры

в стержне совпадает с распределением тепловыделения. Основными причинами, обуславливающими деформацию стержня, является зависимость показателя преломления среды от температуры и вызванное термическими напряжениями двойное лучепреломление (в образце*). Если пренебречь фотоупругим эффектом, то наличие в стержне перепада температуры ΔT приводит к появлению в нем разности оптического хода ΔL , равной

$$\Delta L = l \frac{d\kappa}{dt} \Delta T.$$

Примеры интерферограмм, характеризующих термическую деформацию резонатора, приведены на рис. 11.

Для устранения термической деформации необходимо обеспечить равномерную накачку

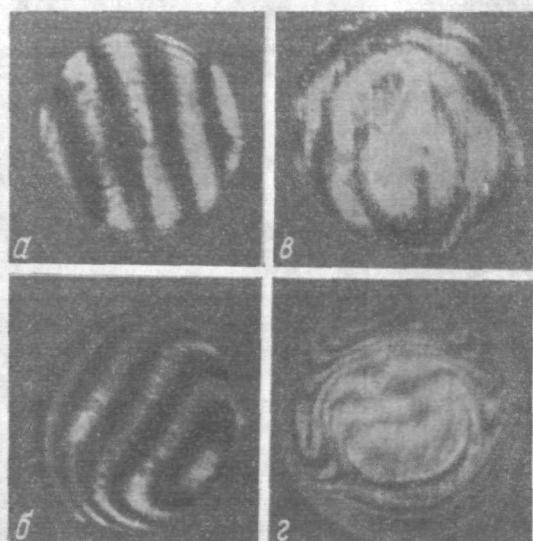


Рис. 11. Интерферограммы образцов неодимового стекла (а, б) и рубина (в, г) до накачки (а, в) и после накачки (б, г).

качку активного стержня, что практически трудно осуществимо. Более перспективна разработка систем накачки, обеспечивающих осесимметричное распределение накачки, что приводит к сферической деформации резонатора. При этом может иметь место возрастание добротности резонатора (см., например,¹⁰⁵), а также возможна оптическая компенсация деформации^{105, 127, 130, 180}.

3. Системы оптической накачки

Система оптической накачки твердотельного ОКГ, состоящая из источника накачки и устройства для фокусировки излучения накачки на активном стержне — осветителя, — влияет не только на энергетику ОКГ, но и, поскольку она формирует поле излучения накачки в стержне, на угловые характеристики излучения.

а) Источники накачки. Основными требованиями к источнику накачки являются большой энергетический выход излучения в полосах поглощения активной среды и высокая интенсивность, позволяющая обеспечить в активном стержне плотность излучения, заметно превышающую пороговую.

Наиболее широкое применение в настоящее время находят плазменные источники излучения — трубчатые импульсные ксеноновые и дуговые ксеноновые и ртутные лампы. Названные выше требования применительно

* При $l \gg D$ искривление торцевых поверхностей образца весьма мало и может не учитываться¹²⁹.

к плазменным источникам являются в значительной мере противоречивыми. Для обеспечения большого выхода излучения желательно, чтобы источник обладал селективным спектром излучения, соответствующим полосам накачки. В то же время для получения большой яркости температура и плотность электронов в плазме источника должны быть высокими, при этом спектр излучения плазмы становится сплошным ¹³³. На рис. 12, 13 и в табл. XI, XII приведены некоторые характеристики ксеноновых

Таблица XI

| Спектральные интервалы, ммк | Энергетический выход, % | | |
|-----------------------------|---|--|---|
| | Ксеноновая ¹³⁴ импульсная лампа | Ксеноновые дуговые лампы ¹³⁶ | |
| | ИФП-400, $W_{эфф} = 150 \text{ Дж},$ $U = 1000 \text{ в}$ | $D = 3 \text{ мм}^*)$, $p = 5 \text{ ат},$ $P = 2,46 \text{ кат}$ | $D = 5 \text{ мм},$ $p = 5 \text{ ат},$ $P = 3,1 \text{ кат}$ |
| 400—500 | 7,5 | 4,5 | 4,0 |
| 500—600 | 6,8 | 4,3 | 3,8 |
| 600—700 | 5,2 | 3,5 | 3,6 |
| 700—800 | 3,3 | 3,4 | 3,8 |
| 800—900 | 2 | 9,3 | 11,6 |
| 900—1000 | — | 7,6 | 9,7 |
| 400—900 | 24,8 | 25 | 26,8 |
| 400—1000 | | 32,6 | 36,5 |

*) D —диаметр тела свечения.

Таблица XII

Энергетический выход импульсных ксеноновых ламп в полосах накачки рубина и неодимового стекла

| Активная среда | Полоса поглощения, <i>ммк</i> | Энергетический выход, % | | |
|-------------------|-------------------------------|---|---|------|
| | | ИФП-400, <i>W</i> _{эфф} = 150 <i>дж</i> , <i>U</i> = 1000 <i>в</i> | ИФП-15000, <i>W</i> _{эфф} = 12 <i>кдж</i> , <i>U</i> = 3000 <i>в</i> | |
| Рубин | 390—440 | 3,4 | } ~ 10 | ~ 17 |
| | 520—590 | 6,7 | | |
| Неодимовое стекло | 500—550 | 4,8 | } ~ 11 | |
| | 570—600 | 2,8 | | |
| | 730—760 | 1,3 | | |
| | 790—825 | 1,2 | | |
| | 865—890 | 0,8 | | |

импульсных и дуговых ламп ^{134–136}. Из приведенных данных видно, что спектр излучения импульсных ламп сплошной, дуговых — в значительной мере линейчатый. Яркостная температура в первом случае составляет $(1 \div 1,8) \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, во втором — $(4 \div 7) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$. Энергетический выход излучения импульсных ламп слабо зависит от режима разряда и параметров ламп, возрастая при увеличении размеров тела свечения ламп ^{134, 135, 137}. При обычно используемых режимах работы импульсных ламп накачки плазма разряда практически непрозрачна в области спектра 530—900 ммк в течение длительности импульса (определяемой по уровню 0,3 от максимального) ^{137, 50}. Увеличение яркости разряда в трубчатых ксеноновых

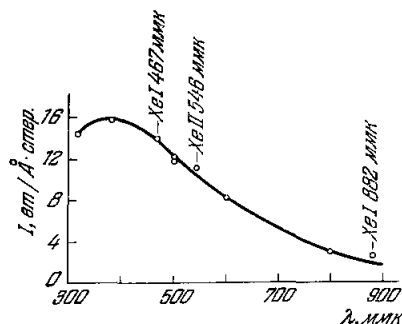
лампах ограничено механической прочностью кварцевой колбы. В импульсных лампах предельная электрическая энергия на вспышку, при которой наступает разрушение лампы, может быть оценена из соотношения¹³⁴

$$W_{\text{пр}} \simeq K \sqrt{t_{\text{и}}},$$

где $t_{\text{и}}$ — длительность вспышки, K — постоянная, зависящая от конструкции и размеров лампы. Увеличение интенсивности излучения импульсных ламп за счет сокращения длительности вспышки может быть достигнуто при использовании так называемого режима двойного импульса, при котором на сравнительно длительный импульс разряда через лампу (> 100 мксек) накладывается короткий мощный импульс ($10 \div 50$ мксек)¹³⁸⁻¹⁴⁰. Этот режим включения ламп обеспечивает значительно более высокую $W_{\text{пр}}$ за счет предварительного формирования плазмы длительным импульсом. Следует учесть, что при работе в таком режиме возрастает доля ультрафиолетового излучения ламп.

Рис. 12. Спектральное распределение интенсивности излучения импульсной лампы в момент максимума излучения

($d = 3$ мм; $l = 40$ мм; $C = 300$ мкф; $U = 1$ кВ; $L = 0$).



Ведутся работы по использованию для накачки безэлектродных аргоновых импульсных ламп^{141, 142}. Эти лампы обеспечивают получение интенсивных

вспышек длительностью 1—10 мксек при частоте их повторения до 100 гц.

Для оптической накачки ОКГ непрерывного действия, помимо ксеноновых и ртутных трубчатых дуговых ламп, используются иодные лампы

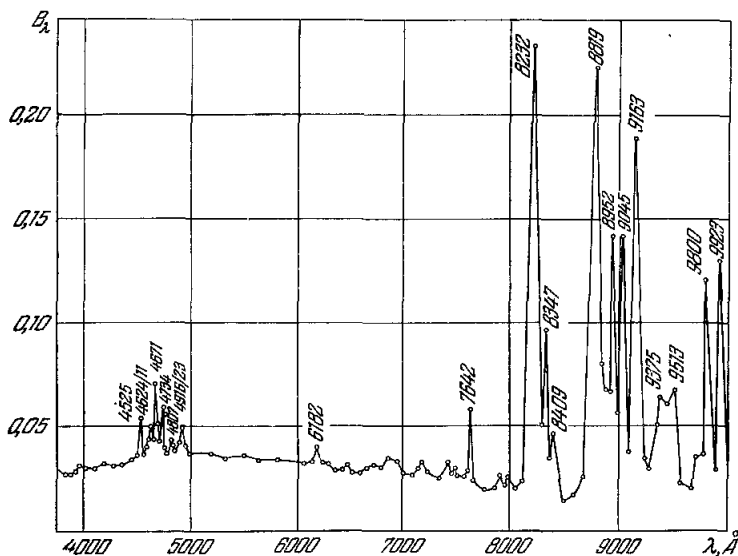


Рис. 13. Спектральное распределение яркости ($\text{em}/\text{cm}^2 \text{Å} \cdot \text{ster}$) излучения на оси канала разряда ксеноновой дуговой лампы ($d = 3$ мм, $p = 8$ ат, $P_{\text{э}} = 4,45$ кВт).

накалывания (ОКГ на основе $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$, $\text{YAlG} : \text{Nd}^{3+}$ ^{144, 145}, а также энергия солнечного излучения (ОКГ на основе $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ^{146, 147}.

$\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+ 147}$, $\text{YAlG} : \text{Nd}^{3+ 148}$, неодимового стекла ¹⁴⁹). С помощью ртутных дуговых ламп получена непрерывная генерация рубина ^{150, 151}. Энергетически выход излучения этих источников приведен в табл. XIII.

Таблица XIII

| Спектральные интервалы, мкм | Энергетический выход, % | | | Плотность мощности излучения Солнца, $\text{вт}/\text{см}^2$ |
|-----------------------------|---------------------------------------|------------------------|--|--|
| | Иодная лампа $D = 5 \text{ мм}^{145}$ | | Ртутная дуга $D = 2 \text{ мм},$ $p = 75 \text{ ат},$ $P = 1 \text{ кет}$ | |
| | $P = 0,6 \text{ кет}$ | $P = 2,88 \text{ кет}$ | | |
| 400—500 | 0,11 | 1,9 | — | $2,01 \cdot 10^{-2}$ |
| 400—450 | — | — | 8 | — |
| 500—600 | 0,7 | 3,7 | 10 | $2,02 \cdot 10^{-2}$ |
| 600—700 | 1,66 | 5,2 | 10,4 | $1,6 \cdot 10^{-2}$ |
| 700—800 | 2,67 | 5,4 | — | $1,32 \cdot 10^{-2}$ |
| 800—900 | 3,5 | 5,4 | — | $1,06 \cdot 10^{-2}$ |
| 900—1000 | 4,25 | 5,4 | — | $0,83 \cdot 10^{-2}$ |
| 400—1000 | 12,9 | 27,0 | — | — |
| 700—1400 | — | — | 7,6 | — |

Большинство упомянутых источников накачки обладает сплошным спектром излучения, вследствие чего эффективность их сравнительно низка. В этом отношении представляют интерес источники накачки, не получившие еще достаточного технического развития, но обеспечивающие весьма монохроматическое излучение, — полупроводниковые и катодолюминесцентные излучатели. Диоды из GaAs, длина волны излучения которых лежит около $0,84 \text{ мкм}$, использовались для возбуждения генерации в кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+ 152}$ и $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+ 153}$. Обладая большим к. п. д. (до 50% при $T = 20^\circ \text{K}$), диоды из GaAs не обеспечивают пока что большой мощности излучения, что затрудняет использование их в качестве источника накачки.

В работе ¹⁵⁴ описан ОКГ на основе $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ с накачкой излучением катодолуминофора. Предельный теоретически возможный энергетический выход свечения катодолуминофоров составляет 25—30% ^{155, 156}, практически достигнуто значение, равное 20% ($\text{ZnS} \cdot \text{CdS} - \text{Ag}$; $\lambda_{\text{изл}} \approx 580 \text{ мкм}$) ¹⁵⁵. Максимальная величина мощности излучения с единицы поверхности люминофора ограничивается его термическим разрушением и эффектами насыщения и не превосходит $10 \div 30 \text{ вт}/\text{см}^2$ ^{154, 155}, что, как и в случае диодов GaAs, ограничивает возможности использования катодолуминофоров для оптической накачки.

В качестве источника интенсивного излучения небольшой длительности для накачки может быть использован пинч-эффект, однако энергетический выход такого источника меньше, чем у ксеноновых ламп ¹⁵⁷.

