

П.П. Гейко

Моделирование генерации второй гармоники импульсного CO₂-лазера в нелинейных кристаллах тройных полупроводников с учетом теплового самовоздействия

Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 5.05.2003 г.

Исследованы возможности создания генераторов второй гармоники ТЕА CO₂-лазеров с высокой эффективностью и выходной средней мощностью. Решена система укороченных уравнений, совместно с двумерным уравнением теплопроводности, описывающих генерацию второй гармоники с учетом теплового самовоздействия при накачке импульсным ТЕА CO₂-лазером. Рассчитаны зависимости эффективности преобразования от длины кристаллов с учетом их оптического качества в кристаллах ZnGeP₂, CdGeAs₂, AgGaSe₂, HgGaS₄, Tl₃AsSe₃ и GaSe. При этом использованы следующие параметры CO₂-лазера: длина волны 9,55 мкм, энергия в импульсе 50 мДж, длительность импульса от 1 до 100 нс, частота повторения импульсов до 1 кГц. Определены дополнительные угловые подстройки кристаллов, максимизирующие эффективность генерации второй гармоники, и длины кристаллов, обеспечивающие ее максимум при фиксированных частотах следования импульсов. Сделан вывод о возможности создания генераторов второй гармоники с высокой (до десятков ватт) средней мощностью.

Введение

Благодаря высоким техническим характеристикам, возможностям эксплуатации в составе мобильных и бортовых систем ТЕА CO₂-лазеры импульсно-периодического действия широко используются в составе лидаров, предназначенных для контроля экологического состояния атмосферы. Разработка высокоэффективных кристаллических преобразователей частоты позволяет не только улучшить параметры существующих лидарных систем, но и значительно расширить число решаемых задач. Ярким примером этого являются генераторы второй гармоники (ГВГ) 9-мкм полосы излучения, расширяющие список газов, контролируемых газоанализаторами на основе CO₂-лазера [1–3].

Цель данной работы заключается в оценке возможностей создания высокоэффективных генераторов второй гармоники излучения импульсно-периодических ТЕА CO₂-лазеров, пригодных для использования в составе мобильных лидаров.

Однако выбор наиболее привлекательного кристалла даже для этой локальной задачи не является очевидным. Важные параметры, определяющие, например, степень развития возмущающих тепловых процессов (теплопроводность) и снос взаимодействующих излучений (двулучепреломление), установлены к настоящему времени достаточно корректно. Но они сильно различаются по величине для разных кристаллов и поэтому являются существенной причиной рассматриваемой неопределенности. Это следует и из таблицы основных параметров, определяющих эффективность удвоения частоты шести на сегодняшний день наиболее перспективных для решения поставленной задачи нелинейных кристаллов. Часть приведенных в таблице данных по общепринятым характеристикам кристаллов взята из [4], а результаты измерения поверхностных порогов

разрушения кристаллов из [5]. Отметим, что порог разрушения определялся для импульсов длительностью 30 нс. Данные этой таблицы использовались в последующих расчетах.

Эффективность ГВГ максимальна при выполнении условий фазового синхронизма взаимодействующих волн. Его можно выполнить, выбирая поляризацию волны накачки и угол между направлением распространения волны накачки и оптической осью кристалла. Коэффициент нелинейного качества $M = d_{ef}^2 / (n_1^2 n_2)$ является одним из ключевых параметров, определяющих эффективность преобразования. Здесь d_{ef} — эффективная нелинейная восприимчивость, которая определяется с учетом углов синхронизма и типа симметрии кристалла; n_1 , n_2 — показатели преломления на частоте накачки и второй гармоники.

На рис. 1 представлены рассчитанные с использованием дисперсионных уравнений Селлмейера [4] спектральные зависимости углов синхронизма и коэффициентов нелинейного качества исследуемых кристаллов. Несмотря на явное преимущество по коэффициенту качества CdGeAs₂ над другими кристаллами, необходимо отметить, что этот кристалл имеет большое поглощение на длинах волн накачки и второй гармоники. Поглощение обусловлено свободными носителями, и для его уменьшения до уровня 0,3–0,5 см⁻¹ обычно используют криогенное охлаждение до 77 К, что существенно понижает эксплуатационные свойства и ограничивает возможную длину кристаллов. Из рис. 1, б видно, что при удвоении 9-мкм полосы излучения CO₂-лазера кристалл ZnGeP₂ по эффективности должен превосходить AgGaSe₂, одновременно уступая ему при ГВГ 10-мкм ветви. Возможны также изменение условий синхронизма и управление ими в кристалле ZnGeP₂ посредством его нагрева, что подробно описано в [6].

