

Пространственные и энергетические характеристики лазерного излучения и второй гармоники при самоудвоении частоты

Г.Д.Лаптев, А.А.Новиков, А.С.Чиркин

Исследован процесс внутрирезонаторной генерации второй гармоники лазерного излучения в активно-нелинейном кристалле. Методом численного моделирования рассчитаны пространственные распределения интенсивностей и мощностные характеристики лазерного излучения и его второй гармоники в зависимости от параметров резонатора, активно-нелинейного кристалла и накачки. Анализ выполнен для кристалла $Nd : Mg : LiNbO_3$ с регулярной доменной структурой при учете дифракции.

Ключевые слова: самоудвоение частоты, активно-нелинейные кристаллы, регулярная доменная структура, дифракция, поперечная модовая структура.

1. Введение

Генерация второй гармоники (ГВГ) – первый нелинейно-оптический процесс, который наблюдался в пучках лазерного излучения [1, 2] и который лежит в основе рождения различных направлений нелинейной оптики. Например, наблюдение на начальном этапе ее развития избыточных флуктуаций во второй гармонике стимулировало разработку статистических явлений в нелинейной оптике [3–6]. Параметрическое усиление в оптике впервые также наблюдалось в поле второй гармоники [7, 8]. За прошедшие более чем 40 лет процесс ГВГ детально исследован как теоретически, так и экспериментально, и с его описания традиционно начинается анализ нелинейно-оптических явлений в монографиях и учебниках.

Расширение областей применения источников когерентного и неклассического света вызывает интерес как к новым методам преобразования оптических частот, так и к нетрадиционным нелинейно-оптическим средам. Среди последних давно привлекают внимание активно-нелинейные кристаллы (АНК) [9, 10].

Интерес к АНК, в которых ионы редкоземельных элементов обеспечивают активные (лазерные) свойства, а кристаллическая матрица играет роль нелинейной среды, связан с возможностью создания компактных твердотельных лазерных систем, которые генерируют излучение на длинах волн, привлекательных для многих приложений (оптическая связь, оптические запоминающие устройства, медицина и т. д.). В АНК возможно так называемое самопреобразование частоты, когда одновременно имеют место лазерная генерация излучения и не-

линейное преобразование его частоты [10, 11] – в виде самоудвоения частоты [12–21], параметрического самопреобразования [22, 23], сложения частоты лазерной генерации и частоты накачки [24–28].

Ранее мы показали [29], что дальнейшее расширение возможностей АНК увеличивать число вовлеченных нелинейно-оптических процессов связано с использованием активно-нелинейных кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС). Не обладающие активными свойствами нелинейные кристаллы с РДС (РДС-кристаллы) уже нашли широкое применение в нелинейной оптике и ее приложениях [30–32], обеспечивая возможность эффективного осуществления квазисинхронных нелинейно-оптических процессов даже тогда, когда условия обычного фазового синхронизма для взаимодействующих волн невыполнимы.

Дальнейшее совершенствование лазерных систем с самопреобразованием частоты и увеличение числа реализуемых нелинейно-оптических процессов, протекающих в АНК, требует построения адекватных моделей процесса самопреобразования частоты. На данный момент имеется относительно немного теоретических работ, в которых исследовано самопреобразование частоты, и в большинстве из них для анализа использовано приближение плоских волн [33–35]. Лишь в [11, 36] теория самоудвоения частоты развита в приближении гауссовых пучков без учета размеров зеркал резонатора. Развитый ниже подход восполняет этот пробел.

Цель настоящей работы – исследовать пространственную структуру лазерного излучения и его второй гармоники, возбуждаемой в АНК с РДС, при учете дифракционных эффектов в лазерном резонаторе. Как хорошо известно, адекватное описание пространственной структуры лазерного излучения (лазерных пучков) возможно только при учете явления дифракции. Дифракционные эффекты при ГВГ приходится принимать во внимание, если так называемый конфокальный параметр основного излучения меньше длины нелинейного кристалла [9, 37]. При внутрирезонаторной ГВГ, когда нелинейный кристалл располагается внутри лазерного резонатора, проявление дифракции в лазерном излучении и в излучении

Г.Д.Лаптев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел. 7 (095) 9392228; факс 7(095) 9393113; e-mail: gdlaptev@hotmail.ru

А.А.Новиков, А.С.Чиркин. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: alexey_novikov@hotmail.ru, aschirkin@pisem.net

Поступила в редакцию 28 июля 2004 г., после доработки – 27 сентября 2004 г.

второй гармоники можно производить порознь. Обычно в этом случае используется геометрия расположения нелинейного кристалла, в которой конфокальный параметр больше длины кристалла, что позволяет пренебречь дифракцией на его длине. В исследуемой нами геометрии процессы лазерной генерации и удвоения частоты происходят в одном кристалле. Развиваемая в работе теория учитывает целый ряд факторов, влияющих на эффективность протекания рассматриваемого процесса. Помимо факторов, которые обычно принимаются во внимание в существующих теоретических исследованиях, в настоящей работе впервые учтены конечные размеры зеркал резонатора. Для решения уравнений, описывающих одновременно лазерную генерацию, нелинейное преобразование частоты и распространение волн внутри резонатора, использовано компьютерное моделирование.

2. Система уравнений и метод решения

Рассмотрим АНК, расположенный внутри резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами. Накачка кристалла осуществляется через одно из зеркал резонатора (торцевая накачка). Процесс самоудвоения частоты лазерного излучения в такой схеме описывается следующей системой уравнений:

$$\pm \frac{\partial A_1^\pm}{\partial z} - \frac{i}{2n_1k_1} \left(\frac{\partial^2 A_1^\pm}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1^\pm}{\partial y^2} \right) - \tan \rho_1 \frac{\partial A_1^\pm}{\partial x} = \frac{\eta A_1^\pm}{2(1 + |A_1^+ + A_1^-|^2)} - \frac{\alpha_1}{2} A_1^\pm + i\varepsilon A_1^{\pm*} A_2^\pm \exp(\mp i\Delta kz), \quad (1)$$

$$\pm \frac{\partial A_2^\pm}{\partial z} - \frac{i}{2n_2k_2} \left(\frac{\partial^2 A_2^\pm}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2^\pm}{\partial y^2} \right) - \tan \rho_2 \frac{\partial A_2^\pm}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{2} A_2^\pm + i\varepsilon (A_1^\pm)^2 \exp(\pm i\Delta kz). \quad (2)$$