б) О с в е т и т е л и. К настоящему времени разработано большое число различных конфигураций осветителей, основные из которых изображены на рис. 14. За исключением случая, изображенного на рис. 14, и во всех осветителях используются наиболее распространенные прямые цилиндрические лампы. Основными характеристиками осветителя являются его эффективность ω , равная отношению лучистого потока, падающего на поверхность активного стержня, к полному излученному лампой потоку, и коэффициент равномерности γ , равный отношению средней по сечению стержня плотности накачки к максимальной ⁵⁰. Величина ω , существенно влияющая на энергетические параметры ОКГ, определяется конфигурацией и коэффициентом отражения поверхностей осветителя,

прозрачностью лампы и стержня и соотношением их размеров. Коэффициент γ определяется как геометрией осветителя, так и оптической плотностью стержня. Нужно отметить, что величина γ является не менее важным параметром, чем ω : помимо влияния на энергетику ОКГ (см. выражения (7') и (9')), она существенно влияет на характер термической деформации резонатора и, соответственно, на угловые и спектральные характеристики излучения ОКГ. Величины пороговой энергии накачки и интенсивности генерации при малых превышениях порога сильно зависят от коэффициента γ : при значительной неравномерности накачки

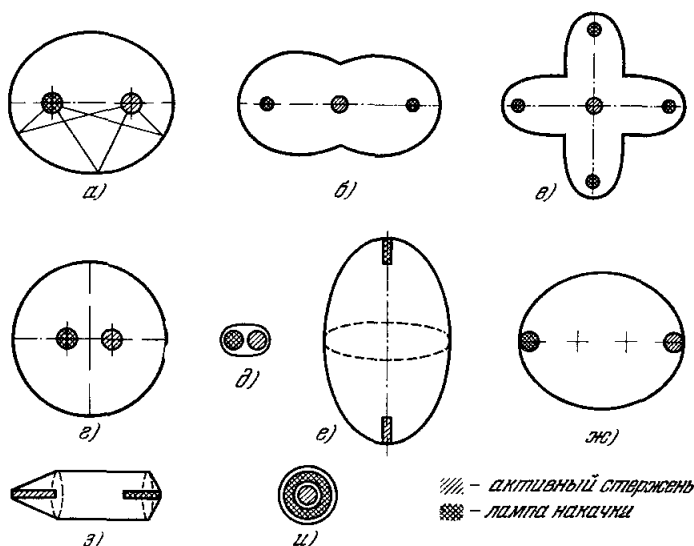


Рис. 14. Осветители.

а) эллиптический цилиндр ¹⁵⁸; б), в) многоэллипсовые цилиндры ¹⁵⁸, ¹⁵⁹; г) круговой цилиндр ¹⁶¹; д) осветитель с плотной упаковкой ¹⁶⁰, ¹⁶²; е) эллипсоид вращения ¹⁶⁴, ¹⁶¹; ж) эллиптический цилиндр с внефокальным расположением стержня и лампы ¹⁶⁴; з) цилиндр с конусами ¹⁶⁵; и) коаксиальная система ¹⁶⁶.

($\gamma \ll 1$) даже в малоэффективном осветителе могут быть обеспечены сравнительно низкие пороги ⁵⁰. При больших превышениях порога интенсивность генерации определяется главным образом эффективностью осветителя ω . Широкое распространение получили осветители в виде эллиптических и круговых цилиндров и осветители с плотной упаковкой (рис. 14, а, г, д), как наиболее простые и достаточно эффективные. Недостатком осветителя с плотной упаковкой является большая неравномерность распределения накачки. Представляют интерес, особенно с точки зрения равномерности накачки, осветители в виде эллипсоида вращения и цилиндра с конусами (рис. 14, е, з). Однако из-за некоторых эксплуатационных неудобств эти осветители не нашли широкого применения. Система накачки с коаксиальной лампой и концентрическим расположением активного стержня (рис. 14, и) обеспечивает осесимметричное распределение накачки; недостатком ее является трудность обеспечения высокой плотности излучения накачки в стержне, особенно при малых размерах последнего. Следует заметить, что в работе ¹⁶⁶ с помощью такой системы накачки (при больших размерах стержня) получен к. п. д. ОКГ на неодимовом стекле, равный 5,1% (подробнее см. разд. IV.4). На поверхности осветителей наносятся серебряные или алюминиевые покрытия с селективным отражением ¹⁵⁷.

Эффективность осветителей в виде эллиптических или круговых цилиндров при оптимальных параметрах может достигать $0,7 \div 75^{50}$.

Таблица XIV

| Тип осветителя | Большая ось, мм | Диаметр, мм | Расстояние между осями лампы и стержня, мм | Размеры лампы и стержня | | ω в эксперименте | ω расчетный |
|-----------------------|-----------------|-------------|--|-------------------------|-----------|-------------------------|--------------------|
| | | | | диаметр, мм | длина, мм | | |
| Эллиптический цилиндр | 100 | 100 | 40 | 5 | 45 | 0,36 | 0,38 |
| | | | 40 | 8 | 80 | | 0,49 |
| | | | 9 | 8 | 80 | 0,58 | 0,61 |
| | | | 9 | 8 | 80 | | 0,64 |
| Круговой цилиндр | | | 9 | 8 | 80 | 0,75 | 0,67 |
| | | | 9 | 8 | 80 | 0,67 | 0,62 |
| | | | 9 | 8 | 80 | — | 0,6 |
| | | | 9 | 8 | 80 | 0,66 | — |
| | | | 9 | 8 | 80 | 0,64 | 0,56 |

Для получения больших плотностей накачки используются многоламповые осветители с эллиптическими отражателями (рис. 14, б, в). В таких осветителях диаметр ламп обычно в 1,5—2 раза меньше диаметра стержня. При равных диаметрах ламп и стержня возрастание плотности накачки (по сравнению с одноламповыми) не превосходит $1,3 \div 1,7$ раза, эффективность же осветителя уменьшается¹⁵⁹.

Расчет осветителей — эллиптических (включая многоламповые) и круговых цилиндров — описан в^{159, 160, 50}. В табл. XIV приведены результаты сравнения расчетных значений ω с полученными экспериментально для ряда осветителей при равных размерах лампы и стержня⁵⁰. Осветительные системы с использованием спиральных ламп обладают меньшей эффективностью, чем рассмотренные выше, однако они иногда применяются при накачке стержней большого сечения¹²². Распределение плотности накачки по сечению стержня экспериментально исследовалось в работах^{50, 168} (неодимовое стекло) и¹⁶⁹ (рубин), расчет распределения выполнен в работах¹⁶⁹⁻¹⁷¹. На рис. 15 приведено распределение накачки по сечению стержня, рассчитанное без учета просветления материала¹⁷⁰ (учет просветления выполнен в работе¹⁷¹). Экспериментально измеренная величина коэффициента равномерности для осветителей в виде эллиптических или круговых цилиндров составляет $0,7 \div 0,75$ ⁵⁰.

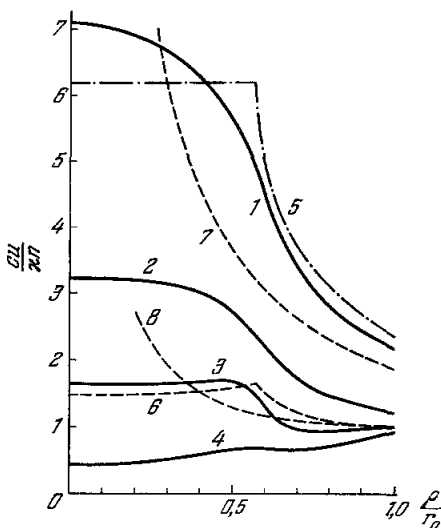


Рис. 15. Распределение плотности накачки (u) по сечению полированного рубинового стержня:

k — коэффициент поглощения излучения накачки, см^{-1} ; r_0 — радиус стержня; ρ — текущий радиус.
 1, 5, 7 — $kr_0 = 0$, 2 — $kr_0 = 0,625$,
 3, 6, 8 — $kr_0 = 1,25$, 4 — $kr_0 = 2,5$.
 1, 2, 3, 4 — излучение падает изотропно на поверхность стержня; 5, 7 — излучение изотропно в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра; 6, 8 — излучение падает перпендикулярно поверхности цилиндра.

В заключение отметим, что для увеличения плотности излучения накачки в стержнях нередко последние окружают иммерсионной оболочкой (см., например, ¹⁵⁸). При достаточно толстой оболочке выигрыш достигает величины, равной κ .

4. Оптические затворы

Основными требованиями к затвору моноимпульсного ОКГ являются быстрота включения и малые потери в открытом состоянии. Известно,

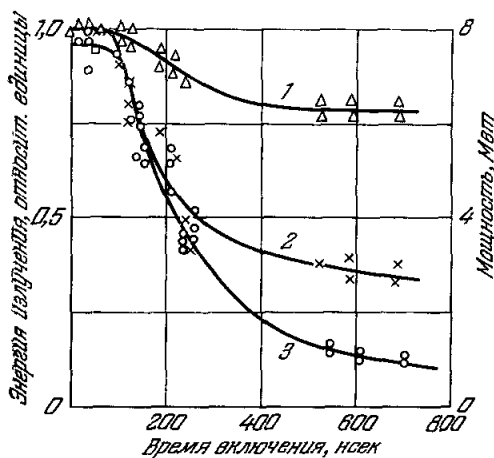


Рис. 16. Зависимость полной энергии излучения ОКГ (1), энергии первого импульса (2) и мощности первого импульса (3) от скорости включения затвора.

что при мгновенном включении затвора между моментом его включения и появлением импульса генерации имеется временная задержка $t_3 \sim \frac{\Delta t}{k_0 l}$, где Δt — время пролета

кванта в резонаторе, $k_0 l$ — начальное усиление в стержне ^{10, 35, 36}. Практически величина $t_3 \approx 20 \div 80$ нсек. Очевидно, что время t_ϕ , необходимое для полного открытия затвора, должно быть меньше t_3 , поэтому можно считать, что затвор обеспечивает практически мгновенное включение, если $t_\phi \leq 20$ нсек. Медленное включение затвора ($t_\phi > 20$ нсек) обычно приводит к возбуждению нескольких следующих друг за другом импульсов генерации, т. е. к нарушению моноимпульсного режима (см., например, ¹⁷²).

На рис. 16 показано влияние величины t_ϕ на энергетические характеристики рубинового ОКГ с ячейкой Керра ¹⁷³. Нарушение моноимпульсного режима происходит при $t_\phi > 100$ нсек и сопровождается уменьшением энергии и мощности первого импульса (кривые 2 и 3).

Рассмотрим кратко наиболее широко применяемые типы затворов.

Существующие типы затворов можно разделить на три класса: оптико-механические, электрооптические и пассивные просветляющиеся.

Вращающаяся призма полного внутреннего стержня, служащая зеркалом резонатора, является простейшим затвором, пригодным для работы со всеми основными активными средами (рис. 17, а). Скорость вращения призмы, необходимая для обеспечения моноимпульсного режима, зависит от длины резонатора и начального усиления в среде. Для рубинового ОКГ ($L \approx 50$ см) обычно требуется скорость вращения не менее $5 \cdot 10^4$ об/мин ¹⁷², для ОКГ на неодимовом стекле — не менее $2 \cdot 10^4$ об/мин ¹⁷⁴.

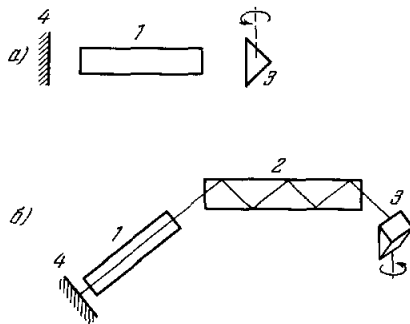


Рис. 17. а) Схема ОКГ с вращающейся призмой. б) Схема ОКГ с затвором по Дейли — Симсу.

1 — активный стержень, 2 — плоскопараллельная пластина, 3 — вращающаяся призма, 4 — полупрозрачное зеркало.

Существенное уменьшение времени включения обеспечивается при использовании совместно с вращающейся призмой плоскопараллельной пластины полного внутреннего отражения (рис. 17, б) ¹⁷⁵. Так, например, при скорости вращения призмы $3 \cdot 10^4$ об/мин $t_{\text{ф}} \approx 1000$ нсек (для ОКГ на рубине), а в случае использования пластинки с 12 отражениями ~ 70 нсек. Преимуществом такого затвора является и то, что в нем время открытого состояния существенно больше времени включения.

Затворы, основанные на эффектах Керра и Покейса, относятся к наиболее безынерционным затворам, обеспечивающим время включения $t_{\text{ф}} \leq 20$ нсек. В ячейке Керра используются жидкости, обладающие двойным лучепреломлением и большой постоянной Керра, например нитробензол ¹⁷⁹, в ячейке Покейса — двулучепреломляющие кристаллы сегнетоэлектриков, например KN_2PO_4 (KDP), KD_2PO_4 и др. ^{176, 177}. Применяемые в рубиновых ОКГ схемы затворов с ячейками Керра или Покейса приведены на рис. 18 ^{27, 35}. В схеме рис. 18, б на пластины затвора постоянно подано запирающее напряжение, обеспечивающее разность хода $\frac{\lambda}{4}$, благодаря чему затвор закрыт. При импульсном снятии напряжения затвор открывается. В схеме рис. 18, а для открывания затвора на его пластины импульсно подается напряжение, обеспечивающее разность хода $\frac{\lambda}{2}$. Поляризатор в этих схемах служит для более надежного запираения затвора, что позволяет создать в стержне большую инверсию. На рис. 18, б приведена схема МИ генератора с двумя кристаллами и затвором между ними ¹⁷⁸.