Параметры нелинейных кристаллов-удвоителей частоты CO₂-лазеров

Параметр	Кристалл					
	ZnGeP ₂	CdGeAs ₂	AgGaSe ₂	HgGa ₂ S ₄	Tl ₃ AsSe ₃	GaSe
Группа симметрии	$\bar{4}2m(+)$	$\bar{4}2m(+)$	$\bar{4}2m(-)$	$\bar{4}(-)$	$3mm(-)$	$6m2(-)$
Тип синхронизма	еео	еео	ооо	ооо	ооо	ооо
Углы синхронизма, град	63–90	32,9–33,8	71,1–56,5	65–90	18,5–19,3	10,7–12,4
$n_{1o}, n_{1e},$ n_{2o}, n_{2e}	3,07 3,10 3,10 3,14	3,51 3,60 3,54 3,63	2,60 2,57 2,62 2,59	2,38 2,34 2,42 2,37	3,34 3,16 3,36 3,17	2,82 2,45 2,84 2,46
Нелинейный коэффициент d , пм/В	$d_{14} = 75$	$d_{14} = 236$	$d_{36} = 39$	$d_{36} = 35,2$ $d_{31} = 11,7$	$d_{15} = 66$ $d_{22} = 32$	$d_{22} = 54$
Эффективная нелинейная вос- приимчивость d_{ef} , пм/В	$[d_{14}\sin(2\theta) \times [d_{14}\sin(2\theta) \times \cos(2\phi)] \times \cos(2\phi)]$ $[d_{36}\sin(\theta) \times [d_{36}\sin(\theta) \times \sin(2\phi) + d_{31}\sin(\theta) \times \cos(2\phi)]$ $[d_{36}\sin(\theta) \times \sin(2\phi) + d_{31}\sin(\theta) \times \cos(2\phi)]$ $[d_{15}\sin(\theta) - [d_{22}\cos(\theta) \times \sin(3\phi)]$ $[d_{22}\cos(\theta) \times \sin(3\phi)]$					
$dn_e/dT, K^{-1} \cdot 10^5$	16,1	21,5	8,36	–	3,55	–
$dn_o/dT, K^{-1} \cdot 10^5$	14,7	24,3	8,1	–	–4,52	15
Теплопроводность κ , Вт/(см · К) · 10 ³	0,36	0,067	0,01	–	0,0035	0,162
Теплоемкость C , Дж/(г · К)	0,463	0,3	0,3	–	0,19	0,35
Плотность ρ , г/см ³	4,158	5,72	5,71	4,95	7,83	5,03
Коэффициент линейного поглощения, см ⁻¹ , $2\delta_1$ $2\delta_2$	0,36 0,01	0,1 0,5	0,01 0,005	0,2 0,1	0,005 0,005	0,05 0,05
Порог разрушения I_d , МВт/см ²	142	157	139	294	132	121

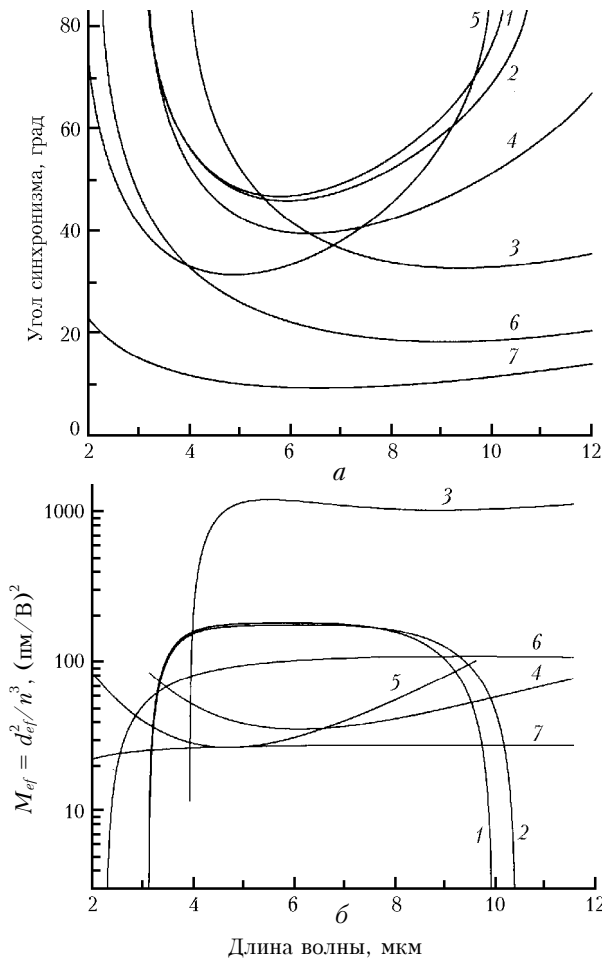


Рис. 1. Спектральные зависимости углов синхронизма и коэффициентов качества для ГВГ по I типу взаимодействия в нелинейных кристаллах: ZnGeP₂ (1), ZnGeP₂, T = 500 K, (2), CdGeAs₂ (3), AgGaSe₂ (4), HgGa₂S₄ (5), Tl₃AsSe₃ (6), GaSe (7). Во всех случаях, за исключением кривой (2), температура кристаллов T = 300 K