Система уравнений (1), (2) получена путем обобщения уравнений для самоудвоения частоты в приближении плоских волн [9] за счет добавления вторых производных по поперечным координатам, описывающих дифракционные эффекты, а также учета интерференции встречных волн в резонаторе в ответственный за усиление первом слагаемом правой части уравнения (1). Здесь $A_{1,2}^\pm$ – амплитуды волн лазерного излучения (индекс 1) и второй гармоники (индекс 2), распространяющиеся в положительном («+») и отрицательном («-») направлениях оси z (все амплитуды нормированы на величину $\sqrt{I_s}$, где $\sqrt{I_s}$ – интенсивность насыщения активной среды); $\alpha_{1,2}$ – коэффициент линейных потерь (по интенсивности) в кристалле; $k_{1,2}$ – волновое число в вакууме; $\varepsilon = 8\pi^2 [2\pi I_s / (cn_1^2 n_2)]^{1/2} d_{\text{eff}} / \lambda$ – коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн; $n_{1,2}$ – показатель преломления кристалла для излучения на основной и удвоенной частоте; c – скорость света в вакууме; λ – длина волны лазерного излучения на основной частоте; d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент; $\Delta k = 2n_1k_1 - n_2k_2$ – фазовая расстройка для взаимодействующих волн; $\rho_{1,2}$ – угол между волновыми и лучевыми векторами; параметр $\eta = \sigma_{\text{las}} N(x, y, z)$ – коэффициент усиления среды; σ_{las} – сечение лазерного перехода; $N(x, y, z)$ – инверсная населенность на лазерных уровнях для четырехуровневой сис-

темы, динамика которой определяется балансным уравнением [38]:

$$\frac{dN}{dt} = -N \left(\frac{1}{\tau_1} + \sigma_p \frac{I_p}{\hbar\omega_p} + \sigma_{\text{las}} \frac{I_{\text{las}}}{\hbar\omega} \right) + \sigma_p n \frac{I_p}{\hbar\omega_p}. \quad (3)$$

Здесь σ_p – сечение поглощения накачки; I_p и I_{las} – интенсивности накачки и лазерного излучения с частотами ω_p и ω ; n – концентрация активных ионов; τ_1 – время релаксации населенности верхнего уровня.

Нас интересует стационарный случай. Тогда из (3) с учетом того, что $I_{\text{las}} = I_s |A_1^+ + A_1^-|^2$, а $I_s = \hbar\omega / (\sigma_{\text{las}} \tau_1)$, для инверсной населенности N получаем:

$$N(x, y, z) = \frac{\sigma_p I_p(x, y, z) n \tau_1}{1 + \sigma_p \tau_1 I_p(x, y, z) / (\hbar\omega_p) + |A_1^+(x, y, z) + A_1^-(x, y, z)|^2}. \quad (4)$$

Систему уравнений (1), (2), следует дополнить граничными условиями на зеркалах резонатора [39]:

$$A_{1,2}^-(x, y, L) = -[1 - T_{1,2}(L)]^{1/2} A_{1,2}^+(x, y, L) \times \exp \left(ik_{1,2} \frac{x^2 + y^2}{R_L} + i2k_{1,2}L \right) Q_L(x, y), \quad (5)$$

$$A_{1,2}^+(x, y, 0) = -[1 - T_{1,2}(0)]^{1/2} A_{1,2}^-(x, y, 0) \times \exp \left(-ik_{1,2} \frac{x^2 + y^2}{R_0} \right) Q_0(x, y), \quad (6)$$

где $T_{1,2}(0)$ и $T_{1,2}(L)$ – энергетические коэффициенты пропускания левого и правого зеркал резонатора для волны лазерного излучения (индекс 1) и второй гармоники (индекс 2); L – расстояние между зеркалами резонатора; экспоненциальные множители учитывают изменение фазы волн при отражении от сферических зеркал; R_0 и R_L – радиусы кривизны левого и правого зеркала соответственно; функции $Q_0(x, y)$ и $Q_L(x, y)$ учитывают конечную апертуру зеркал резонатора. Ниже будут рассматриваться зеркала круглой формы, для них

$$Q_{0,L}(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{при } x^2 + y^2 \leq a_{0,L}^2, \\ 0 & \text{при } x^2 + y^2 > a_{0,L}^2, \end{cases}$$

где a_0 и a_L – радиусы левого и правого зеркал резонатора соответственно.

Система уравнений (1)–(6) для удобства численного счета преобразовывалась с учетом ряда предположений. Так, считалось, что зеркала резонатора и распределение интенсивности накачки обладают цилиндрической симметрией. В этом случае поля можно представить в виде $m_{1,2}$ -й угловой гармоники $E_{1,2}^\pm(r, z)$:

$$A_{1,2}^\pm(x, y, z) = E_{1,2}^\pm(r, z) \exp(im_{1,2}\varphi), \quad (7)$$

где φ – полярный угол.

Также предполагалось, что излучение накачки имеет гауссово распределение

$$I_p = I_p(r, z) = \frac{P_p}{\pi R^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2(z)}\right) \exp(-n\sigma_p z), \quad (8)$$

где

$$R(z) = \left\{ R_p^2 + \left[\frac{(z - z_w)c}{n_p \omega_p R_p} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

– радиус гауссова пучка; P_p и R_p – мощность и радиус пучка накачки на входе АНК; z_w – положение перетяжки пучка накачки в кристалле; n_p – показатель преломления АНК для волны накачки; множитель $\exp(-n\sigma_p z)$ учитывает поглощение излучения накачки в активной среде.

В экспериментах, как правило, длина АНК составляет ~ 1 см. В то же время, конфокальный параметр для излучения внутри резонатора обычно равен нескольким сантиметрам. Таким образом, на длине АНК дифракционные эффекты не успевают проявиться, и, следовательно, при расчетах можно по отдельности рассматривать распространение излучения в резонаторе (дифракционный эффект) и самопреобразование частоты этого излучения.