В работе ³⁵ для увеличения мощности МИ генератора предложена схема, обеспечивающая быстрое изменение коэффициента пропускания одного из зеркал резонатора от ~ 0 до $\sim 100\%$ в момент достижения максимума плотности излучения в резонаторе. При этом длительность импульса генерации приближается к $2\Delta t$. Модификации такой схемы реализованы в ОКГ на рубине ²⁸¹, а также на стекле с Nd^{3+} и $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ ²⁸². Ячейки Керра и Покейса могут быть использованы в МИ генераторах на неодимовом стекле ¹⁷⁴, при этом необходим дополнительный поляризатор для поляризации излучения стекла.

В таблице XV приведены величины напряжений для ряда веществ, необходимые для создания разности хода $\frac{\lambda}{2}$ на длинах волн, равных 0,695 и 1,06 мк.

В последнее время большое внимание уделяется пассивным затворам, основанным на эффекте просветления некоторых жидкостей и стекол под воздействием излучения ОКГ. В рубиновых ОКГ для этих целей используются растворы криптоцианина ^{180, 181}, фталоцианинов металлов, ¹⁸¹⁻¹⁸³ стекла, содержащие селениды и сульфиды кадмия ^{167, 184, 185}. В неодимовых ОКГ применяют растворы полиметиновых красителей ¹⁸⁶⁻¹⁸⁸. Просветление крипто-и фталоцианинов происходит за счет обеднения основного состояния при поглощении излучения ОКГ.

Энергетика процессов в ОКГ с затвором такого типа рассмотрена в работах ^{189, 181, 190}; при этом предполагается однородное уширение линии поглощения в материале затвора, что подтверждается результа-

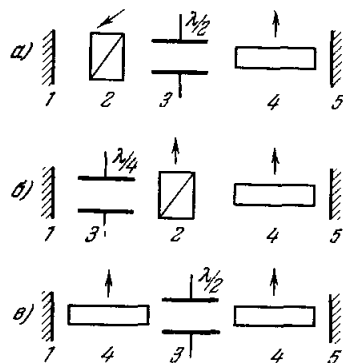


Рис. 18. Схемы ОКГ с электрооптическими затворами.

1, 5 — 100%-ные и полупрозрачные зеркала соответственно, 2 — поляризатор, 3 — ячейка затвора, 4 — активный стержень. Взаимное положение плоскостей поляризации показано стрелками.

Таблица XV

| Вещество | Напряжение, необходимое для создания разности хода, равной $\lambda/2$, кВ ^{176, 179} | | Тип ячейки |
|--|--|--|------------|
| | $\lambda = 0,695 \text{ мк}$ | $\lambda = 1,06 \text{ мк}$ | |
| $\text{KH}_2\text{PO}_4(\text{KDP})$ KD_2PO_4 \downarrow $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4(\text{ADP})$ KH_2AsO_4 RbH_2PO_4 Нитробензол | ~ 10 $\sim 4,3$ ~ 12 $7,9$ $9,3$ | $15,5$ $6,6$ ~ 20 12 $14,2$ | Покельса |
| | $U = \frac{0,3d}{(2lB_\lambda)^{1,2}} \text{ кВ}$ d — линейная апертура, l — длина пластин затвора, $B_{\lambda=0,695} \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ CGSE}$, $B_{\lambda=1,06} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ CGSE}$. Для $d=1 \text{ см}$, $l=8 \text{ см}$: | | Керра |
| | ~ 15 | ~ 20 | |

тами работ^{192, 193}. Энергия генерации ОКГ на трехуровневой активной среде с пассивным затвором может быть найдена из соотношения

$$W = \frac{E \ln 1/R}{4lk_{\Pi}} \left\{ 1 - \frac{k_1}{k_0} - \frac{\Lambda}{\Lambda_3} \left(1 - \frac{k_{\Pi}}{k_0} \right) \left[1 - \left(\frac{k_1}{k_0} \right)^{\frac{\Lambda}{\Lambda_3}} \right] \right\}, \quad (29')$$

где Λ и Λ_3 — поперечные сечения для вынужденного излучения в активной среде и поглощения в просветляющейся среде; остальные обозначения те же, что и в (29). Из сравнения (29') и (29) видно, что для эффективной работы пассивного затвора необходимо, чтобы $\frac{\Lambda_3}{\Lambda} \gg 1$. В используемых средах $\frac{\Lambda_3}{\Lambda} = 10^4 \div 10^5$. Просветление стекол, содержащих селениды и сульфиды Cd, при поглощении излучения ОКГ происходит за счет смещения края полосы поглощения¹⁹³.

Кроме упомянутых выше наиболее употребительных затворов, в литературе описана модуляция добротности ОКГ ультразвуковыми импульсными модуляторами света¹⁹¹, воздействием магнитного^{195, 233} или ультразвукового³⁴ поля на активное тело, введением в резонатор разрушающихся под действием излучения тонких пленок¹⁰⁶.

Пассивные затворы также используются в МИ генераторах для осуществления режима самозахвата ТК (см. раздел IV,4). Другим интересным применением пассивных затворов, основанным на свойстве их просветления только при конечном значении поля световой волны при больших концентрациях активных частиц в затворе²⁸⁴, является использование их в качестве развязывающих элементов, позволяющих существенно сократить длительность импульса генерации в многокаскадных ОКГ¹⁹⁶.

IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

1. Энергетические характеристики

Основными энергетическими характеристиками ОКГ являются пороговая интенсивность накачки, интенсивность излучения генерации и к. п. д. В табл. XVI приведены энергетические параметры некоторых

Таблица XVI

| Активная среда | Размеры активн. тела | | Резонатор | | | Рабочая температура, °K | Источник накачки | Режим работы | Порог, дж | Энергия, мощность излучения | К.п.д., % | Литература |
|---|----------------------|--------------------|-----------|------|--------------------|-------------------------|---|--|-----------|-----------------------------|-----------|------------|
| | D, см | l, см | L, см | R, % | конфигурация | | | | | | | |
| Рубин | 0,8 | 8 | 30 | 50 | Плоский | 300 | Ксенон. лампа | Импульсный, неуправляемый | 150 | 4 дж | 0,7 | 163 |
| Рубин | 0,64 | 7,6 | 30 | 50 | » | 300 | То же | Моноимпульсный, затвор — вращ. призма | 80 | 0,07 дж, 2 Мвт | 0,035 | 273 |
| Рубин | 1,6 | $3 \times 24 + 12$ | 200 | 5 | » | 300 | » » | Моноимпульсный, затвор — яч. Керра и пассивные фильтры | — | 15 дж, 8 Гвт | — | 196 |
| Рубин | 1,55 | 20 + 20 | 100 | 5 | » | 300 | » » | Моноимпульсный, затвор пассивный | | 20 дж, 1 Гвт | 0,095 | 285 |
| Рубин | 1,9 0,2 | 2,5 | 2,5 | 90 | Сферич. | 300 | Ртутная капиллярная лампа | Импульсный, неуправляемый с частотой 100 гц | 3 | 2 вт | 0,22 | 280 |
| Стекло: Nd ³⁺ | 1,8 | 94,4 | 100 | 3 | Плоский | 300 | Коаксиальная ксенон. лампа | Импульсный, неуправляемый | 5000 | 700 дж | 5,1 | 106 |
| Стекло: Nd ³⁺ | 0,8 | 80 | 28 | | Сферич. | 300 | Ксенон. лампа | Импульсный, неуправляемый моноимпульсный, затвор — вращ. призма | 9 | 1,2 дж, 2 дж | 2 0,8 | 100 |
| Стекло: Nd ³⁺ | 4,5 | 3×25 | 100 | 4 | Плоский | 300 | Ксенон. лампа | Моноимпульсный, затвор пассивный | | 120 дж, 6 Гвт | | 286 |
| Стекло: Nd ³⁺ | 1,8 | 30,5 | 500 | | » | 300 | Ксенон. лампа | Моноимпульсный, пассивный затвор (самозахват ТК), затвор Керра (вывод энергии по 35) | | 0,2 дж 25 Мвт | | 287 |
| YAlG: Nd ³⁺ | 0,3 | 3 | 50 | 99,4 | Сферич., r = 25 см | 300 | Иодная лампа | Моноимпульсн. с частотой 100 гц, затвор — вращ. призма | 500 вт | 1,5 вт | 0,015 | 144 |
| YAlG: Nd ³⁺ | 0,3 | 3 | 3 | | Сферич., r = 5 см | 300 | Солнце, диам. зеркала 61 см | Непрерывный | | 1 вт | | 148 |
| YAlG: Nd ³⁺ CaF ₂ : Dy ²⁺ | 0,7 | 7 | | | | 300 77 | Аргоновая дуга Ксенон. дуговые лампы | » Моноимпульсный с частотой 200 гц, затвор — вращ. призма | | 42 вт 0,05 вт | 0,085 | 197 65 |

ОКГ. Максимальный к. п. д. (5%) достигнут в настоящее время в ОКГ на неодимовом стекле. Наибольшие частоты повторения импульсов генерации (100—300 гц) достигнуты в МИ ОКГ при использовании источников накачки непрерывного действия^{65, 144, 151}. В данном разделе мы ограничимся рассмотрением вопросов, связанных главным образом с предельными параметрами твердотельных ОКГ и их ограничениями.

Коэффициент полезного действия. Предельный к. п. д. ОКГ при заданном источнике накачки может быть достигнут при следующих условиях:

- 1) эффективность системы накачки $\omega = 1$;
- 2) потери в резонаторе существенно меньше величины $\ln 1/R$;
- 3) интенсивность накачки значительно больше пороговой, т. е. $n \gg 1$;
- 4) оптическая плотность активного стержня в полосах накачки значительно больше 1.

При выполнении этих условий из (9) или (17) и (9') может быть найдено выражение для предельного к. п. д.:

$$\frac{W_r}{W_{\text{эфф}}} = \sum_i \frac{\nu_r}{\nu_i} \eta_i F_i.$$

В табл. XVII приведены рассчитанные с использованием данных разд. III ориентировочные значения предельных к. п. д. для ряда активных сред. Как видно из табл. XVI и XVII, достигнутые в настоящее время к. п. д.

Таблица XVII

| Активная среда | Источник накачки | Предельный к.п.д., % |
|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|
| Неодимовое стекло | Импульсная ксеноновая лампа ИФП-15000 | ~ 6 |
| Рубин | То же | ~ 2 *) |
| $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ | Ксеноновая дуговая лампа | ~ 1,7 |
| $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ | Иодная лампа накаливания | ~ 1,3 |

*) Учтено поглощение с верхнего рабочего уровня.

ОКГ на неодимовом стекле и рубине близки к предельным. Дальнейшее увеличение к. п. д. этих ОКГ возможно только за счет увеличения световой отдачи источников накачки и использования сенсibilизации люминесценции активных сред. Коэффициент полезного действия ОКГ, работающих в МИ режиме, как правило, значительно ниже к. п. д. ОКГ, работающих в импульсном режиме. Обусловлено это двумя факторами:

- 1) ухудшением добротности резонатора при введении в него затвора;
- 2) влиянием суперлюминесценции и просветления среды (экспериментально значительное уменьшение τ из-за суперлюминесценции наблюдалось для рубина — в ³⁰, для $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ в ²⁹, для $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ — в ²⁸. В рубине имеет значение также возрастание поглощения с уровня ²E при больших инверсиях.

Интенсивность генерации. Рассмотрим основные факторы, ограничивающие возможность достижения больших интенсивностей генерации.

- 1) В МИ режиме предельная интенсивность генерации ограничивается суперлюминесценцией и просветлением среды (см. рис. 3).

2) Термические эффекты. Неизбежный при оптической накачке нагрев активного материала накладывает ограничения на подводимую энергию накачки. Вследствие ухудшения люминесцентных свойств среды (ширина линии, квантовый выход) при ее нагреве возрастает порог и уменьшается выход излучения генерации (см., например, ¹⁹⁸). Ранее уже отмечалось ухудшение добротности резонатора, обусловленное термической деформацией стержня при его неравномерном нагреве. Деформация и связанные с ней термические напряжения ¹²⁹ могут привести к разрушению стержня. В этом отношении представляют интерес материалы, обладающие высокой прочностью, теплопроводностью и малым КТР (рубин, гранат).

3) Разрушение активного стержня под воздействием излучения генерации. Известно, что при значительной плотности излучения генерации происходит разрушение активного материала ^{199–201}. Для неодимового стекла характерно появление трещин внутри стержня ²⁰¹, для рубина — выколы на торцевых поверхностях образца ¹⁹⁹. Механизм разрушения и связанная с ним природа взаимодействия излучения со средой изучены недостаточно. По-видимому, значительную роль в появлении трещин в неодимовом стекле играют микровключения платины, поглощение излучения в которых обуславливает локальный нагрев стекла ^{200, 201}. При исключении платиновых включений предельная нагрузка в неодимовом стекле возрастает с 10^8 вт/см^2 до 10^9 вт/см^2 и более (длительность импульса 100 нсек). В рубине предельная нагрузка составляет $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ вт/см}^2$ ²⁰⁰, причем для кристаллов с 60° -ной ориентацией оптической оси предельная нагрузка на 20–30% выше, чем при 90° -ной ориентации. В работе ¹⁹⁹ высказано предположение о том, что разрушение рубина обусловлено возникновением упругой волны при стимулированном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна. Однако в работе ²⁸³ показано, что причиной разрушения торцов стержня является искровой пробой у поверхности, возникающий под воздействием поля излучения ОКГ.

Определенную роль в разрушении материалов играет, по-видимому, самофокусировка излучения, вызванная нелинейными изменениями показателя преломления под действием сильных световых полей. Эти явления могут сказываться уже при мощностях излучения $\sim 10^6 \div 10^7 \text{ вт}$ ²⁷⁴.