1. Математическая модель импульсного ГВГ

Используя стандартную процедуру параксиального приближения из волнового уравнения, можно получить следующую систему уравнений для комплексных амплитуд волны накачки A_1 и второй гармоники A_2 [7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2ik_1} \left(\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) + \beta_1 \frac{\partial A_1}{\partial x} + \delta_1 A_1 &= \\ &= -i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{2ik_2} \left(\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) + \beta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + \delta_2 A_2 &= \\ &= -i\sigma_2 A_1^2 \exp(i\Delta k z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь k_1 и k_2 – волновые числа волн накачки и ВГ; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – волновая расстройка; $\beta_{1,2}$, $\delta_{1,2}$, $\sigma_{1,2} = 4\pi k_1 d_{1,2ef} / n^2(\omega_{1,2})$ – углы сноса, коэффициенты линейного поглощения и коэффициенты нелинейной связи соответственно. В том случае, когда частоты ω_1 и ω_2 лежат далеко от характеристических полос фундаментального поглощения, а именно это наиболее интересный для практики случай, выполняются дополнительные условия симметрии Клеймана и значения d_{1ef} и d_{2ef} совпадают [8]. Каждый физический эффект может быть учтен в уравнениях (1) введением соответствующего слагаемого [9]. Кроме линейного поглощения уравнения (1) учитывают снос энергии взаимодействующих пучков (диафрагменный апертурный эффект), обусловленный двулучепреобразованием. Он уменьшает эффективность преобразования во вторую гармонику, особенно при малых сечениях пучка накачки и использовании длинных кристаллов. За этот эффект в уравнениях (1) отвечают члены с первой

производной по поперечной координате x и углами сноса β , определяемыми соотношением

$$\beta \approx \text{tg}\beta = \sin(2\theta) [(n_o - n_e)/n_o], \quad (2)$$

где θ — угол синхронизма; n_o, n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. Множитель $\exp(\pm i\Delta kz)$ описывает влияние фазовой расстройки взаимодействующих волн на эффективность преобразования.

В процессе параметрического преобразования частоты происходит поглощение энергии взаимодействующих излучений, вызывающее нагрев кристалла. Это учитывается введением в уравнения (1) членов, пропорциональных коэффициентам линейного поглощения. Из-за неоднородности распределения интенсивности в пучке излучения накачки возникает неоднородный нагрев в поперечном сечении кристалла. Он характеризуется распределением температуры $T(x, y) = \Delta T(x, y) + T_s$, где T_s — температура боковой поверхности кристалла, $\Delta T(x, y)$ — пространственно неоднородная добавка. При переходе через боковую поверхность кристалла возникают скачок температуры $T_s - T_0$ (T_0 — температура термостата) и соответствующий ему тепловой поток от кристалла к термостату. В дальнейшем в $T(x, y)$ будем учитывать только пространственно неоднородную составляющую $\Delta T(x, y)$, так как тепловая рефракция возникает благодаря наличию поперечных градиентов температуры, а однородная часть тепловой расстройки фазового синхронизма может быть скомпенсирована поворотом кристалла [7]. В работах [10, 11] решалось трехмерное уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат и было показано, что возникновением продольных градиентов температуры можно пренебречь.

Неоднородный нагрев кристалла приводит к пространственно неоднородному распределению значений показателей преломления взаимодействующих излучений. При этом возникает неоднородная по сечению пучка расстройка фазового синхронизма и пространственно неоднородное дисперсионное двулучепреломление $B = n_e(\theta) - n_o$, что ограничивает эффективность процесса. В отличие от моноимпульсного режима, в импульсно-периодическом режиме тепловые эффекты накапливаются и оказывают определяющее влияние на процесс преобразования частоты.

В силу вышесказанного учет эффектов теплового самовоздействия пучков подразумевает дополнение системы уравнений (1) двумерным уравнением теплопроводности и введение в них выражений ($i\gamma_{1,2}TA_{1,2}$), определяющих эти эффекты. В итоге система уравнений для расчетов эффективности ГВГ принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2ik_1} \left(\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) + \beta_1 \frac{\partial A_1}{\partial x} + \delta_1 A_1 + i\gamma_1 T A_1 = \\ = -i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz), \quad (3) \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{2ik_2} \left(\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) + \beta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + \delta_2 A_2 + i\gamma_2 T A_2 = \\ = -i\sigma_2 A_1^2 \exp(i\Delta kz), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{cn}{4\pi\rho C_p} (\delta_1 |A_1|^2 + \delta_2 |A_2|^2),$$

где $\gamma_{1,2} = k_{1,2} \frac{\partial n_{1,2}}{\partial T}$ — коэффициент, учитывающий тепловое самовоздействие; $\chi = \kappa/(\rho C_p)$ — коэффициент температуропроводности; T — превышение температуры кристалла над внешней температурой; κ — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность; C_p — удельная теплоемкость.