При распространении излучения в резонаторе, образованном круглыми сферическими зеркалами, связь между полями на зеркалах резонатора задается интегральными уравнениями [40]:

$$E_{1,2}^+(r_2, L) = \frac{i^{m_{1,2}+1} k_{1,2}}{L_{1,2}} \int_0^{a_L} E_{1,2}^+(r_1, 0) J_{m_{1,2}}(k_{1,2} r_1 r_2 / L_{1,2}) \times \exp\left\{-\frac{ik_{1,2}}{2L_{1,2}} \left[\left(1 - \frac{L_{1,2}}{R_0}\right)r_1^2 + \left(1 - \frac{L_{1,2}}{R_L}\right)r_2^2\right]\right\} r_1 dr_1, \quad (10)$$

$$E_{1,2}^-(r_1, 0) = \frac{i^{m_{1,2}+1} k_{1,2}}{L_{1,2}} \int_0^{a_0} E_{1,2}^-(r_2, L) J_{m_{1,2}}(k_{1,2} r_1 r_2 / L_{1,2}) \times \exp\left\{-\frac{ik_{1,2}}{2L_{1,2}} \left[\left(1 - \frac{L_{1,2}}{R_0}\right)r_1^2 + \left(1 - \frac{L_{1,2}}{R_L}\right)r_2^2\right]\right\} r_2 dr_2, \quad (11)$$

где $m_{1,2}$ – порядок угловой гармоники; $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка от действительного аргумента; $L_{1,2} = L - L_0(n_{1,2} - 1)/n_{1,2}$; L_0 – длина АНК. В уравнениях (10) и (11) учтены радиусы кривизны и поперечные размеры зеркал.

При численных расчетах резонатора в выражении (4) мы пренебрегали быстроосциллирующим слагаемым, связанным с интерференцией встречных волн внутри резонатора, т. е. использовалось традиционное приближение [39]:

$$|A_1^+ + A_1^-|^2 = |A_1^+|^2 + |A_1^-|^2 + 2\text{Re}[A_1^+ A_1^{-*} \exp(i2k_1 z)] \approx |A_1^+|^2 + |A_1^-|^2. \quad (12)$$

Кроме того, мы полагали $\rho_{1,2} = 0$, что справедливо для необыкновенных волн при их распространении вдоль оптической оси или под углом 90° к ней. Последнее часто реализуется в РДС-кристаллах.

В итоге с учетом вышеперечисленных предположений и допущений из уравнений (1)–(6) были получены следующие уравнения, описывающие процесс самоудвоения частоты лазерного излучения в активно-нелинейных РДС-кристаллах:

$$\pm \frac{dE_1^\pm}{dz} = \frac{\sigma_{\text{las}} \sigma_p I_p n \tau_1 E_1^\pm}{2(1 + \sigma_p \tau_1 I_p / \hbar \omega_p + |E_1^+|^2 + |E_1^-|^2)} - \frac{\alpha_1}{2} E_1^\pm + ig(z) \varepsilon E_1^{\pm*} E_2^\pm \exp(\mp i \Delta k z), \quad (13)$$

$$\pm \frac{dE_2^\pm}{dz} = -\frac{\alpha_2}{2} E_2^\pm + ig(z) \varepsilon (E_1^\pm)^2 \exp(\pm i \Delta k z) \quad (14)$$

при $z_0 \leq z \leq z_0 + L_0$, где z_0 – положение левой грани кристалла внутри резонатора; $g(z)$ – функция, описывающая периодическое изменение знака коэффициента нелинейной связи в РДС-кристалле. Система уравнений (10), (11), (13), (14) с граничными условиями

$$E_{1,2}^-(r, L) = [1 - T_{1,2}(L)]^{1/2} E_{1,2}^+(r, L), \quad (15)$$

$$E_{1,2}^+(r, 0) = [1 - T_{1,2}(0)]^{1/2} E_{1,2}^-(r, 0) \quad (16)$$

составляет основу для численных расчетов поперечной модовой структуры лазерного излучения и излучения второй гармоники в процессе самоудвоения частоты. Решением данной системы уравнений являются функции $E_{1,2}^\pm(r, 0)$ и $E_{1,2}^\pm(r, L)$.

Схема, которая использовалась при анализе, представлена на рис. 1. Как и в большинстве экспериментов по самоудвоению частоты, кристалл располагается вблизи левого зеркала резонатора ($z_0 = 0$), которое является плоским ($R_0 = \infty$) и полностью отражает излучение на основной частоте и его второй гармоники ($T_{1,2}(0) = 0$), а правое зеркало резонатора является выходным. Для излучения накачки зеркала полностью прозрачны. При этом апертуры плоского зеркала и АНК полагались одинаковыми.

Численное решение системы уравнений (10), (11), (13)–(16) осуществлялось следующим образом. Сначала задавалось произвольное начальное распределение полей лазерного излучения $E_1^+(r, 0)$ и второй гармоники $E_2^+(r, 0)$ на левом зеркале резонатора. Затем на основе уравнений (13) и (14) численным методом проводился расчет полей после прохождения кристалла слева направо без учета дифракции. При этом предполагалось выполнение условий квазисинхронизма в первом порядке, что позволяло функцию $g(z)$ заменить на ее эффективное значение $2/\pi$ (см., напр., [31]). Надо отметить, что данная замена позволяет значительно сократить время численных расчетов на компьютере при решении уравнений (13) и (14). После этого поля на выходе кристалла использовались для численного интегрирования уравне-

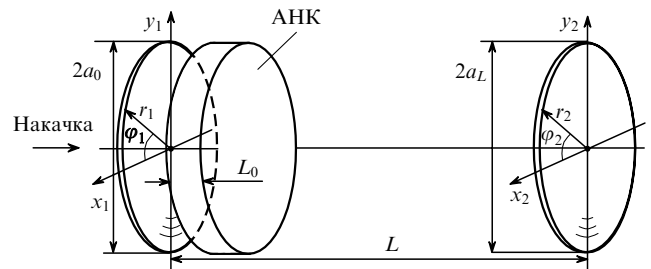


Рис. 1. Схема полуконцентрического резонатора с АНК для самоудвоения частоты.