4) Одним из факторов, который может привести к ограничению интенсивности стационарной генерации, является конечное время безызлучательных релаксаций в активной среде. Экспериментальное изучение зависимости интенсивности генерации от мощности накачки показывает, что для всех основных активных сред эта зависимость сохраняет линейный характер вплоть до весьма больших уровней накачки (см., например, ^{67, 11}). Превышения над порогом, при которых мощность генерации насыщается, могут быть найдены с помощью (12). Для неодимового стекла, в соответствии с данными работ ^{26, 191} ($d_{43} \approx 1,6 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$; $d_{21} \approx 10^8 \text{ сек}^{-1}$), насыщение должно наблюдаться при $n \gg 350$. Таким образом, при существующих источниках накачки это ограничение не является существенным.

5) В работе ²⁰² рассмотрены нелинейные эффекты в среде при больших плотностях излучения, которые могут привести к ограничению мощности ОКГ. Оценка, произведенная в работе, показывает, что вследствие многофотонных процессов предельная мощность рубинового ОКГ составляет $\sim 10^{12} \text{ вт/см}^2$.

2. Спектральные характеристики

При рассмотрении спектров излучения ОКГ можно говорить об их грубой структуре — расположении полос излучения — и о тонкой структуре этих полос.

Положение полос излучения (длина волны генерации) тесно связано со спектральными характеристиками активной среды — структурой центров люминесценции, схемой уровней и т. д. При изменении добротности резонатора и температуры активной среды часто наблюдаются скачкообразные изменения длины волны генерации, что связано с конкуренцией между различными переходами, на которых возможна генерация. Так, в ОКГ на основе кристаллов $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ с центрами тетрагональной симметрии при низкой добротности резонатора генерация осуществляется по трехуровневой схеме ($\lambda = 2,22 \text{ мк}$); при высокой добротности генерация происходит по четырехуровневой схеме, причем при $T < 250^\circ \text{K}$ $\lambda = 2,51 \text{ мк}$, при $T > 250^\circ \text{K}$ $\lambda = 2,43 \text{ мк}$ ^{11, 81}. Аналогичные изменения длины волны генерации наблюдаются в кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ¹¹, $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+ 203}$, $\text{CaF}_2 : \text{Nd}^{3+ 204}$; у рубина имеет место расщепление полосы генерации на две компоненты при $T \simeq 78^\circ \text{K}$ ²⁰⁵.

Особенно сложные спектры генерации могут наблюдаться при наличии в среде взаимодействующих между собой центров различной структуры. Примером могут служить спектры ОКГ на кристаллах $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$, содержащих центры различной симметрии⁸¹. Из-за резонансной передачи энергии возбуждения и дезактивации центров одного типа за счет индуцированных переходов, вызванных излучением центров другого типа, наблюдалось скачкообразное изменение λ в течение одного импульса генерации, а также одновременная генерация на двух и даже трех длинах волн. Перечисленные явления легко могут быть интерпретированы в рамках метода кинетических уравнений при учете конкретных особенностей схемы уровней среды (см., например,^{11, 81}).

Тонкая структура полос излучения генерации определяется главным образом свойствами резонатора, а также шириной и характером уширения линии люминесценции. Экспериментально изучение возбуждаемых ТК осуществляется с помощью спектральных приборов с высоким разрешением^{52, 67, 95, 206–209}, методом наблюдения биений на разностных частотах^{111, 210, 211}, а также путем исследования пространственной структуры излучения^{108, 114, 206}.

Обычно наблюдаемая разность частот соседних ТК с различными аксиальными индексами для резонаторов с плоскими зеркалами близка к $\frac{c}{2\lambda L}$; для угловых ТК эта разность составляет $3 \cdot 10^{-4} \div 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что существенно превышает расчетные значения (см. разд. III, 2). Однако учет имеющих место отступлений формы резонатора от идеальной приводит к удовлетворительному соответствию расчетных и опытных данных^{211, 212}.

Наблюдение временных разверток спектра показывает, что при пиковом режиме генерации в каждом пичке присутствует один ТК (малое превышение порога, узкая линия люминесценции) или набор ТК с различными аксиальными индексами, причем от пичка к пичку этот набор изменяется^{95, 208, 208, 210, 213}; при увеличении мощности накачки число ТК в одном пичке, как правило, растет. Аналогичные закономерности наблюдаются и для угловых ТК^{206, 214, 215}. Заметим, что и при квазистационарном (беспичковом) режиме работы ОКГ имеет место непрерывная смена возбуждаемых ТК, причем она может быть как регулярной, так и хаотической^{52, 212}.

Общая спектральная ширина полосы генерации определяется числом возбуждаемых ТК с различными аксиальными индексами. При однородно уширенной линии люминесценции ширина спектра генерации весьма мала. Так, для рубина эта величина составляет обычно при $T = 300^\circ \text{K}$ $0,1 \div 0,5 \text{ Å}$ ^{208, 213}. Усредненное по времени спектральное распределение

излучения имеет обычно колоколообразную форму ⁵². Ширина распределения возрастает при увеличении мощности накачки (при небольших превышениях порога ^{95, 209}) и с увеличением ширины линии люминесценции, что в свою очередь может быть обусловлено как повышением температуры, так и увеличением концентрации активатора (например, ²¹⁶).

Все эти закономерности могут быть интерпретированы в рамках модели Танга — Статца, учитывающей пространственную конкуренцию ТК (разд. II,2). Количественное сопоставление экспериментальных

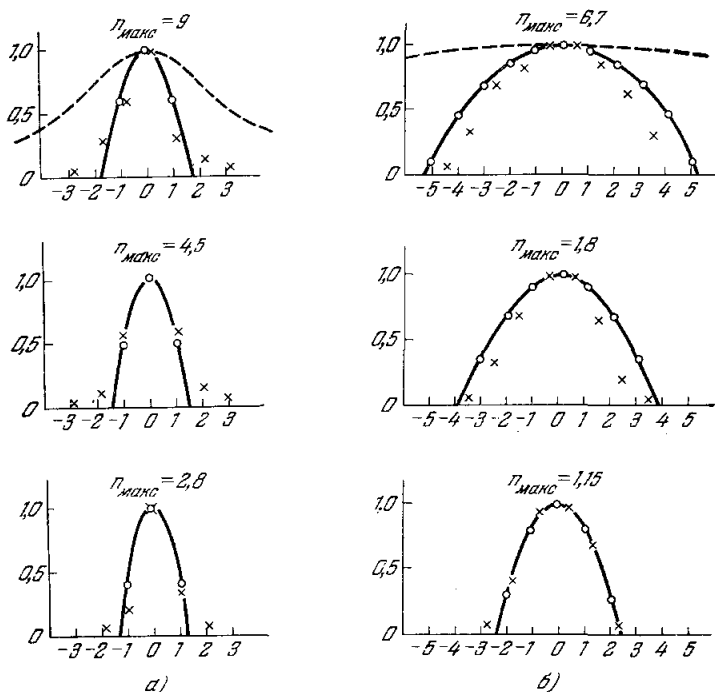


Рис. 19. Распределение интенсивности генерации между спектральными полосами как функция от $\Delta\nu/(c/2\kappa L)$.

Температура образца: а — 15° К, б — 40° К, × — экспериментальные данные (интегральная по времени интенсивность излучения, относящегося к отдельным спектральным полосам, в относительных единицах), ○ — расчетные данные, пунктир — контур линии люминесценции.

и расчетных данных было проведено для случая работающего в квазистационарном режиме ОКГ на $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ⁵²; соответствие этих данных вполне удовлетворительно (рис. 19).

Для устранения неравномерности распределения излучения в отдельных ТК вдоль оси резонатора, приводящей к многомодовости генерации, в работе ⁹³ использован кольцевой ОКГ бегущей волны; в ²¹⁷ — ОКГ с аксиальным перемещением (во время генерации) активного стержня; в ²¹⁸ — ОКГ, в котором соответствующие одному ТК компоненты различной поляризации сдвинуты друг относительно друга вдоль оси резонатора на $\frac{\lambda}{4}$, благодаря чему суммарная интенсивность излучения распределена вдоль оси равномерно. Во всех случаях наблюдалось ожидаемое резкое сужение спектра генерации.

При неоднородно уширенной линии люминесценции ширина спектра генерации может быть весьма большой. В частности, ширина спектра

генерации ОКГ на неодимовом стекле в несколько раз превышает величину, рассчитанную с помощью (36), и достигает $\sim 50 \text{ \AA}$ (например, ^{208, 219}).

Спектральная ширина отдельных ТК $\Delta\nu_m$ весьма мала и определяется длительностью пиков Δt ($\Delta\nu_m \Delta t \approx 1$) ^{207, 210, 220, 95}. Лишь в работе ²²¹ было получено для рубинового ОКГ $\Delta\nu_m \Delta t < 1$, что свидетельствует о наличии когерентности между отдельными пиками.

Наличие отрицательной аномальной дисперсии в активной среде приводит к эффекту «затягивания» ТК ОКГ, т. е. к уменьшению разности частот между ТК с различными аксиальными индексами. Этот эффект наблюдается в ОКГ на основе рубина ²¹⁰, $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ и $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ ⁹⁵. Для лоренцовой формы линии величина затягивания, определяемая отношением разности частот соседних аксиальных ТК $\Delta\nu$ к величине $\Delta\nu_a = \frac{c}{2\kappa L}$, определяется соотношением ⁹⁵

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_a} = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_L + \Delta\nu_p},$$

где $\Delta\nu_p = \frac{c\sigma}{4\pi\kappa L}$ — ширина полосы пропускания резонатора. Таким образом, эффект затягивания тем больше, чем меньше $\Delta\nu_L$ и ниже добротность резонатора. Для гауссовой формы

линии, помимо «сгущения» спектра, нарушается условие эквидистантности аксиальных ТК. В соответствии с изложенным, в рубине эффект затягивания оказался мал, в то время как в $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ($T = 80^\circ \text{ K}$) $\Delta\nu/\Delta\nu_a$ составляло $0,7 \div 0,9$ и нарушалась эквидистантность аксиальных ТК.

Значительное влияние на спектр генерации оказывают термические эффекты. Нагрев образца при оптической накачке приводит к смещению как линии люминесценции, так и резонансных частот ТК вследствие изменения оптической длины стержня. Обусловленный смещением линии люминесценции дрейф полосы генерации рубинового ОКГ наблюдался в работах ^{205, 222}. Сдвиг частоты ТК, обусловленный изменением оптической длины

Рис. 20.
1 — активный образец; 2 — зеркало;
3 — эталон Фабри — Перо; 4 — диспергирующая призма.

резонатора, описан в ²²³; при длительном импульсе генерации плавное смещение частоты ТК, соответствующее изменению длины резонатора, сопровождалось скачкообразными смещениями частоты, обусловленными более быстрым температурным смещением линии люминесценции. Аналогичные термические эффекты наблюдались в ОКГ на основе $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ^{209, 52} и $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ⁹⁵. Величина смещения спектра генерации составляет для рубинового ОКГ $12\text{--}15 \text{ \AA}$ при изменении температуры от 30 до 350° K ²²², для ОКГ на $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ — 2 \AA ($T = 20^\circ \text{ K} \div 80^\circ \text{ K}$).

Для сужения полосы генерации ОКГ используются спектральные селекторы. Основные типы резонаторов со спектральными селекторами приведены на рис. 20. Наиболее часто селектором служит эталон Фабри — Перо, который либо используется в качестве одного из зеркал резонатора (рис. 20, а), либо размещается в резонаторе таким образом, что его ось наклонена под небольшим углом к оси резонатора (рис. 20, б). Поскольку коэффициент отражения эталона при малых углах падения имеет перио-

дическую зависимость от частоты излучения с периодом $\sim \frac{c}{2l}$ (l — оптическая толщина эталона), зависимость добротности резонатора от частоты оказывается промодулированной с этим периодом. В результате при различных параметрах эталона может наблюдаться как сужение полосы генерации (период модуляции сравним с шириной полосы генерации), так и прореживание спектра частот ОКГ*). Для увеличения эффекта селекции используются одновременно несколько эталонов ²²⁶.

В работе ²²⁷ применение двух эталонов-селекторов в ОКГ на $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ позволило уменьшить число аксиальных ТК от 400 до 1; в ОКГ на неодимовом стекле ширина спектра была сужена до 1 \AA без изменения мощности генерации ²¹⁹.

Представляет интерес так называемый дисперсионный резонатор (рис. 20, в), обеспечивающий селекцию и управление длиной волны генерации благодаря дисперсии материала призмы, помещенной в резонатор ²²⁹. С помощью такого резонатора была получена генерация на R_2 -линии рубина ²²⁹**), а также показана возможность управления в весьма широких пределах длиной волны генерации ОКГ на неодимовом стекле ²³².

Нужно отметить, что спектральная селекция обычно связана с некоторым уменьшением мощности генерации, что обусловлено как неизбежным внесением дополнительных потерь в резонатор, так и уменьшением числа возбужденных центров, участвующих в генерации, при прореживании или сужении спектра генерации ²³³.