Система уравнений (3) дополняется краевыми и начальными условиями. Распределение волны накачки на входе в кристалл задается в соответствии с распределением интенсивности в поперечном сечении пучка накачки. В расчетах использовались модельные прямоугольные импульсы и импульсы с гауссовым распределением

$$\begin{aligned} A(x, y, t) = A_1(x, y, z = 0, t) = A^0(x, y, t) = \\ = A^0 \left(\frac{2}{\pi^{3/2} \tau \omega^2} \right)^{1/2} \exp(-(x^2 + y^2 / 2\omega^2)) \exp(-2t^2 / \tau^2). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь ω — эффективный радиус пучка по уровню $1/e$; τ — длительность импульса накачки по уровню $1/e$ по мощности; A^0 — максимальная амплитуда волны накачки. Для волны второй гармоники принималось $A_2(x, y, z = 0, t) = 0$, как и вообще для полей вне кристалла, т.е.

$$\begin{aligned} A_{1,2}(0, y, z, t) = 0, \quad A_{1,2}(x, 0, z, t) = 0, \\ A_{1,2}(L_x, y, z, t) = 0, \quad A_{1,2}(x, L_y, z, t) = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $L_x \times L_y \times L_z$ — размеры нелинейного кристалла. Начальная температура кристалла принималась равной внешней, т.е. $T(x, y, z, t = 0) = 0$, а через боковую поверхность идет теплообмен с коэффициентом α , т.е.

$$\begin{aligned} \kappa(\partial T / \partial x) + \alpha T|_{x=L_x} = 0, \quad -\kappa(\partial T / \partial x) + \alpha T|_{x=0} = 0, \\ \kappa(\partial T / \partial y) + \alpha T|_{y=L_y} = 0, \quad -\kappa(\partial T / \partial y) + \alpha T|_{y=0} = 0. \end{aligned}$$

Система уравнений (3) с приведенными краевыми и начальными условиями описывает следующие физические эффекты, влияющие на эффективность ГВГ:

- 1) истощение накачки (перекачку энергии от волны накачки волне второй гармоники);
- 2) поглощение волн накачки и второй гармоники;
- 3) снос энергии пучка волны накачки или второй гармоники;
- 4) дифракционное расплывание пучка;
- 5) неоднородный нагрев по поперечным координатам;
- 6) тепловое самовоздействие пучков волн накачки и второй гармоники.

2. Методика расчета эффективности ГВГ

После перехода к безразмерным переменным, введя обозначения

$$\begin{aligned}\zeta &= z/L_z, \quad \xi = x/L_x, \quad v = y/L_y, \quad d = L_z/(2k_1L_{x,y}^2), \\ u_{1,2} &= A_{1,2}/A^0, \quad \Delta = \Delta kL_z, \quad \tilde{\beta}_{1,2} = \beta_{1,2}L_z/L_x, \quad g = L_z/l_{nl}, \\ \tilde{\delta}_{1,2} &= \delta_{1,2}L_z, \quad \tilde{\tau}_T = L_{x,y}/\chi, \quad T^o = 2\delta_1 I_t(0) \tilde{\tau}_T / (\rho C_p), \\ \tilde{\gamma}_{1,2} &= \gamma_{1,2}L_z T^o, \quad \tau = t / \tilde{\tau}_T, \quad \tilde{T} = T / T^o, \quad (6)\end{aligned}$$

получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + id \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial v^2} \right) + \tilde{\beta}_1 \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \tilde{\delta}_1 u_1 + i\tilde{\gamma}_1 \tilde{T} u_1 &= \\ &= -ig u_1^* u_2 \exp(-i\Delta \zeta), \\ \frac{\partial u_2}{\partial \zeta} + \frac{id}{2} \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial v^2} \right) + \tilde{\beta}_2 \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \tilde{\delta}_2 u_2 + i\tilde{\gamma}_2 \tilde{T} u_2 &= \\ &= -ig u_1^2 \exp(i\Delta \zeta), \quad (7) \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial v^2} + |u_1|^2 + (\tilde{\delta}_2 / \tilde{\delta}_1) |u_2|^2.\end{aligned}$$

Основная идея используемого численного метода решения этой системы состоит в аппроксимации непрерывной нелинейной среды последовательностью равноотстоящих слоев, каждому из которых приписывается эквивалентный комплексный коэффициент усиления. Среда между слоями не имеет коэффициента усиления. Распространение поля между слоями описывается с использованием преобразования Фурье. Для этих целей разумнее использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье, экономящий время счета по сравнению с альтернативными конечно-разностными методами решения нелинейного параболического уравнения [12, 13].