ния (10), чтобы найти поля $E_{1,2}^+(r, L)$ на правом зеркале резонатора. При этом учитывались потери излучения за счет пропуска правого зеркала (уравнение (15)). Далее при помощи численного интегрирования уравнения (11) рассчитывались поля $E_{1,2}^-(r, 0)$ на поверхности кристалла. После этого также численным методом проводился расчет полей при прохождении кристалла справа налево (уравнения (13) и (14)). В результате, учитывая соотношение (16), мы опять находили пространственное распределение полей на левом зеркале резонатора, и описанная выше последовательность действий повторялась снова. Процесс численного счета завершался тогда, когда пространственное распределение полей после очередного обхода резонатора с высокой заданной точностью повторяло распределение полей после предыдущего обхода [41]. Отметим также, что при варьировании начального распределения полей получаемое в процессе численного решения системы уравнений (10), (11), (13)–(16) пространственное распределение полей оставалось неизменным. Найденные таким образом пространственные распределения полей лазерного излучения и второй гармоники отвечают стационарному режиму процесса самоудвоения частоты.

3. Результаты и обсуждение

В данном разделе приведены результаты численного решения системы уравнений (10), (11), (13)–(16) для процесса самоудвоения частоты в активно-нелинейном РДС-кристалле Nd : Mg : LiNbO₃. Экспериментальные результаты самоудвоения частоты в таком кристалле нами сообщались в [42]. Регулярная доменная структура в кристалле Nd : Mg : LiNbO₃ позволяет осуществить квазисинхронное нелинейно-оптическое взаимодействие ее e -типа, что дает возможность использовать наибольший нелинейный коэффициент d_{33} . Результаты расчетов пространственного распределения интенсивностей и мощностей приведены на рис.2–9, интенсивности нормированы на свои максимальные значения.

Данные, которые использовались в расчетах, были близки к экспериментальным параметрам: длина активно-нелинейного РДС-кристалла 0.5 см, длина волны накачки $\lambda_p = 810$ нм, сечение поглощения накачки $\sigma_p = 5.4 \times 10^{-20}$ см², мощность накачки $P_p = 1$ Вт, радиус пучка излучения накачки в кристалле $R_p = 50$ мкм (в расчетах считалось, что конфокальный параметр пучка накачки, а при рассматриваемых параметрах он составляет примерно 1.6 см, больше длины кристалла, т. е. в (9) полагалось $z_w = 0$), длина волны лазерной генерации 1084 нм, сечение лазерного перехода $\sigma_{las} = 18 \times 10^{-20}$ см², время релаксации инверсной населенности $\tau_1 = 10^{-4}$ с, концентрация активных ионов $n = 5 \times 10^{19}$ см⁻³, эффективный нелинейный коэффициент $d_{eff} = 2d_{33}/\pi = 22$ пм/В, показатели преломления $n_1 = 2.15$ и $n_2 = 2.22$ на длинах волн 1084 нм и 542 нм соответственно, коэффициенты линейных потерь $\alpha_1 = 0.1$ см⁻¹ и $\alpha_2 = 0.3$ см⁻¹, длина резонатора $L = 20$ см. Одно зеркало резонатора было плоское ($R_0 = \infty$), радиус кривизны другого зеркала $R_L = 20$ см, т. е. резонатор был полуконцентрический, диаметры зеркал резонатора составляли 1 см, зеркала полностью отражали излучение на длине волны 1084 нм, плоское зеркало полностью отражало излучение второй гармоники, а выходное зеркало его полностью пропускало. Расчеты проводились для основной поперечной моды ($m_{1,2} = 0$).

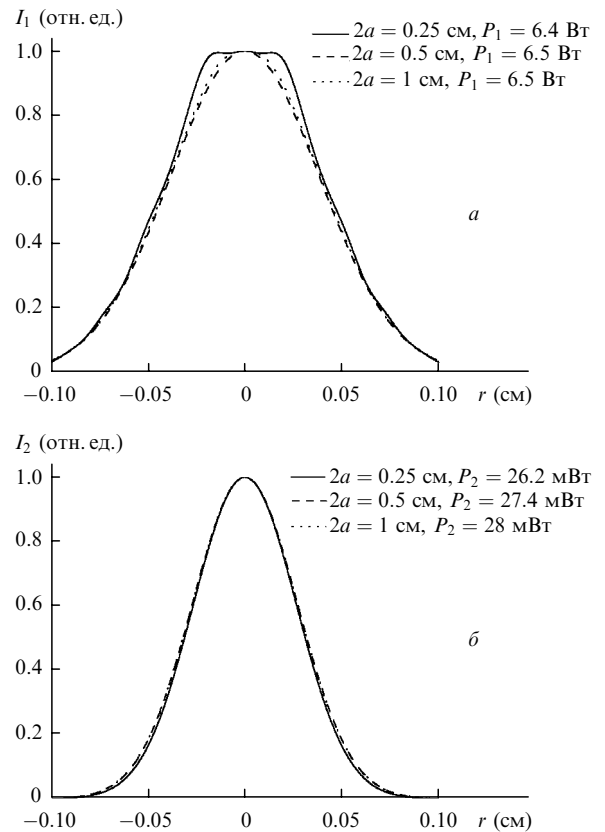


Рис.2. Нормированное пространственное распределение интенсивностей лазерного излучения I_1 (а) на выходном зеркале внутри резонатора и второй гармоники I_2 (б) непосредственно на выходе резонатора при различных диаметрах зеркал резонатора $2a_0 = 2a_L = 2a$ и мощностях лазерного излучения P_1 и второй гармоники P_2 . Длина резонатора $L = 20$ см, радиус кривизны выходного зеркала $R_L = 20$ см, мощность накачки $P_p = 1$ Вт, радиус пучка накачки $R_p = 50$ мкм, длина АНК $L_0 = 0.5$ см.

Точность, с которой находилось пространственное распределение полей, составляла $\delta = 10^{-8}$. Другие параметры указаны в подписях к рисункам. Отметим, что на рис.2–6, а также рис.8 и 9 указана генерируемая мощность лазерного излучения на основной частоте внутри резонатора со 100 %-ными зеркалами на этой длине волны.