В заключение кратко изложим основные экспериментальные результаты по спектрам моноимпульсных ОКГ. Спектральные характеристики излучения таких ОКГ зависят от типа применяемого затвора. В ОКГ с оптико-механическими или электрооптическими затворами спектры излучения имеют сложную структуру и подобны усредненным по времени спектрам ОКГ, работающих в импульсном режиме, при этом ширина спектра несколько меньше ^{40, 97}. Применение спектральных селекторов (ввиду большого коэффициента усиления в среде при МИ режиме ими служат пластины или стопы без отражающих покрытий) позволяет существенно сузить спектр генерации: в работе ⁴⁰ при замене отражающего зеркала на пластину спектр рубинового ОКГ сузился от $0,3 - 0,7 \text{ \AA}$ до $0,05 \text{ \AA}$; в ОКГ на неодимовом стекле использование стопы позволило сузить спектр до $0,03 \text{ \AA}$ ⁹⁷. Использование пассивных затворов приводит к существенному сужению спектра генерации. Для рубина в резонаторе без селектора достигнута ширина спектра менее $0,02 \text{ \AA}$ ¹⁸⁰, в резонаторе с селектором — менее 10^{-3} \AA ²³⁴. В ОКГ на неодимовом стекле наблюдалась ширина спектра менее $0,02 \text{ \AA}$ ²³⁵.

Возможное объяснение сужения спектра генерации ОКГ с пассивным затвором заключается в том, что с данным типом затвора импульс генерации в его начальной стадии нарастает сравнительно медленно, примерно с такой же скоростью, как и отдельный пикок излучения в ОКГ без затвора, поэтому число возбуждающихся ТК в обоих случаях примерно одинаково ²³⁴.

*) Прореживание спектра наблюдается и в составных генераторах, состоящих из нескольких стержней с частично отражающими торцевыми поверхностями (см., например, ^{224, 225}).

**) Генерация на R_2 -линии получена также путем использования зеркала резонатора с узкополосным отражающим покрытием ²³⁰ и при использовании различия в повороте плоскости поляризации излучения R_1 - и R_2 -линий в кварцевой пластине ²³¹.

Отметим, что в работах ^{236, 237} сравнительно узкий спектр отдельного пика генерации объясняется возможностью затухания ТК с малой добротностью в течение длительного процесса установления. Хотя подобная точка зрения на первый взгляд представляется правдоподобной (см., например, ²⁷ о влиянии скорости включения затвора на ширину спектра генерации), однако многие детали механизма формирования пика генерации не ясны и этот вопрос подлежит дальнейшему изучению.

3. Угловое расхождение излучения ОКГ

Распределение излучения твердотельных ОКГ в дальней зоне при плоских зеркалах резонатора обычно представляет собой пятно, окруженное концентрическими кольцами (рис. 21). На центральное пятно приходится большая часть суммарной интенсивности излучения (см., например, ¹⁶), поэтому под величиной углового расхождения подразумевают угловой размер этого пятна. Данная величина, как правило, значительно превышает дифракционный предел, равный $\alpha_d \simeq \frac{\lambda}{D}$.

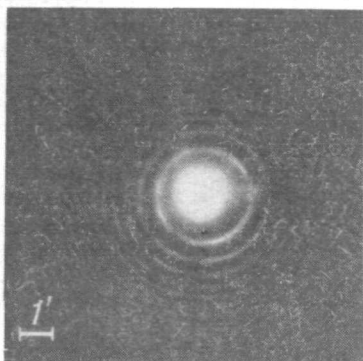


Рис. 21. Угловое расхождение излучения генерации ($\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ¹⁶).

Причиной этого могут являться как возбуждение большого числа угловых ТК, так и большая угловая ширина излучения отдельных ТК.

Вследствие разнородности и недостаточной систематичности большинства экспериментальных данных об угловом расхождении влияние этих факторов весьма трудно разграничить. Угловое расхождение излучения отдельных ТК в несовершенных резонаторах, как показано в разд. III,2, возрастает. Экспериментальные исследования, в соответствии с теорией, показали, что для существенной деформации ТК достаточны весьма малые искажения формы резонатора. Так, для рубинового ОКГ ТК, которые можно было отождествить с ТК плоского резонатора, наблюдались лишь для единичных образцов кристаллов, оптически весьма однородных ($\Delta L \simeq \frac{\lambda}{10}$); для рубинов среднего качества ($\Delta L \gtrsim \frac{\lambda}{4}$) ТК оказываются настолько искаженными, что идентифицировать их не удается ²³⁸. Значительное уширение ТК наблюдается при весьма малой разъюстировке зеркал резонатора ОКГ на неодимовом стекле: угловое расхождение ТК увеличивалось вдвое при клине между зеркалами, равном 40" (диаметр стержня 8 мм, длина резонатора 100 см) ²³⁹. Аналогичным образом влияет на угловое расхождение упругая или термическая деформация стержня (см., например, ^{214, 128}).

При наличии в активном стержне неоднородностей с осесимметричным градиентом показателя преломления величина углового расхождения отдельных ТК достаточно хорошо интерпретируется при использовании выводов теории сферических резонаторов (см. разд. III,2) ^{240, 108}. Следует заметить, что наблюдение отдельных угловых ТК, как правило, возможно лишь при весьма малых превышениях над порогом (об угловой селекции см. ниже) ¹⁰⁸. В представляющем практический интерес случае больших превышений над порогом обычно возбуждается большое число ТК и центральное пятно в дальней зоне лишено упорядоченной структуры ¹⁶.

В работе ²⁴¹ для высококачественных рубинов вблизи порога угол $\alpha \simeq \alpha_d$; при увеличении накачки α возрастало в несколько раз, при этом возникали низкочастотные биения, свидетельствующие о наличии в генерации нескольких угловых ТК.

В случае плоского резонатора из (36) следует, что число возбуждаемых угловых ТК m определяется соотношением неселективных и дифракционных потерь и поэтому должно зависеть от длины L и диаметра резонатора (см. табл. VIII и (39)). В работе ¹⁶ была изучена зависимость углового расхождения α и, соответственно, $m \simeq \frac{\alpha}{\alpha_d}$ излучения ОКГ на основе совершенного неодимового стекла от длины резонатора (рис. 22).

Поскольку потери в этом случае близки к дифракционным¹⁰⁵, возможно сопоставить данные эксперимента с результатами расчета числа возбуждаемых ТК в рамках модели Танга — Статца (соотношения (37) и (32)). Как видно из рис. 22, соответствие расчетных и опытных данных вполне удовлетворительное. При этом было установлено, что мощность генерации практически не меняется при увеличении L вплоть до значений, соответствующих величине $\alpha = (1,5 \div 2) \alpha_d$; при больших L снад мощности

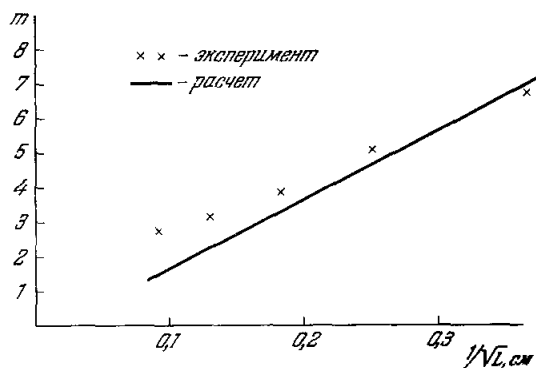


Рис. 22. Число угловых типов колебаний m как функция от длины резонатора (неодимовое стекло ¹⁶).

становится заметным, что также соответствует результатам оценок в рамках модели Танга — Статца ¹⁶. В соответствии с (37) оказалось, что величина α не зависит от превышения порога n при $n \geq 2$. Полученные в ¹⁶ данные позволяют заключить, что модель Танга — Статца удовлетворительно описывает не только усредненные по времени спектральные (см. разд. IV,2), но и угловые характеристики излучения ОКГ в случае совершенных активных образцов и резонаторов. При обычно используемых размерах резонаторов совершенными можно считать стержни и резонаторы, максимальная разность оптического хода в которых $\Delta L < (0,05 \div 0,1) \lambda$ (см. разд. III,2). Угловое расхождение α в ОКГ со стержнями из неоднородного материала, например, рубина, относительно велико. С увеличением длины резонатора α уменьшается, однако при этом мощность генерации начинает существенно падать задолго до приближения α к величине α_d , возрастает также пороговая мощность накачки ²⁴². Поэтому яркость луча ОКГ при увеличении L достигает максимального значения и начинает убывать. Качественная интерпретация в этом случае заключается в том, что в несовершенном резонаторе даже низшие ТК имеют весьма сложную структуру ¹¹³, и увеличение L приводит к резкому возрастанию дифракционных потерь (см. также ²⁴³). Заметим, что анализ и интерпретация многочисленных экспериментальных результатов по угловому расхождению излучения ОКГ на основе такого неоднородного материала, как рубин, зачастую весьма затруднительны, поскольку эти результаты зависят не только от конкретной формы неоднородностей в используемых кристаллах, но и от величины (и индикатрисы) светорассеяния в последних. Роль светорассеяния в формировании углового расхождения излучения ОКГ весьма велика ^{52,16}, однако теорети-

чески влияние светорассеяния в настоящее время еще не исследовано. Экспериментально это влияние изучено в работе¹⁶ на примере ОКГ с кристаллами $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{2+}$, которые, будучи макроскопически столь же однородными, как и неодимовое стекло, обладают значительным светорассеянием ($0,02 \div 0,04 \text{ см}^{-1}$). Зависимость углового расхождения α и мощности генерации P от длины резонатора приведена на рис. 23. Как видно, величина α при малых L весьма велика и изменяется при изменении длины резонатора пропорционально $\frac{1}{\sqrt{L}}$. Уменьшение углового расхождения вплоть до значений $\sim 2\alpha_d$ не сопровождается существенным падением мощности излучения ОКГ. Относительно большая величина

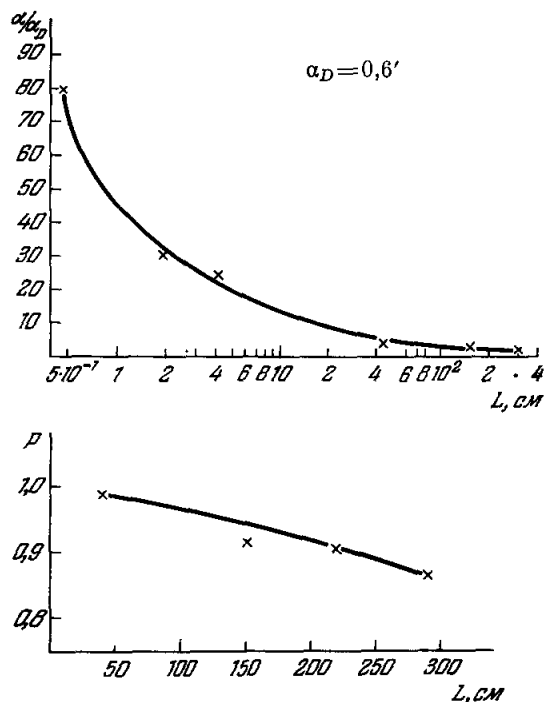


Рис. 23.

углового расхождения излучения при наличии светорассеяния обусловлена, по-видимому, образованием связанных ТК с большим общим угловым расхождением (см. также^{52, 298}). Связь между входящими в такой комплекс отдельными ТК плоского резонатора осуществляется за счет рассеянного излучения и, ввиду его сравнительно малой интенсивности, является весьма слабой, что и обуславливает возможность уменьшения углового расхождения без существенных потерь мощности излучения. С помощью подобных представлений можно качественно объяснить зависимость $\alpha \sim \frac{1}{\sqrt{L}}$, а также образование колец вокруг центрального пят-

на¹⁶. Угловой радиус и ширина этих колец соответствуют радиусу и ширине колец эталона Фабри — Перо, каковым является плоский резонатор, для излучения с частотой, равной частоте излучения в центральном пятне (см., например,^{16, 233, 244}). Эти данные, а также результаты работы²⁴⁵, показывают, что образование колец есть результат интерфе-

ренции и усиления рассеянного света, причем, по-видимому, правильное говорить о сложных, связанных ТК, излучение которых заполняет как центральное пятно, так и кольца ^{245, 16}.

Помимо селекции угловых ТК путем увеличения длины резонатора, используются различные угловые селекторы, увеличивающие потери для угловых ТК. Действие селектора на основе эталона Фабри — Перо основано на том, что пропускание эталона зависит не только от длины волны, но и от направления излучения, поэтому добротность ТК с широкой диаграммой направленности при внесении в резонатор должным образом подобранного и отъюстированного эталона окажется существенно сниженной.

Использование двух эталонов, осуществляющих селекцию во взаимно перпендикулярных направлениях, уменьшило угловое расхождение излучения ОКГ на рубине невысокого качества до $4'$ ²⁴⁶. Принцип действия селектора, изображенного на рис. 24, а, основан на использовании резкой зависимости коэффициента отражения на границе раздела двух сред от угла падения вблизи критического угла полного внутреннего отражения ²⁴⁷. Для обострения зависимости добротности от угла можно использовать многократные отражения (см., например, ¹⁷⁵). Принцип действия селекторов с отражающим шаром (рис. 24, б) ²⁴⁸ и с диафрагмой внутри

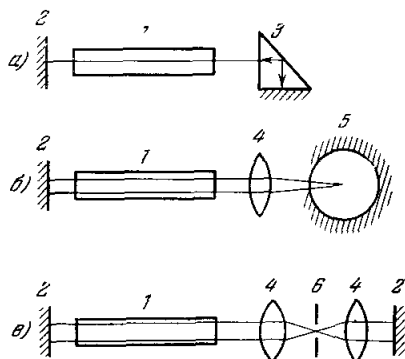


Рис. 24.

1 — активный образец; 2 — зеркало; 3 — призма с полным внутренним отражением; 4 — линза; 5 — отражающий шарик; 6 — диафрагма.