Первые два уравнения можно переписать в виде

$$\frac{\partial u_j}{\partial \zeta} + id_j \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial v^2} \right) + \tilde{\beta}_j \frac{\partial u_j}{\partial \xi} = f_j. \quad (8)$$

Здесь $d_1 = d$, $d_2 = d/2$.

Процедура численного решения уравнений (8) сводилась к последовательному интегрированию однородных уравнений (распространению в свободном пространстве на расстояние $\Delta \zeta$ полей $u_{1,2}$) при помощи быстрого преобразования Фурье с учетом сноса и интегрированием на каждом слое ζ по методу Рунге–Кутты уравнений

$$du_j / d\zeta = f_j. \quad (9)$$

С целью уменьшения числа слоев и увеличения скорости счета члены, описывающие самовоздействие, не включались в f_j , а учитывались введением на каждом слое ζ_s фазовых экранов вида $\exp(-i\gamma \tilde{T} \Delta \zeta)$.

Численное моделирование ГВГ проводилось в двух режимах: в моноимпульсном режиме и в импульсно-периодическом с учетом процессов установления температурного поля в кристалле. При численном моделировании распространения полей $u_{1,2}(\xi, v)$ методом быстрого преобразования Фурье необходимо задавать интервал $G = L_{x,y}/2w$ для выполнения граничных условий и количество точек сетки (N_ξ, N_v) для представления функций поперечных координат ξ и v . Соответствующие значения G и (N_ξ, N_v) определяются числом Френеля рассматриваемой задачи и гладкостью исходного распределения волны накачки [14]. Для гладкого и быстро спадающего к краям исходного гауссова распределения число Френеля превышает 25–50, однако взаимодействие волн в процессе ГВГ при неоднородном по сечению пучка температурном распределении приводит к появлению мелкомасштабных неоднородностей. Вариации параметров G и $N_{\xi,v}$ при решении системы (7) показали, что значения $G = 4$ и $N_{\xi,v} = 64$ и 128 являются достаточными для реалистического описания возникающих в процессе ГВГ мелкомасштабных неоднородностей $u_{1,2}(\xi, v)$. Отметим, что при выбранных значениях G и $N_{\xi,v}$ поля волн накачки и второй гармоники в процессе распространения за счет ограниченности спектра Фурье искажаются незначительно. При $\Delta \zeta = 0,05 \div 0,1$ ($N_z = 10 \div 20$) результаты расчетов эффективности преобразования и амплитуды $u(\zeta)_{1,2}$ для случая отсутствия дифракции, однородного распределения интенсивности и прямоугольного импульса волны накачки хорошо совпадают с известными аналитическими выражениями для этого случая [7].

Для решения уравнения теплопроводности с граничными условиями третьего рода из-за простоты программной реализации был выбран неявный метод переменных направлений [15], обладающий вторым порядком точности с погрешностью $O[(\Delta \tau)^2, \Delta \xi^2, (\Delta v)^2]$ и являющийся безусловно устойчивым. Шаг по времени при интегрировании системы (7) выбирался так, чтобы величина изменения фазы полей за счет введения на каждом слое по ζ фазовых экранов, описывающих тепловое самовоздействие, была достаточно малой: $\gamma \Delta T \Delta \zeta \leq 1$. Далее с учетом условия $\Delta \zeta \leq 0,1$ и (6) получаем

$$\Delta t \leq \frac{\rho C_p}{(2\pi/\lambda) \Delta \zeta \gamma L_z 2\delta I_t(0)}. \quad (10)$$

Из неравенства (10) следует, что $\Delta t \leq 0,1-0,3$ с. Для рассматриваемых исходных данных и типов кристаллов $\tilde{\tau}_T$ составляет 25–240 с, поэтому при выполнении условий (10) удовлетворяются требования малости шага по t с точки зрения погрешности аппроксимации. Значение α принималось равным $5 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см²·К), что соответствует условиям контактного теплоотвода [16]. Интенсивность накачки выбиралась равной половине порога поверхностного разрушения кристаллов, что обеспечивает долговременную и надежную работу удвоителя частоты.

3. Результаты численного моделирования ГВГ

Расчеты проводились для моноимпульсного и импульсно-периодического режимов в предположении прямоугольной временной формы импульсов излучения и распределения интенсивности в поперечном сечении пучка накачки и для гауссовой временной формы и распределения интенсивности без учета и с учетом процессов установления температурного поля в кристалле. Выбирались следующие параметры CO₂-лазера накачки: $\lambda = 9,55$ мкм [линия 9P(20)], $E_p = 50$ мДж, частота повторения импульсов до 1 кГц.