На характер представленных ниже результатов (рис.2–б) оказывают совокупное влияние сразу три процесса: дифракция, лазерная генерация и нелинейное преобразование частоты. Как и следовало ожидать, поперечный размер пучка второй гармоники всегда оказывается меньше, чем у лазерного излучения.

Из рис.2 видно, что чем больше диаметр зеркал резонатора, тем меньшее влияние оказывает дифракция на их краях на поперечное распределение интенсивности лазерного излучения, тогда как распределение интенсивности второй гармоники практически не меняется. На наш взгляд, это связано с тем, что пучок излучения второй гармоники уже пучка излучения на основной частоте, поэтому пространственное распределение интенсивности второй гармоники является менее чувствительным к дифракции на краях зеркал резонатора. Согласно рис.3 при уменьшении расстояния между зеркалами резонатора, т. е. при отстройке резонатора от полуконцентрического, поперечные размеры пучков лазерного излучения и его второй гармоники несколько уменьшаются, а их мощно-

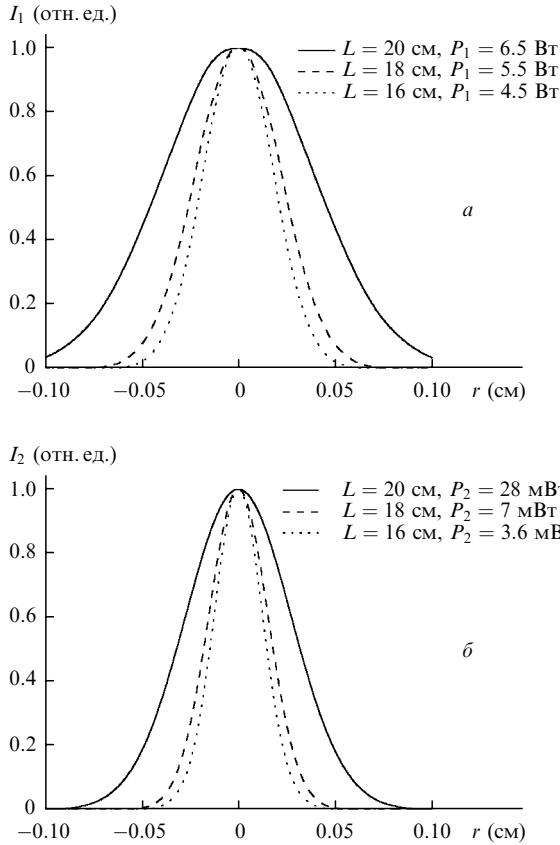


Рис.3. То же, что и на рис.2, при различных длинах резонатора L и мощностях лазерного излучения P_1 (а) и второй гармоники P_2 (б); $2a = 1$ см, $R_L = 20$ см, $R_p = 1$ Вт, $R_p = 50$ мкм, $L_0 = 0.5$ см.

сти уменьшаются существенно. Причиной этого является уменьшение роли дифракции и вклада активной среды. Сказанное означает, что при постоянном расстоянии между зеркалами увеличение радиуса кривизны выходного зеркала должно приводить к аналогичному эффекту.

Из рис.4 следует, что при сильной отстройке резонатора от полуконцентрического пространственная структура генерируемого излучения начинает приобретать достаточно сложный характер, при этом мощность излучения существенно падает.

Из рис.5 видно, как при фиксированной мощности накачки сказывается изменение радиуса ее пучка в области расчетных значений (от 10 до 100 мкм) на пространственной структуре лазерного излучения и второй гармоники. При малом радиусе пучка накачки (10 мкм) пространственная структура излучения на основной частоте имеет такой вид по той причине, что поперечный размер усиливающей области кристалла меньше, чем поперечный размер моды пустого резонатора, т. е. накачка используется не очень эффективно. При увеличении радиуса пучка накачки до 50 мкм мощность генерируемого излучения возрастает, а пространственное распределение интенсивности приобретает более гладкий вид, т. е. излучение накачки используется более эффективно. При дальнейшем увеличении R_p пространственное распределение интенсивности не меняется, а мощность генерируемого излучения падает, что свидетельствует о не очень эффективном использовании накачки. Таким образом, существует оптимальный радиус накачки, при котором мощность излучения на основной частоте максимальна; это-

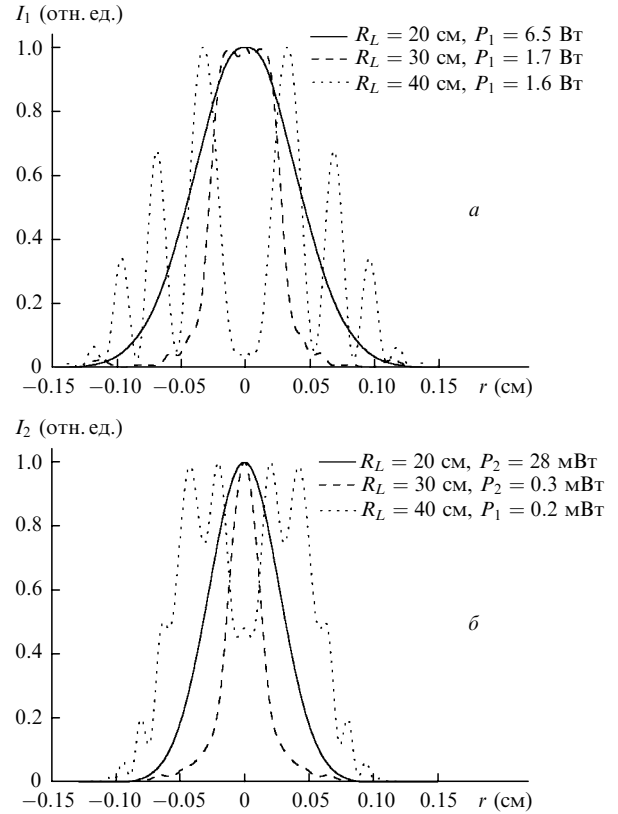


Рис.4. То же, что и на рис.2, при различных радиусах кривизны выходного зеркала и мощностях лазерного излучения P_1 (а) и второй гармоники P_2 (б); $2a = 1$ см, $L = 20$ см, $P_p = 1$ Вт, $R_p = 50$ мкм, $L_0 = 0.5$ см.