телескопической системы (рис. 24, в) ²⁴⁹ ясен из рисунка. Эти две схемы связаны с нежелательным увеличением концентрации излучения в малом сечении и поэтому малоперспективны. В работе ²⁵⁰ для повышения селективных свойств резонатора было предложено наносить отражающие покрытия лишь на центральную часть зеркала. Это вызывает дифракционные потери всех ТК (что и приводит к селектирующему действию), однако излучение, проходящее, благодаря дифракции, помимо покрытого участка, суммируется с излучением, проходящим через центральный полупрозрачный участок и, таким образом, является частью полезного излучения ОКГ. Использование подобного метода селекции в рубиновом ОКГ позволило получить угол $\alpha \simeq \alpha_d$ при превышении порога, равном 2,5, и увеличить осевую яркость в 15 раз ²¹². Для получения генерации на низшем угловом ТК часто используют сферический резонатор такой конфигурации, при которой поперечное сечение нижнего ТК равно сечению активного стержня ²⁹⁹. Замежим, что согласно ²⁷⁹ угловое расхождение α в ОКГ со сферическими зеркалами определяется угловым расхождением ТК, поперечный размер которого равен диаметру стержня.

4. Временные характеристики излучения ОКГ

Наиболее характерным для твердотельных ОКГ, работающих в импульсном или непрерывном режиме, является «пиковый» режим генерации, при котором временная развертка интенсивности излучения представляет собой набор хаотических осцилляций — пиков. Необходимо отметить, что такой режим наблюдался для всех без исключения

активных сред твердотельных ОКГ*). Первоначально пички излучения пытались связать с процессами установления стационарного режима генерации. Из решения кинетических уравнений для одномодового случая следует, что в начале работы ОКГ должны наблюдаться периодические затухающие колебания интенсивности излучения с периодом (четырёхуровневая схема) $T_0 \simeq 2\pi \sqrt{\frac{\tau_p}{n-1}}$ и постоянной затухания $t_0 \approx \frac{2\tau}{n}$, где

$\tau_p = \frac{2L\kappa}{C(\sigma + \ln 1/R)}$ — время жизни фотона в резонаторе, n — превышение над порогом (см., например, ¹⁸). Аналогичные выражения для T_0 и t_0 могут быть получены и для трехуровневой среды (см., ²⁵²).

Наблюдаемая экспериментально зависимость среднего временного интервала между хаотическими пичками от условий генерации оказалась качественно подобной соответствующей зависимости T_0 (см., например, ^{253, 254}). Однако нерегулярность пичков и отсутствие тенденции к их затуханию даже при непрерывной генерации заставляют искать иное объяснение пичкового режима (см. ниже). При определенных условиях может иметь место беспичковый режим генерации, при котором суммарная интенсивность излучения постоянна или незначительно флуктуирует около стационарного значения. Установление этого режима обычно сопровождается затухающими регулярными пульсациями излучения в полном соответствии с вышеуказанной одномодовой моделью ^{93, 255–259}.

Беспичковый режим генерации наблюдается, как правило, при следующих условиях: 1) резонатор — сферический конфокальный ^{260–262} или концентрический ^{254, 259, 263–266}, а также торический ^{267 **}). 2) Низкая температура активного стержня. Беспичковый режим наблюдался при низких температурах для рубина ²⁵⁴, $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ⁵², $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ⁶³. 3) Большая длина резонатора ^{255, 254} и малые потери в нем ^{256, 262}. Гладкий импульс генерации наблюдался также при селекции аксиальных ТК ²⁷⁰ и в однонаправленном кольцевом ОКГ⁹³. В работе ²⁶² показано, что важным параметром, определяющим режим генерации, является отношение $\frac{t_0}{T_0}$.

При $\frac{t_0}{T_0} < 10$ наблюдаются переходящие в беспичковый режим затухающие пульсации излучения, с увеличением $\frac{t_0}{T_0}$ режим становится менее регулярным и при $\frac{t_0}{T_0} \gtrsim 50$ — полностью хаотические пички. В частности, к большей регулярности режима приводит увеличение интенсивности накачки, связанное с уменьшением $\frac{t_0}{T_0}$ (например, ^{264, 265}). Промежуточное положение между рассмотренными выше режимами занимает режим незатухающих регулярных пульсаций, наблюдаемый, как правило, при сферических зеркалах резонатора ^{***}) ^{263, 264, 268}. Установлено, что при постепенном удалении зеркал от концентрического положения режим генерации переходит от беспичкового к регулярным пульсациям и далее к хаотическим пичкам ^{263, 264, 266}. Отметим, что при регулярных

*) Во многих работах (см., например, ²⁵¹) $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ считается средой, которая не дает пичковой генерации. Однако в работе ⁵² показано, что и этому материалу присущ пичковый режим.

**) Имеются сообщения о наблюдении беспичкового режима и в случае плоского резонатора (см., например, ^{268, 269}). Возможно, что в этих случаях сферичность резонатора обеспечивалась неоднородностями в кристалле или термической деформацией.

***) Незатухающие пульсации наблюдались также при погружении рубина в иммерсионную жидкость ²⁷¹ и в случае использования волокна из стекла, активированного неодимом ²¹⁹.

пульсациях в генерации одновременно присутствует большое число ТК, распределенных в более широком спектральном диапазоне, чем при нерегулярном режиме^{265, 266}.

В заключение кратко остановимся на попытках интерпретации перечисленных экспериментальных наблюдений. В ряде теоретических работ для описания режима незатухающих пульсаций был произведен учет недиагональных элементов матрицы плотности. Ввиду сложности исходных уравнений с помощью этого метода рассмотрена, главным образом, генерация на одном¹⁸ или двух^{8, 19} типах колебаний, что недостаточно для количественной интерпретации экспериментальных данных.

В работах^{5, 6} временные характеристики генерации были рассмотрены в многомодовом приближении модели кинетических уравнений при учете пространственной структуры излучения. Хотя проведенные для различных параметров ОКГ численные расчеты во всех случаях привели лишь к затухающим осцилляциям излучения, поведение этих осцилляций во время переходного периода оказалось во многом сходным с поведением экспериментально наблюдаемых пиков. В частности, их регулярность таким же образом зависела от $\frac{t_0}{T_0}$.

В работе²⁷² для объяснения хаотических пульсаций предложен учет флуктуаций подпитки отдельных ТК за счет спонтанного излучения. В пользу данного соображения свидетельствует, в частности, отсутствие когерентности между отдельными пиками излучения.

Предпринимались и другие попытки интерпретировать незатухающие пульсации излучения ОКГ в рамках вероятностного метода (см., например, ^{272, 273}). Эти попытки пока не увенчались успехом, что, возможно, связано с принципиальной недостаточностью вероятностного метода для описания временных характеристик излучения ОКГ.

Временные характеристики ОКГ с модуляцией добротности и, в частности, ОКГ, работающих в МИ режиме, определяются как параметрами затвора, резонатора и активной среды, так и процессами взаимодействия возбуждаемых ТК. Недостаточная скорость включения затвора может привести к появлению нескольких импульсов генерации (см. разд. III,4). Длительность импульсов излучения моноимпульсного ОКГ составляет обычно 10—50 *нсек*^{27, 172, 174, 180, 181}. Рядом исследований было установлено, что эти импульсы обладают тонкой временной структурой, определяемой взаимодействиями между ТК^{289, 290}. Теоретическое рассмотрение динамики образования импульса в МИ ОКГ при учете взаимодействия угловых ТК и неравномерности распределения по сечению стержня инверсии показало, что импульс, регистрируемый со всего торца ОКГ, является огибающей импульсов, излучаемых отдельными участками кристалла²²⁸. Это обстоятельство было экспериментально подтверждено в работах^{291, 292}. Взаимодействие аксиальных ТК при модуляции добротности ОКГ пассивным затвором²⁹³⁻²⁹⁵ (самозахват ТК) или при внутренней ультразвуковой модуляции с частотой, кратной $C/2L$ ^{296, 297}, позволяет получать серии сверхкоротких импульсов (10^{-10} *сек*), длительность которых меньше времени пролета кванта в резонаторе. Эффект самозавхвата объясняется, по-видимому, модуляцией пропускания пассивного затвора, возникающей за счет пульсаций интенсивности поля, вызванных смещением частот аксиальных ТК в нелинейной среде затвора. При использовании эффекта самозавхвата ТК и схемы быстрого выключения зеркала резонатора³⁵ (см. разд. III,4) была получена длительность одиночного импульса генерации $8 \cdot 10^{-10}$ *сек*²⁸⁷. Согласно оценке, приведенной в работе²⁹⁴, предельные длительности импульсов, которые возможно получить за счет эффекта самозавхвата ТК, составляют $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ *сек*.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. L. Shawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
2. A. G. Fox, T. Li, *Bell Syst. Techn. J.* **40**, 453 (1961).
3. G. D. Boyd, J. P. Gordon, *Bell Syst. Techn. J.* **40**, 489 (1961).
4. Л. А. Вайнштейн, *ЖЭТФ* **44**, 1050 (1963); **45**, 684 (1964).
5. C. L. Tang, H. Statz, G. de Mars, *J. Appl. Phys.* **34**, 2289 (1963).
6. H. Statz, C. L. Tang, *J. Appl. Phys.* **35**, 1377 (1964).
7. Y. H. Rao, *JOSA* **52**, 871 (1962); *Z. Phys.* **179**, 393 (1964).
8. J. A. Fleck, R. E. Kidder, *J. Appl. Phys.* **35**, 2825 (1964).
9. T. H. Maiman, *Phys. Rev.* **123**, 1145 (1961).
10. А. М. Прохоров, *Радио и электроника* **8**, 1073 (1963).
11. Ю. А. Ананьев, В. Ф. Егорова, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, Б. М. Седов, *ЖЭТФ* **44**, 1884 (1963).
12. Б. И. Степанов, В. П. Грибковский, *УФН* **82**, 201 (1964).
13. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, *Радио и электроника* **9**, 1788 (1964).
14. В. Л. Лившиц, С. Н. Столяров, В. Н. Цикун, *ДАН СССР* **168**, 72 (1966).
15. Ю. А. Ананьев, *ЖТФ* **37**, 139 (1967).
16. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, В. М. Седов, *ЖЭТФ* **52**, 12 (1967).
17. H. Naken, H. Sauegmann, *Z. Phys.* **173**, 261 (1963); **176**, 47 (1963).
18. А. Н. Ораевский, А. В. Успенский, *Труды ФИАН* **31**, 96 (1965).
19. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, *ДАН СССР* **162**, 781 (1965); *ЖЭТФ* **49**, 895 (1965).
20. В. С. Машкевич, *Основы кинетики излучения лазеров*, Киев, «Наукова думка», 1966.
21. Б. И. Степанов, А. П. Иванов, Б. М. Берковский, И. Л. Кацев, *Оптика и спектроскопия* **12**, 533 (1962).
22. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, *Радио и электроника* **9**, 1357 (1964).
23. Ю. А. Ананьев, В. П. Грибковский, А. А. Мак, Б. И. Степанов, *ДАН СССР* **150**, 507 (1963).
24. A. J. A. J. J. P. Gordon, *Proc. IEEE* **51**, 4 (1963).
25. A. J. A. J. P. Gordon, *Proc. IEEE* **51**, 1723 (1963).
26. Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, В. С. Зубкова, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, *ДАН СССР* **174**, №3 (1967).
27. F. M. S. Lang, R. Hellwarth, *Proc. IEEE* **51**, 46 (1963).
28. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Б. М. Седов, *ЖЭТФ* **48**, 7 (1965).
29. В. А. Ермаков, А. В. Лукин, А. А. Мак, *Оптика и спектроскопия* **18**, 353 (1965).
30. Т. Р. Разумова, *Оптика и спектроскопия* **20**, 360 (1966).
31. T. T. Waite, *J. Appl. Phys.* **35**, 1680 (1964).
32. J. A. Fleck, *J. Appl. Phys.* **36**, 1301 (1965).
33. Ю. А. Ананьев, И. Ф. Балашов, А. А. Мак, *ДАН СССР* **166**, 825 (1966).
34. A. J. De Maria, *J. Appl. Phys.* **34**, 2296 (1963).
35. A. A. Vuylsteke, *J. Appl. Phys.* **34**, 1615 (1963).
36. W. G. Wagner, V. A. Langue, *J. Appl. Phys.* **34**, 2040 (1963).
37. А. Л. Микаэлян, Ю. Г. Турков, *Радио и электроника* **9**, 743 (1964).
38. M. Menat, *J. Appl. Phys.* **36**, 73 (1965).
39. R. Kay, G. Waldman, *J. Appl. Phys.* **36**, 1319 (1965).
40. Т. В. Гвеладзе, И. Р. Красюк, П. П. Пашинин, А. В. Прохидеев, А. М. Прохоров, *ЖЭТФ* **48**, 106 (1965).
41. J. E. Geusic, H. Scovil, *Bell Syst. Techn. J.* **41**, 1371 (1962).
42. L. Frantz, J. Nodvik, *J. Appl. Phys.* **34**, 2346 (1963).
43. J. Wittke, *J. Appl. Phys.* **35**, 1668 (1964).
44. A. E. Siegman, *J. Appl. Phys.* **35**, 460 (1964).
45. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, *Оптика и спектроскопия* **18**, 1042 (1965).
46. Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **50**, 23 (1966).
47. Н. Г. Басов, А. З. Грасюк, И. Г. Зубарев, *ДАН СССР* **157**, 1084 (1964).
48. Н. В. Карлов, А. М. Прохоров, *Радио и электроника* **11**, 267 (1966).
49. J. Castro, F. A. B. Grand, C. LoCasio, S. Weitz, G. Novick, *JOSA* **56**, 149 (1966).
50. Е. И. Антошина, Н. А. Козлов, А. А. Мак, А. И. Степанов, Д. С. Прилежаев, *Ж. прикладной спектроскопии* **5**, 167 (1966).
51. Т. И. Кузнецова, С. Г. Раутиан, *ФТТ* **5**, 2105 (1963).
52. Ю. А. Ананьев, В. М. Седов, *ЖЭТФ* **48**, 782 (1965).