Существует своя характерная длина развития процесса, на которой происходит накопление данного эффекта до величины, влияющей на эффективность преобразования [7]. Оставляя в уравнениях поочередно только члены, описывающие соответствующие эффекты и производные $\partial A_{1,2} / \partial z$, можно выделить характерные длины процессов. Необходимость учета того или иного рассмотренного эффекта при расчете эффективности определяется сравнением длины кристалла с соответствующей характерной длиной процесса. Так, например, для кристалла ZnGeP₂ при заданных параметрах излучения накачки нелинейная длина $l_{nl} = (\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} A^0)^{-1} = 0,8$ см; апертурная длина $l_w = 2w/\beta = 16$ см ($2w$ – диаметр входного пучка); дифракционная длина $l_d = 2\pi w_0^2 n / \lambda = 130$ см (w_0 – радиус гауссова пучка в перетяжке по уровню $1/e$ интенсивности).

На рис. 2, а показаны зависимости эффективности ГВГ от длины кристаллов ZnGeP₂, CdGeAs₂, HgGa₂S₄, Tl₃AsSe₃, AgGaSe₂ и GaSe, для гауссовой временной формы импульса и гауссова распределения интенсивности накачки при моноимпульсном режиме преобразования для предпробойных интенсивностей накачки. Число слоев разбивки импульса во времени равнялось 16. Сравнительную оценку эффективности ГВГ в этих кристаллах, определенную в эксперименте, можно найти в работах [17, 18].

На рис. 2, б приведены аналогичные зависимости, но для фиксированной для всех кристаллов интенсивности накачки 30 МВт/см². При ГВГ излучения ТЕА CO₂-лазеров кристаллы ZnGeP₂ имеют в 1,8 раза меньшее значение максимальной эффективности по сравнению с кристаллами Tl₃AsSe₃ и HgGa₂S₄ при одинаковой интенсивности накачки из-за повышенного уровня оптических потерь. Эти потери ограничивают максимальную разумную для использования длину кристаллов ZnGeP₂ длиной ~2 см. По сравнению с кристаллами AgGaSe₂ и GaSe проигрыш максимальной достижимой эффективности составляет 1,5 раза.

Состояние технологии выращивания нелинейных кристаллов таково, что при использовании кристаллов длиной менее 1–2 см кристаллы ZnGeP₂ по эффективности ГВГ занимали и занимают второе место после кристаллов CdGeAs₂ и превосходят все кристаллы по эксплуатационным характеристикам.

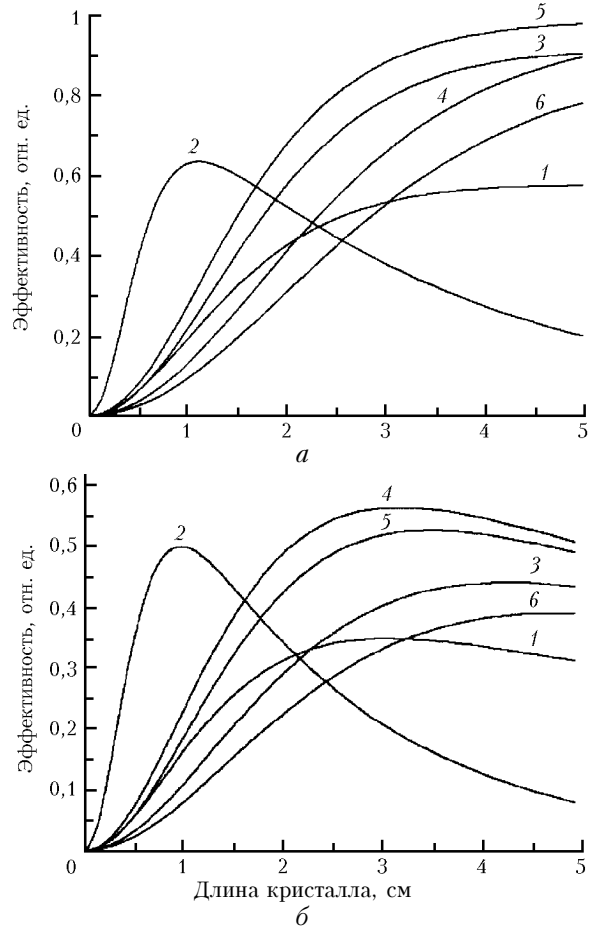


Рис. 2. Зависимость эффективности ГВГ CO₂-лазера от длины просветленного нелинейного элемента для кристаллов ZnGeP₂ (1), CdGeAs₂ (2), AgGaSe₂ (3), HgGa₂S₄ (4), Tl₃AsSe₃ (5), GaSe (6) при предпробойных интенсивностях накачки (а) и при интенсивности накачки $P = 3 \cdot 10^7$ Вт/см² (б)

При сегодняшнем уровне развития технологии использование кристаллов Tl₃AsSe₃, AgGaSe₂, HgGa₂S₄ длиной более 2 см и даже GaSe длиной более 5 см позволяет реализовать более эффективные ГВГ CO₂-лазеров при соответствующем росте цены. Реальный достижимый уровень эффективности ГВГ ≥ 40%.