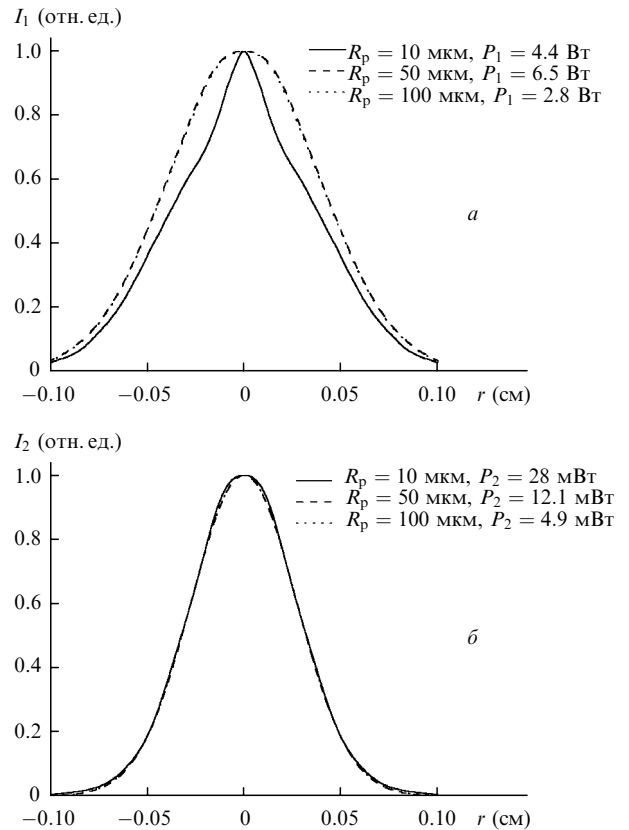


Рис.5. То же, что и на рис.2, при различных радиусах пучка накачки R_p и мощностях лазерного излучения P_1 (а) и второй гармоники P_2 (б); $2a = 1$ см, $L = 20$ см, $R_L = 20$ см, $P_p = 1$ Вт, $L_0 = 0.5$ см.

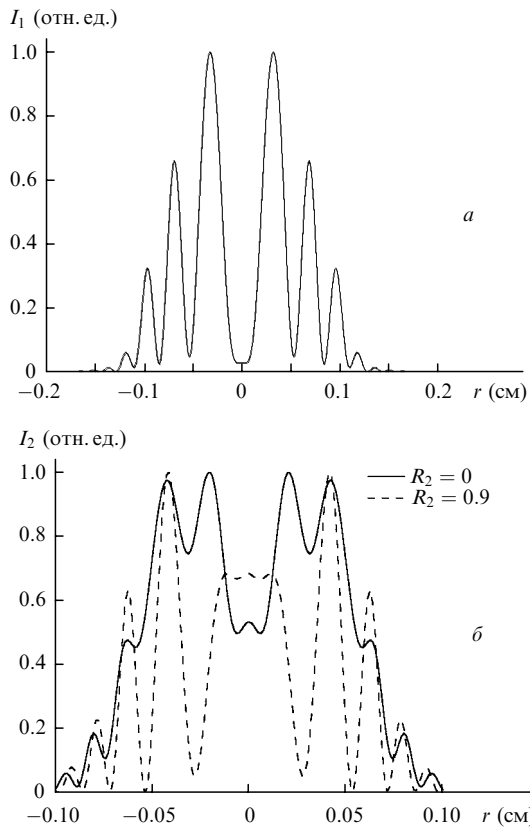


Рис.6. То же, что и на рис.2, при коэффициентах отражения выходного зеркала R_2 для второй гармоники, равных 0 и 0.9; $2a = 0.5$ см, $L = 20$ см, $R_L = 40$ см, $P_p = 1$ Вт, $R_p = 50$ мкм.

му же значению пучка накачки, как видно из рис.5, соответствует максимальная мощность излучения второй гармоники. Наши расчеты также показали, что изменение мощности накачки не изменяет пространственной структуры полей лазерного излучения и его второй гармоники.

Проведенный анализ показывает, что в области рассмотренных нами значений параметров всегда имеет место ситуация, когда при изменении какого-либо параметра наиболее сильно меняется пространственная структура поля лазерного излучения, при этом в пространственной структуре поля второй гармоники изменения менее заметны (см. рис.2 и 5). Надо отметить, что в широкой области значений исследуемых параметров пространственное распределение интенсивности полей лазерного излучения и его второй гармоники имеет профиль, близкий к гауссовому. В то же время, существуют и такие значения параметров, при которых суммарное действие насыщения активной среды, нелинейного взаимодействия волн и дифракции приводит к тому, что пространственное распределение интенсивностей второй гармоники сильно отличается от гауссова (см. рис.4 и 6).

Мы также сравнили пространственное распределение интенсивности излучения на основной частоте в случае самоудвоения и в случае лазерной генерации, когда отсутствует преобразование энергии лазерного излучения во вторую гармонику. Как показали расчеты, пространственные распределения интенсивностей излучения на основной частоте в этих двух случаях мало отличаются между собой, меняются лишь мощности генерируемого излучения. Иначе говоря, даже большой отток энергии во вторую гармонику существенным образом не сказывается

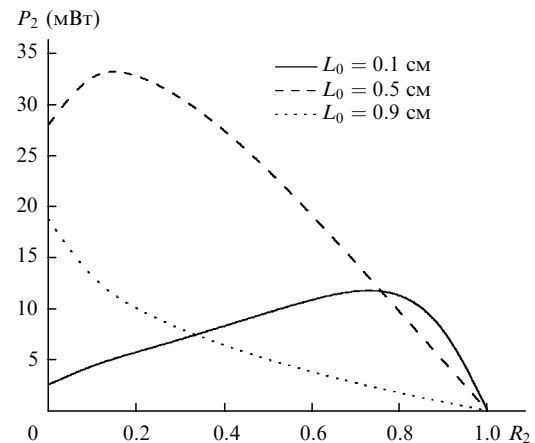


Рис.7. Зависимость мощности второй гармоники P_2 на выходе резонатора от коэффициента отражения выходного зеркала R_2 для второй гармоники при различных длинах АНК; $2a = 1$ см, $L = 20$ см, $R_L = 20$ см, $P_p = 1$ Вт, $R_p = 50$ мкм.