53. Б. Л. Лившиц, В. Н. Цыкунов, ЖЭТФ **49**, 1843 (1965).
54. Б. Л. Лившиц, В. Н. Цыкунов, ДАН СССР **162**, 314 (1965); **163**, 870 (1965).
55. А. А. Каминский, В. В. Осико, Неорганические материалы **1**, 2049 (1965).
56. П. П. Феофилов, Изв. АН СССР **26**, 435 (1962).
57. П. П. Феофилов, А. М. Бонч-Бруевич, В. В. Варгин, Я. А. Имас, Г. О. Карапетян, Я. Э. Карисс, М. Н. Толстой, Изв. АН СССР, сер. физич. **27**, 466 (1963).
58. K. Nassau, Proc. Symp. Opt. Masers, N.Y., 1963.
59. L. F. Johnson, R. A. Thomas, Phys. Rev. **131**, 2038 (1963).
60. J. Geusic, H. Markos, L. Van Uitert, Appl. Phys. Letts **4**, 182 (1964).
61. Z. I. Kiss, R. C. Duncan, Appl. Phys. Letts **5**, 198 (1964).
62. П. П. Феофилов, В. А. Тимофеева, М. Н. Толстой, Л. М. Беляев, Оптика и спектроскопия **19**, 817 (1965).
63. Z. I. Kiss, R. C. Duncan, Proc. IRE **50**, 1531 (1962).
64. Z. I. Kiss, Phys. Rev. **137A**, 1749 (1965).
65. В. К. Колюхов, В. В. Костин, Л. А. Кулевский, Т. М. Мурина, А. М. Прохоров, ДАН СССР **165**, 1056 (1965).
66. П. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, В. С. Зубкова, А. А. Мак, Оптика и спектроскопия **22**, 68 (1967); Доклад на симпозиуме по спектроскопии кристаллов, содержащих редкоземельные элементы и элементы группы железа, Москва, 1965.
67. W. Kaiser, C. Garrett, D. Wood, Phys. Rev. **123**, 766 (1961).
68. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, V. Evtuhov, Phys. Rev. **123**, 1151 (1961).
69. A. L. Schawlow, Advances in Quantum Electronics, N.Y.—London, 50 (1961).
70. Г. О. Карапетян, Я. Э. Карисс, С. Г. Лунтер, П. П. Феофилов, Ж. прикладной спектроскопии **1**, 1 (1964).
71. K. Hauptmanowa, J. Pantoflick, K. Patek, Phys. Stat. Sol. **9**, 525 (1965).
72. F. Gires, G. Mayer, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron, Paris, N.Y., 1964.
73. М. Д. Галанин, В. Н. Сморгачев, З. А. Чижикова, Оптика и спектроскопия **19**, 296 (1965).
74. А. М. Бонч-Бруевич, Т. К. Разумова, Я. А. Имас, Оптика и спектроскопия **20**, 1040 (1966).
75. R. C. Vickery, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron, Paris, N.Y., 1964.
76. В. Ф. Егорова, В. С. Зубкова, Г. О. Карапетян, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, А. А. Рейшахрит, Оптика и спектроскопия **23** (1967); Доклад на XIV совещании по люминесценции, Рига, 1965.
77. D. W. Nagler, Phys. und Chem. Glasses **5**, 11 (1964).
78. T. Kamogawa, H. Kotera, Jap. J. Appl. Phys. **5**, 449 (1966).
79. П. П. Феофилов, А. А. Каплянский, УФН **76**, 201 (1962).
80. S. Porto, A. Jariv, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron., Paris—N.Y., 1964.
81. В. Ф. Егорова, В. С. Зубкова, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, Оптика и спектроскопия **20**, 890 (1966).
82. Ю. К. Воронько, А. А. Каминский, В. В. Осико, ЖЭТФ **49**, 420 (1965).
83. Я. Э. Карисс, М. Н. Толстой, П. П. Феофилов, Оптика и спектроскопия **18**, 440 (1965).
84. Е. Е. Букке, З. Л. Моргенштерн, Оптика и спектроскопия **14**, 687 (1963).
85. З. Л. Моргенштерн, В. В. Неуструев, Оптика и спектроскопия **20**, 837 (1966).
86. L. G. Deshazer, L. F. Komai, JOSA **55**, 940 (1965).
87. L. F. Johnson, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron, Paris—N.Y., 1964.
88. Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, В. С. Зубкова, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, Оптика и спектроскопия **23** (1967).
89. J. A. Konigstein, J. E. Geusic, Phys. Rev. **136**, 711 (1964).
90. A. L. Schawlow, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron, Paris—N.Y., 1964.
91. D. E. McComb, M. D. Sturge, J. Appl. Phys. **34**, 1682 (1963).
92. Б. З. Малкин, ФТТ **5**, 1062 (1963).
93. C. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars, D. T. Wilson, Phys. Rev. **136A**, 1 (1964).
94. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Б. М. Седов, Ж. прикладной спектроскопии **1**, 169 (1964).
95. Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, А. А. Мак, ЖЭТФ **49**, 1068 (1965).

96. Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, Доклад на XIV совещании по люминесценции, Рига, 1965.
97. J. K. Wright, C. H. H. Catmichael, B. J. Brown, Phys. Letts 16, 264 (1965).
98. W. Keesne, J. Weiss, Appl. Opt. 3, 545 (1964).
99. M. Michon, J. Ernest, R. Dumanchin, J. Hanns, S. Roynand, Phys. Letts 19, 217 (1965).
100. L. F. Johnson, J. E. Geusic, L. G. Van Uitert, Appl. Phys. Letts 7, 127 (1965).
101. S. Shiohoja, E. Nakazawa, Appl. Phys. Letts 6, 117 (1965).
102. N. T. Melamed, C. Hirayama, E. K. Davis, Appl. Phys. Letts 7, 170 (1965).
103. H. W. Gandy, R. J. Ginther, J. F. Weller, Phys. Letts 11, 213 (1964).
104. I. J. D'Haenens, C. R. Giuliano, IEEE J. Quant. Electron 1, 393 (1965).
105. О. Н. Воронько, Н. А. Козлов, А. А. Мак, Б. Г. Малинин, Б. И. Степанов, ДАН СССР 173, 542 (1967).
106. D. G. Grant, Proc. IEEE 51, 604 (1963).
107. G. D. Boyd, H. Kogelnik, Bell. Syst. Techn. J. 41, 1347 (1962).
108. А. М. Леонтович, А. П. Ведута, ЖЭТФ 46, 71 (1964).
109. R. V. Pole, JOSA 55, 254 (1965).
110. A. G. Fox, T. Li, Proc. IEEE 51, 80 (1963).
111. H. Kogelnik, Bell Syst. Techn. J. 44, 439 (1965).
112. J. Kotik, M. C. Newstein, J. Appl. Phys. 32, 178 (1961).
113. В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия 21, 224 (1966).
114. C. M. Stickley, Appl. Opt. 3, 967 (1964).
115. Т. И. Кузнецова, ЖТФ 34, 419 (1964); 36, 58 (1966).
116. А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 49, 1495 (1965).
117. H. Statz, C. L. Tang, J. Appl. Phys. 36, 1816 (1965).
118. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, В. А. Серебряков, ЖЭТФ 44, 1493 (1963); 46, 1182 (1964).
119. I. Ryosuke, I. Hiroshi, Jap. J. Appl. Phys. 4, 231 (1965).
120. А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов, Радио и электроника 10, 1140 (1965).
121. A. Szabo, F. R. Lipsett, Proc. IRE 50, 1690 (1962).
122. А. М. Бонч-Бруевич, Я. А. Имас, А. П. Соколов, Ж. прикладной спектроскопии 1, 80 (1964).
123. D. Findlay, R. A. Clay, Phys. Letts 20, 277 (1966).
124. Б. И. Степанов, С. А. Михнов, А. Н. Рубинов, Ж. прикладной спектроскопии 4, 122 (1966).
125. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Оптика и спектроскопия 16, 186 (1964).
126. А. П. Ведута, А. М. Леонтович, В. Н. Сморгачев, ЖЭТФ 48, 87 (1965).
127. R. Townsend, C. Stickley, A. Maio, Appl. Phys. Letts 7, 94 (1965).
128. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов, Ж. прикладной спектроскопии 2, 295 (1965).
129. Ю. А. Ананьев, Н. А. Козлов, А. А. Мак, А. И. Степанов, Ж. прикладной спектроскопии 5, 51 (1966).
130. S. D. Sims, A. Stein, C. Roth, Appl. Opt. 5, 621 (1966).
131. L. J. Aplet, E. B. Lay, W. R. Sooy, Appl. Phys. Letts 8, 71 (1966).
132. H. Welling, C. Bickart, Josa 56, 611 (1966).
133. М. П. Ванюков, А. А. Мак, УФИИ 66, 301 (1958).
134. Н. М. Галактионова, А. А. Мак, Оптика и спектроскопия 16, 153 (1964).
135. В. К. Конохов, Л. А. Кулевский, А. М. Прохоров, Ж. прикладной спектроскопии 1, 51 (1964).
136. В. Ф. Егорова, Н. А. Козлов, А. А. Мак, С. А. Яковлев, Ж. прикладной спектроскопии 1, 294 (1964).
137. J. Emmett, A. L. Shawlow, E. H. Weinberg, J. Appl. Phys. 35, 2601 (1964).
138. P. V. Avizonis, T. Legato, J. Appl. Phys. 36, 3302 (1965).
139. J. L. Emmett, A. L. Shawlow, Appl. Phys. Letts 2, 204 (1963).
140. R. L. Greene, J. L. Emmett, A. L. Shawlow, Appl. Opt. 5, 350 (1966).
141. R. A. Brandewie, J. S. Hitt, J. M. Feldman, J. Appl. Phys. 34, 3415 (1963).
142. J. S. Hitt, J. M. Feldman, Proc. IEEE 52, 611 (1964).
143. К. К. Ребане, в сб. «Спектроскопия кристаллов» (материалы симпозиума по спектроскопии кристаллов, содержащих редкоземельные элементы и элементы группы железа, Москва, 1965), М., «Наука», 1966, стр. 21.

144. J. Geusic, M. Hensel, R. Smith, Appl. Phys. Letts 6, 175 (1965).
145. Л. П. Шишачкая, Светотехника 10, 12 (1965).
146. А. А. Каминский, Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров, ДАН СССР 161, 1063 (1965).
147. Н. А. Козлов, А. А. Мак, Б. М. Седов, ОМП № 11, 25 (1966).
148. C. G. Young, Appl. Opt. 5, 993 (1966).
149. G. R. Simpson, Appl. Opt. 3, 780 (1964).
150. V. Evtuhov, J. K. Neeland, Appl. Phys. Letts 6, 70 (1965).
151. D. Roess, G. Zeidler, Appl. Phys. Letts 8, 10 (1966).
152. R. J. Keyes, T. M. Quist, Appl. Phys. Letts 4, 50 (1964).
153. R. H. Narada, C. K. Suzuki, Appl. Opt. 4, 225 (1965).
154. J. Ogland, C. Vaughn, W. H. Pogn, Appl. Phys. Letts 4, 133 (1964).
155. В. Л. Левшин, Э. Я. Аранова, А. И. Блажевичи др., Труды ФИАН 23, 10 (1963).
156. В. Л. Левшин, Доклад на XII совещании по люминесценции, Львов, 1964.
157. М. П. Бедиллов, В. М. Михачев, Т. В. Михайлов, М. С. Рабинovich, Письма ЖЭТФ 2, 95 (1965).
158. O. Svelto, Appl. Opt. 1, 745 (1962).
159. Ю. А. Анапьев, ИТЭ № 2, 135 (1964).
160. В. Н. Цикунев, Оптика и спектроскопия 16, 684 (1964).
161. E. Susev, Appl. Opt. 4, 593 (1965).
162. P. A. Miles, H. E. Edgerton, J. Appl. Phys. 32, 740 (1961).
163. А. Л. Микаэлян, В. М. Гардашьян, П. А. Сахарова, Ю. Г. Турков, Радио и электроника 9, 1542 (1964).
164. D. Roess, Appl. Opt. 3, 259 (1964).
165. G. J. Fan, C. B. Smoyer, Appl. Opt. 3, 1277 (1964).
166. J. P. Lesnick, C. H. Church, IEEE J. QE-2, 16 (1966); Electron News 14 № 529 (1966).
167. H. W. Moskei, R. J. Collins, Appl. Phys. Letts 7, 270 (1965).
168. N. F. Borrelli, M. L. Charters, J. Appl. Phys. 36, 2172 (1965).
169. C. Cooke, J. McKenna, J. Skinner, Appl. Opt. 3, 957 (1964); 3, 963 (1964).
170. Ю. А. Анапьев, Е. А. Королев, Оптика и спектроскопия 16, 702 (1964).
171. Ф. К. Рутковский, В. П. Грибковский, Ж. прикладной спектроскопии 3, 32 (1965).
172. F. T. Arecchi, G. Potenza, A. Sona, Nuovo Cimento 34, 1458 (1964).
173. И. Ф. Балашов, Б. Г. Березин, Б. А. Ермаков, В. В. Конышев, Ж. прикладной спектроскопии 7, № 3 (1967).
174. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, Ю. В. Сенатский, ЖЭТФ 48, 1554 (1965), Письма ЖЭТФ 2, 57 (1965).
175. R. Daly, S. D. Sims, Appl. Opt. 3, 1063 (1964).
176. И. С. Желудев, УФН 88, 253 (1966).
177. В. А. Шамбуров, О. Г. Блох, Радио и электроника 9, 505 (1964).
178. E. R. Peressini, Appl. Phys. Letts 3, 203 (1963).
179. Н. Г. Тагер, Ячейка Керра, М., «Искусство», 1937.
180. B. H. Soffer, J. Appl. Phys. 35, 2551 (1964).
181. А. Л. Микаэлян, В. Я. Антоньянц, В. А. Долгих, Ю. Г. Турков, Радио и электроника 10, 1350 (1965).
182. P. P. Sorokin, J. J. Luzzi, J. R. Lankard, G. D. Pettit, IBM J. Res. Develop. 8, 182 (1964).
183. J. A. Armstrong, J. Appl. Phys. 36, 471 (1965).
184. G. Bret, F. Gires, Appl. Phys. Letts 4, 175 (1964).
185. М. П. Лисица, Н. Р. Рулиш, В. И. Геец, П. Н. Коваль, Оптика и спектроскопия 20, 508 (1966).
186. R. H. Soffer, R. Hoskins, Nature 204, 4955 (1964).
187. В. И. Малышев, А. С. Маркин, В. С. Петров, Письма ЖЭТФ 1, 49 (1965).
188. М. П. Ванюков, О. Д. Дмитриевский, В. И. Исаенко, В. А. Серебряков, ДАН СССР 167, 547 (1966).
189. Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Шеглов, ЖЭТФ 49, 1031 (1965).
190. A. Szabo, R. A. Stein, J. Appl. Phys. 36, 1562 (1965).
191. M. Michon, J. Ernest, J. Hanus, R. Auffret, Phys. Letts 19, 219 (1965).
192. Б. А. Ермаков, А. В. Лукин, Ж. прикладной спектроскопии 4, 410 (1966).
193. M. L. Spracht, W. R. Sooy, IEEE J. QE-2, N 4 (1966).