Результаты оценок для ГВГ импульсно-периодического CO₂-лазера приведены на рис. 3–5. Рассчитывались зависимости эффективности ГВГ η_E в сечении кристалла ZnGeP₂ в последовательные моменты времени после начала накачки. На рис. 3 показаны результаты расчетов спустя 0,5 с после начала облучения. Видно, что процесс развития ГВГ идет с изменением эффективности преобразования. Пучки приобретают изменяющуюся со временем кольцевую структуру. Это связано с тем, что величина расстройки фазового синхронизма коррелирует с температурным распределением по сечению пучка. Наблюдается и асимметричная трансформация импульса накачки и второй гармоники из-за эффекта сноса излучений. Эффективность преобразования становится сложной функцией длины кристалла, и его оптимальную длину необходимо

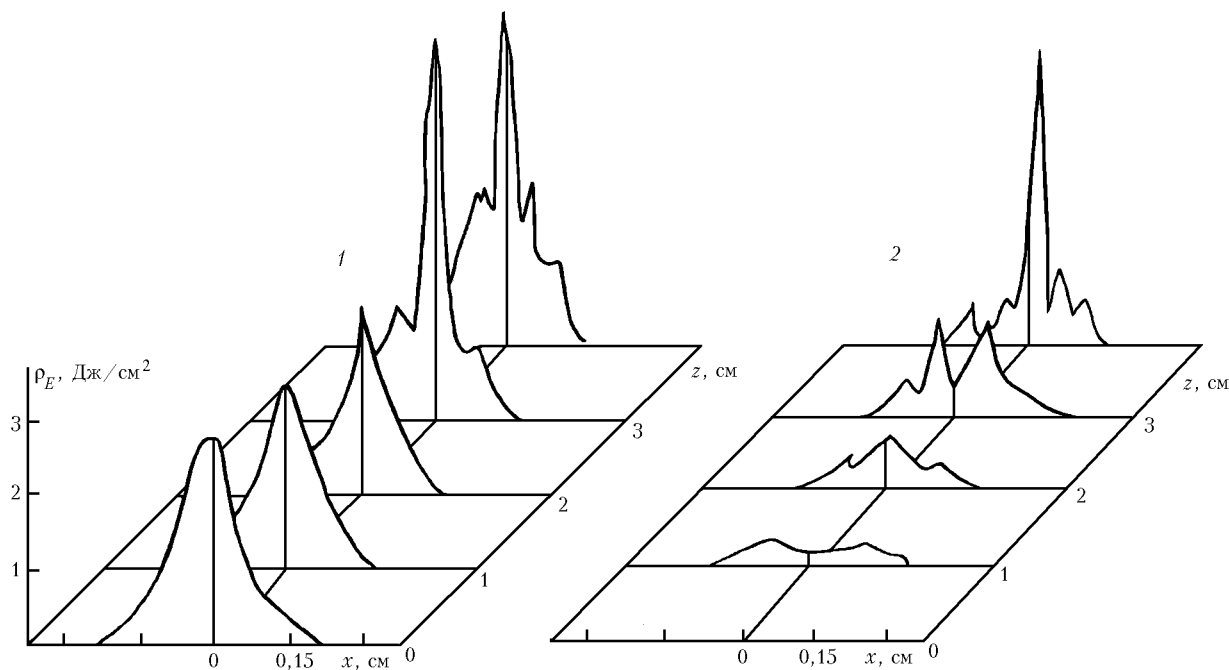


Рис. 3. Развитие тепловой самофокусировки в кристалле $ZnGeP_2$ при ГВГ импульсов CO_2 -лазера с частотой следования 1 кГц. Сечения распределений энергии волны накачки (1) и второй гармоники (2) при распространении вдоль оси z спустя 0,5 с после начала облучения

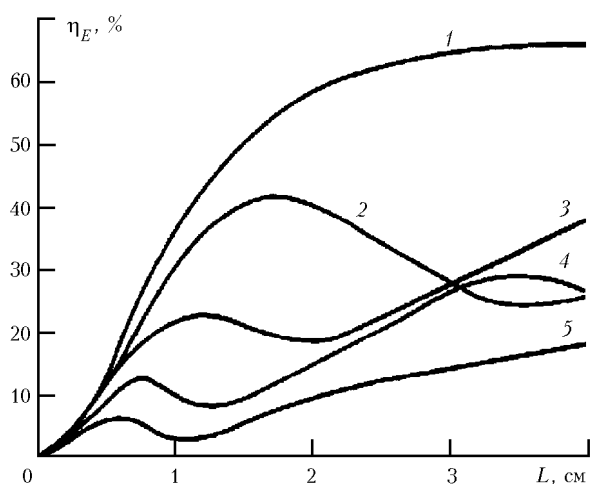


Рис. 4а. Зависимость кпд преобразования во вторую гармонику от длины кристалла $ZnGeP_2$ при частоте следования импульсов 1 кГц в последовательные моменты времени: 10^{-7} (1); 0,1 (2); 0,25 (3); 0,5 (4); 1 с (5)

определять в каждом конкретном случае отдельно. При этом необходимо обеспечить условие, чтобы интенсивность на выходной поверхности кристалла не превышала значения лучевой стойкости.