ся на пространственном распределении интенсивности на основной частоте. В то же время, на формирование пространственного распределения интенсивности второй гармоники оказывает влияние не только распределение интенсивности излучения на основной частоте, но и другие параметры задачи. Например, на рис.6 для различных коэффициентов отражения зеркала для второй гармоники представлены два сильно отличающихся между собой пространственных распределения интенсивности второй гармоники при практически одинаковой пространственной структуре излучения на основной частоте.

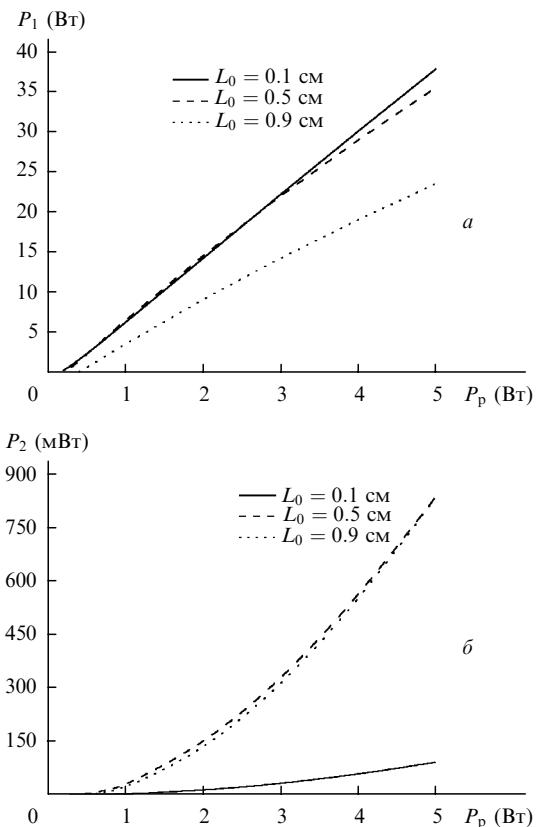


Рис.8. Зависимость мощности лазерного излучения P_1 внутри резонатора (а) и его второй гармоники на выходе резонатора P_2 (б) от мощности излучения накачки P_p при различных длинах АНК; $2a = 1$ см, $L = 20$ см, $R_L = 20$ см, $R_p = 50$ мкм.

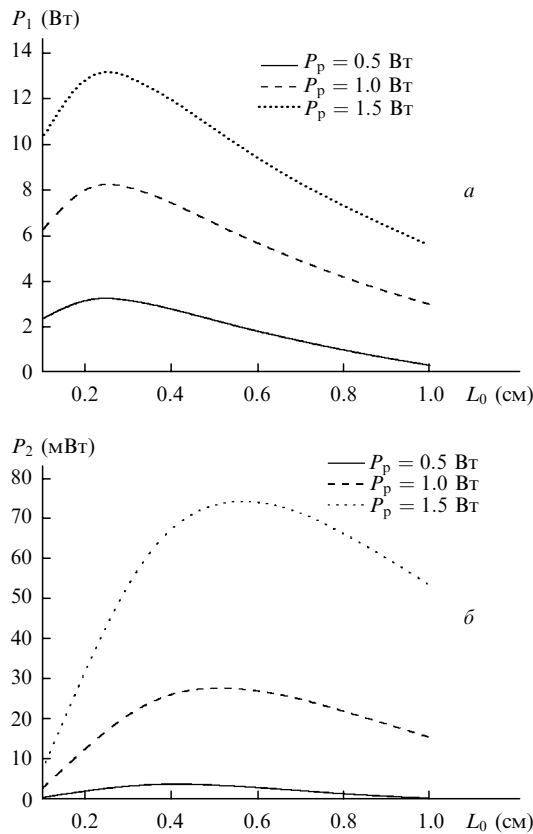


Рис.9. Зависимость мощности лазерного излучения внутри резонатора P_1 (а) и его второй гармоники на выходе резонатора P_2 (б) от длины АНК L_0 при различных мощностях накачки P_p . Остальные параметры те же, что и на рис.8.

Результаты исследований некоторых мощностных характеристик представлены на рис.7–9. Из рис.7 следует, что существует оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала резонатора, при котором выходная мощность второй гармоники максимальна. Похожие результаты для длин кристалла 0.1 и 0.5 см имеют место и в случае плоских волн [35]. В то же время, зависимость, соответствующая длине кристалла 0.9 см, имеет вид, нехарактерный для аналогичных зависимостей в случае плоских волн. Видно также, что при меньших длинах АНК для увеличения выходной мощности второй гармоники целесообразно использовать более добротный (для излучения второй гармоники) резонатор.

На рис.8 представлена зависимость мощности лазерного излучения и его второй гармоники на выходе резонатора от мощности излучения накачки при различных длинах кристалла. Пороговая мощность накачки при рассмотренных нами параметрах кристалла и резонатора составила 0.2–0.4 Вт. Видно, что при небольших мощностях накачки зависимость мощности лазерного излучения от мощности накачки является линейной, при этом мощность второй гармоники нарастает квадратично, это подтверждается экспериментами по самоудвоению частоты [12–21]. Однако при достаточно высоких мощностях накачки, как следует из рис.8, зависимость для лазерного излучения начинает отличаться от линейной, а зависимость для второй гармоники – от квадратичной. Это обусловлено тем, что при больших мощностях накачки имеет место большой отток энергии из волны лазерного излучения в волну второй гармоники за

счет нелинейного преобразования, т. е. имеет место обратное влияние волны второй гармоники на излучение основной частоты.

Рис.9 иллюстрирует зависимость мощности лазерного излучения и его второй гармоники от длины АНК при различных мощностях накачки. Видно, что для каждого значения мощности накачки существует оптимальная длина кристалла, при которой мощность второй гармоники на выходе резонатора максимальна, причем оптимальное значение мощности излучения, как видно из рис.9, зависит от мощности накачки. Положение оптимума, очевидно, определяется конкуренцией процессов поглощения накачки, усиления, потерь и нелинейного взаимодействия в кристалле.