194. И. А. Андрианова, Ю. В. Попов, В. Е. Терентьев, Оптика и спектроскопия **19**, 307 (1965).
195. N. C. Nedderman, Proc. IRE **50**, 1687 (1962).
196. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ **4**, 19 (1966).
197. Electronics N **20**, 46 (1965).
198. Д. Н. Вылегжанин, М. Х. Зеликман, Радио и электроника **10**, 1147 (1965).
199. C. R. Guiliano, Appl. Phys. Letts. **5**, 137 (1964).
200. P. V. Avizonis, T. Farrington, Appl. Phys. Letts **7** 205 (1965).
201. J. Davit, M. Soulie, Compt. Rend. **261**, 3567 (1965).
202. Ф. М. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **48**, 1084 (1965).
203. L. F. Johnson, R. A. Thomas, Phys. Rev. **131**, 2038 (1963).
204. А. А. Каминский, Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **48**, 476 (1965).
205. В. К. Конюхов, Л. А. Кулевский, А. М. Прохоров, ДАН СССР **149**, 571 (1963); ЖЭТФ **45**, 857 (1963).
206. T. P. Hughes, Nature **195**, 325 (1962); T. P. Hughes, K. M. Young, Nature **196**, 332 (1962).
207. G. R. Hanes, V. P. Stoichett, Nature **195**, 587 (1962).
208. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, В. В. Любимов, Оптика и спектроскопия **14**, 734 (1963), ЖЭТФ **44**, 1151 (1963).
209. Ю. А. Ананьев, Н. М. Галактионова, А. А. Мак, Б. М. Седов, Оптика и спектроскопия **16**, 911 (1964).
210. B. I. McMurtry, Appl. Opt. **2**, 767 (1963).
211. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, ЖЭТФ **49**, 10 (1965).
212. V. Evtuhov, J. K. Neeland, IEEE J. QE-1, 7 (1965).
213. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, ЖЭТФ **44**, 1847 (1963).
214. M. S. Lipsett, M. P. W. Strandberg, Appl. Opt. **1**, 343 (1962).
215. V. Evtuhov, J. K. Neeland, Appl. Opt. **1**, 517 (1962).
216. А. А. Каминский, Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **48**, 476 (1965).
217. Б. Л. Лившиц, В. П. Назаров, Л. К. Сидоренко, В. Н. Цикунов, Письма ЖЭТФ **1**, 23 (1965).
218. V. Evtuhov, A. E. Siegman, Appl. Opt. **4**, 142 (1965).
219. E. Snitzer, Quant. Electron, Proc. 3^d Intern. Congr., N. Y., Columbia Univ. Press, 1964, p. 999.
220. H. Manger, Appl. Opt. **3**, 541 (1964).
221. H. Heinlein, D. Roess, Proc. IEEE **51**, 1667 (1963).
222. А. М. Кубарев, В. И. Пискарев, ЖЭТФ **48**, 1233 (1965).
223. В. К. Конюхов, Л. А. Кулевский, А. М. Прохоров, А. К. Соколов, ДАН СССР **158**, 824 (1964).
224. J. A. Fleck, J. Appl. Phys. **34**, 2297 (1963).
225. M. Birnbaum, T. L. Stocker, J. Appl. Phys. **34**, 3414 (1963).
226. I. M. Burch, Proc. 3^d Intern. Congr. Quant. Electron, Paris—N. Y., 1964.
227. H. Manger, H. Rothe, Phys. Letts **12**, 182 (1964).
228. В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, ЖЭТФ **50**, 1148 (1966).
229. В. Л. Броуде, О. Н. Погорелый, М. С. Соскин, ДАН СССР **163**, 1342 (1965).
230. F. McClung, S. Schwarz, F. Meiers, J. Appl. Phys. **33**, 3139 (1962).
231. C. J. Hubbard, E. W. Fisher, Appl. Opt. **3**, 1499 (1964).
232. В. Л. Броуде, В. И. Кравченко, Н. Ф. Прокопюк, М. С. Соскин, Письма ЖЭТФ **2**, 519 (1965).
233. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов, Оптика и спектроскопия **20**, 963 (1966).
234. M. Hercher, Appl. Phys. Letts **7**, 39 (1965).
235. B. V. McFarland, R. H. Hoskins, B. H. Soffer, Nature **207**, 1180 (1965).
236. W. R. Sooy, Appl. Phys. Letts **7**, 36 (1965).
237. Б. И. Степанов, ДАН СССР **148**, 74 (1963).
238. C. M. Stickley, Appl. Opt. **2**, 855 (1963).
239. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов Ж. прикладной спектроскопии **2**, 415 (1965).
240. V. Evtuhov, J. K. Neeland, Appl. Opt. **2**, 319 (1963).
241. T. S. Jaseja, M. K. Dheer, D. Madhavan, Appl. Opt. **4**, 1643 (1965).
242. Н. А. Свенцицкая, Л. Д. Хазов, Ж. прикладной спектроскопии **3**, 230 (1965).

243. D. P. Bortfeld, R. S. Congleton, M. Geller, R. C. McComas, L. D. Riley, W. R. Sooy, M. L. Stitch, J. Appl. Phys. **35**, 2267 (1964).
244. B. P. Stoicheff, A. Szabo, Appl. Opt. **2**, 811 (1963).
245. М. П. Ванюков, В. И. Исаенко, Л. А. Луизова, О. А. Шорохов, ЖЭТФ **48**, 3 (1965).
246. S. A. Collins, G. R. White, Appl. Opt. **2**, 448 (1963).
247. J. A. Giordmaine, W. Kaiser, J. Appl. Phys. **35**, 3446 (1964).
248. A. Okawa, Proc. IEEE **51**, 1033 (1963).
249. I. A. Baker, C. W. Peters, Appl. Opt. **1**, 674 (1962).
250. I. T. La Tourette, S. F. Jacobs, P. Rabinowitz, Appl. Opt. **3**, 981 (1964).
251. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, М., «Советское радио», 1965.
252. M. B. Birnbaum, T. Stocker, S. L. Welles, Proc. IEEE **51**, 854 (1963).
253. М. Д. Галанин, А. М. Леонтович, З. А. Свириденков, В. Н. Сморгков, З. А. Чижилова, Оптика и спектроскопия **14**, 165 (1963).
254. K. G ü r s, Z. Naturforsch. **18a**, 510 (1963).
255. K. G ü r s, Z. Naturforsch. **17a**, 990 (1962).
256. K. G ü r s, Z. Naturforsch. **18a**, 1363 (1963).
257. M. Katzman, J. W. Strozzyk, Proc. IEEE **52**, 433 (1964); J. Appl. Phys. **35**, 725 (1964).
258. H. Weber, Phys. Letts **11**, 288 (1964).
259. А. К. Соколов, Т. Н. Зубарев, ФТТ **6**, 2590 (1964).
260. L. F. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassau, R. R. Soden, Proc. IRE **50**, 213 (1962); Phys. Rev. **126**, 1406 (1962).
261. M. S. Lipsett, L. Mandel, Nature **197**, 547 (1963).
262. K. G ü r s, Phys. Letts **16**, 125 (1965); Z. Naturforsch. **20a**, 740 (1965).
263. R. Pole, H. Wieder, Appl. Opt. **3**, 1086 (1964).
264. А. К. Соколов, Т. Н. Зубарев, ДАН СССР **159**, 539 (1964).
265. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, М. Н. Смирнова, ЖЭТФ **48**, 78 (1965).
266. H. Wieder, J. Appl. Phys. **37**, 615 (1966).
267. D. Roess, Proc. IEEE **51**, 468 (1963).
268. H. Takuma, Jap. J. Appl. Phys. **2**, 197 (1963).
269. A. Jariv, Proc. IRE **50**, 1699 (1962).
270. D. Roess, Proc. IEEE **52**, 196 (1964).
271. B. I. Davis, D. V. Keller, Appl. Phys. Letts **5**, 80 (1964).
272. А. В. Гапонов, В. И. Безпалов, Изв. вузов, Радиофизика **8**, 70 (1965).
273. R. C. Benson, M. R. Mirarchi, IEEE Trans. Militat. Electron. **8**, 13 (1964).
274. R. J. Driav, E. Garmire, C. H. Townes, Phys. Rev. Letts **13**, 479 (1964).
275. П. Г. Басов, В. С. Летохов, ДАН СССР **167**, 73 (1966).
276. A. X. Cabezas, P. P. Treat, Appl. Opt. **37**, 3556 (1966).
277. М. И. Джибладзе, Г. А. Зверева, В. В. Костин, Т. М. Мурина, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **51**, 773 (1966).
278. А. М. Бонч-Бруевич, В. Ю. Петрунькин, В. Н. Аразуманов, Н. А. Есепкина, Я. А. Имас, С. В. Кружилов, Л. Н. Пахомов, В. А. Чернов, ЖТФ **36**, 2171 (1966).
279. А. М. Бонч-Бруевич, Н. А. Есепкина, Я. А. Имас, Н. А. Павленко, Л. Н. Пахомов, В. Ю. Петрунькин, С. Е. Потапов, ЖТФ **36**, 2175 (1966).
280. D. Roess, G. Zeidler, Electronics **39**, 115 (1966).
281. J. Ernest, M. Michon, J. Debrie, Phys. Letts **22**, 147 (1966).
282. W. R. Hook, R. H. Dishington, R. P. Hilberg, Appl. Phys. Letts **9**, 125 (1966).
283. R. C. Eckardt, J. N. Bradford, J. W. Tucker, Appl. Phys. Letts **9**, 285 (1966).
284. Н. Д. Воропаев, А. Н. Ораевский, Изв. вузов, радиофизика, **8**, 409 (1965).
285. S. E. Keats, Laser Focus. **2**, 33 (1966).
286. М. И. Ванюков, В. А. Венчикова, В. И. Исаенко, В. А. Серебряков, ОМП № 12, 65 (1966).
287. A. W. Renney, H. A. Neuhauser, Appl. Phys. Letts **9**, 257 (1966).
288. Л. Д. Хазов, А. Н. Шестов, Оптика и спектроскопия **23** (1967).

- 289. L. Waszak, Proc. IEEE 52, 428 (1964).
 - 290. M. Hercher, Appl. Phys. Letts 7, 39 (1965).
 - 291. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, И. Г. Крюков, В. С. Летохов, О. Б. Шатберашвили, ЖЭТФ 51, 406 (1966).
 - 292. В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, М. Н. Попова, М. Я. Щеглов, Письма ЖЭТФ 3, 301 (1966).
 - 293. H. W. Mosker, R. J. Collins, Appl. Phys. Letts 7, 270 (1965).
 - 294. A. J. De Maria, D. A. Stetser, H. A. Heynau, Appl. Phys. Letts 8, 174 (1966).
 - 295. B. H. Soffer, B. B. McFarland, Appl. Phys. Letts 8, 166 (1966).
 - 296. A. J. De Maria, C. M. Fernar, G. E. Danielson, Appl. Phys. Letts 8, 22 (1966).
 - 297. M. Di Domenico, J. E. Geusic, H. M. Marcos, R. G. Smith, Appl. Phys. Letts 8, 180 (1966).
 - 298. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, И. Г. Крюков, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 3, 261 (1966); ЖЭТФ 51, 724 (1966).
 - 299. D. Roess, Appl. Phys. Letts 8, 109 (1966).
 - 300. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., «Советское радио», 1966.
-