4. Заключение

В настоящей работе изучен процесс самоудвоения частоты лазерного излучения в активно-нелинейном РДС-кристалле $\text{Nd} : \text{Mg} : \text{LiNbO}_3$. Для исследований использовался подход, учитывающий многие особенности реализации рассматриваемого процесса, в том числе конечность размеров и радиус кривизны зеркал резонатора. Изучено влияние параметров кристалла, накачки и резонатора на формирование поперечной пространственной структуры поля в резонаторе. Установлено, что процесс генерации второй гармоники, влияя на мощность излучения на основной частоте, слабо сказывается на пространственном распределении его интенсивности. Показано, что при определенном подборе параметров можно получить эффективную генерацию второй гармоники.

Авторы благодарят С.Г.Гречина, В.П.Кандидова и Т.Ю.Черезову за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (№ 01-2097).

1. Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreich G. *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118 (1961).
2. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Хохлов Р.В., Чунаев О.Н. *ЖЭТФ*, **45**, 1336 (1963).
3. Ducuing J., Bloembergen N. *Phys. Rev. A*, **133**, 1493 (1964).
4. Ахманов С.А., Чиркин А.С. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия*, **5**, 79 (1965).
5. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Чиркин А.С., Чунаев О.Н. *ЖЭТФ*, **49**, 829 (1966).
6. Ахманов С.А., Чиркин А.С. *Статистические явления в нелинейной оптике* (М.: изд-во МГУ, 1971).
7. Giordmaine J.A., Miller R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 973 (1965).
8. Ахманов С.А., Ковригин А.И., Фадеев В.В., Хохлов Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 300 (1965); Akhmanov S.A., Chunaev O.N., Fadeev V.V., Khokhlov R.V., Klyshko D.N., Kovrigin A.I., Piskarskas A.S. *Proc. Symp. Mod. Optics* (New York, NY, Brooklyn, 1967, p. 343).
9. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Радио и связь, 1982).
10. Laptev G.D., Novikov A.A., Chirkin A.S. *J. Russian Laser Research*, **23**, 183 (2002).
11. Brenier A. *J. Luminesc.*, **91**, 121 (2000).
12. Bartschke J., Boller K.-J., Wallenstein R., Klimov I.V., Tsvetkov V.B., Shcherbakov I.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 3452 (1997).
13. Jaque D., Capmany J., Carsia Sole J., Luo Z.D., Jiang A.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 1656 (1998).
14. Shengzi Z., Xingyu Z., Qingpu W., Songtao W., Lianke S., Shaojun Z., Guangtao Y., Zhenya Z. *Opt. Laser Technol.*, **30**, 239 (1998).
15. Dekker P., Huo Y., Dawes J.M., Piper J.A., Wang P., Lu B.S. *Opt. Commun.*, **151**, 406 (1998).
16. Zhang H.J., Meng X.L., Zhu L., Wang C.Q., Cheng R.P., Yu W.T., Zhang S.J., Sun L.K., Chow Y.T., Zhang W.L., Wang H., Wong K.S. *Opt. Commun.*, **160**, 273 (1999).

17. Chai B.H.T., Richardson M., Shah L., Eichenholz J., Peale R., Hammons D., Ye Q., Chin A. *Opt. Commun.*, **164**, 33 (1999).
18. Wang C.Q., Chow Y.T., Gambling W.A., Zhang S.J., Cheng Z.X., Shao Z.S., Chen H.C. *Opt. Commun.*, **174**, 471 (2000).
19. Maunier C., Doulan J.L., Aka G., Landais J., Antic-Fidancev E., Moncorge R., Vivien D. *Opt. Commun.*, **184**, 209 (2000).
20. Dekker P., Dawes J.M., Piper J.A., Liu Y., Wang J. *Opt. Commun.*, **195**, 431 (2001).
21. Burns P.A., Dawes J.M., Dekker P., Piper J.A., Li J., Wang J. *Opt. Commun.*, **207**, 315 (2002).
22. Barraco L., Grisard A., Lallier E., Bourdon P., Pocholle J.-P. *Opt. Lett.*, **27**, 1540 (2002).
23. Capmany J., Callejo D., Bermudez V., Dieguez E., Artigas D., Torner L. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 293 (2001).
24. Jaque D., Capmany J., Garcia Sole J. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3659 (1998).
25. Jaque D., Garcia Sole J., Boulon G., Brenier A. *Opt. Mater.*, **13**, 311 (1999).
26. Jaque D. *Journal of Alloys and Compounds*, **323–324**, 204 (2001).
27. Mougel F., Kahn-Harari A., Vivien D., Aka G. *Opt. Mater.*, **13**, 293 (1999).
28. Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Наумова И.И., Новиков А.А., Фирсов В.В., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **32**, 923 (2002).
29. Лаптев Г.Д., Новиков А.А., Чиркин А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **78**, 45 (2003).
30. Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2631 (1992).
31. Чиркин А.С., Волков В.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю. *Квантовая электроника*, **30**, 847 (2000).
32. Byer R.L. *J. Nonlinear Optical Physics & Materials*, **6**, 549 (1997).
33. Дмитриев В.Г., Зенкин В.А., Корниенко Н.Е., Рыжков А.И., Стрижевский В.Л. *Квантовая электроника*, **5**, 2416 (1978).
34. Карпенко С.Г., Стрижевский В.Л. *Квантовая электроника*, **6**, 437 (1979).
35. Лаптев Г.Д., Новиков А.А. *Квантовая электроника*, **31**, 981 (2001).
36. Brenier A. *Opt. Commun.*, **141**, 221 (1997).
37. Akhmanov S.A., Kovrigin A.I., Sukhorukov A.P., in: *Quantum Electronics. A treatise* (New York: Acad. Press, 1975, v. 1, p. 475).
38. Звелто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1984).
39. Елкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М.: ЦНИИ Атоминформ, 1989).
40. Li T. *Bell System Technical J.*, **44**, 917 (1965).
41. Быков В.П., Силичев О.О. *Лазерные резонаторы* (М.: Физматлит, 2003).
42. Laptev G.D., Novikov A.A., Chirkin A.S., Firsov V.V., Kravtsov N.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4268**, 26 (2001).