Изменение эффективности преобразования в последовательные моменты времени приведено на рис. 4а. При заданной частоте следования импульсов накачки существует оптимальная, с точки зрения получения максимальной эффективности преобразования в течение всего времени генерации, длина кристалла. Для $ZnGeP_2$ характерна сильная положительная температурная зависимость показателей преломления для волн накачки и второй гармоники, приводящая к образованию положительной фокусирующей линзы. Зависимости интенсивностей волн накачки и второй гармоники на выходной поверхности кристаллов приведены на рис. 4б.

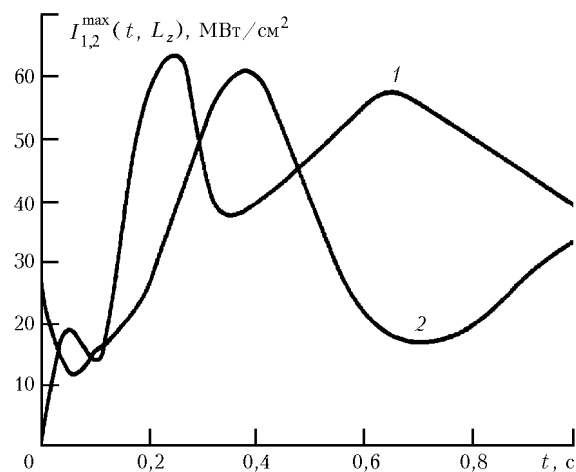


Рис. 4б. Временные зависимости максимальных интенсивностей волны накачки (1) и второй гармоники (2) на выходной поверхности кристалла $ZnGeP_2$, длиной 3,5 см, при частоте импульсов накачки 1 кГц

сирующей линзы. Зависимости интенсивностей волн накачки и второй гармоники на выходной поверхности кристаллов приведены на рис. 4б.

Пучки, распространяющиеся в кристалле, имеют многофокусную структуру. По мере нагрева кристалла фокус тепловой линзы для волн накачки и второй гармоники приближается из бесконечности к поверхности и далее продвигается в объем кристалла. Фокусы поочередно, сначала волны накачки, затем второй гармоники, затем опять волны накачки и т.д., пересекают заднюю грань кристалла. При превышении суммарной интенсивности волны накачки и второй гармоники порога поверхностных разрушений тепловая самофокусировка является

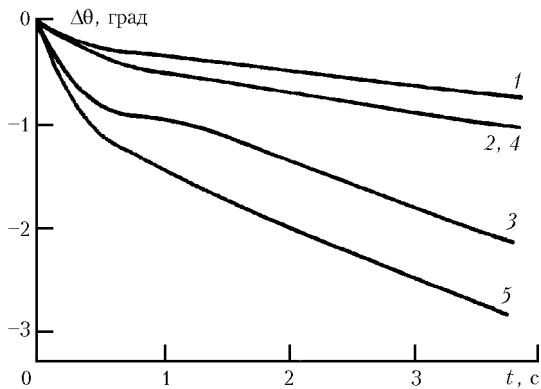


Рис. 5. Временная зависимость угла отстройки, компенсирующего действие тепловой самофокусировки для ГВГ импульсов излучения с энергией 50 мДж в кристаллах ZnGeP₂ при частоте следования импульсов 400 Гц и длине кристалла 3,5 (1), 2,5 (2) и 1,5 (4) см, а также 1 кГц при длине кристалла 2,5 (3) и 1 см (5)

дополнительным фактором, ограничивающим среднюю мощность накачки. При уменьшении частоты повторения импульсов, а значит, и средней мощности накачки, фокус тепловой линзы располагается за пределами объема кристалла и интенсивность излучения на задней поверхности не превышает порог поверхностных повреждений.

Однако в любом случае развитие тепловой самофокусировки приводит к снижению эффективности ГВГ, а также средней выходной мощности второй гармоники. Одним из путей решения этой проблемы может быть компенсация действия тепловой самофокусировки за счет углового поворота кристалла в направлении уменьшения расстройки по мере его нагрева. На рис. 5 приведен пример отстройки от направления синхронизма, обеспечивающей максимальное значение эффективности ГВГ для заданных ранее параметров лазера накачки. Отметим, что на рис. 5 кривые 2 и 4, соответствующие длинам кристалла 2,5 и 1,5 см, практически совпадают.

Иногда в экспериментальных исследованиях нами использовался контролируемый нагрев кристаллов ZnGeP₂ для сдвига кривых синхронизма в длинноволновую область спектра. Разумные пределы разогрева кристалла не превышали 160–200 °С, в зависимости от линии излучения СО₂-лазера накачки [6]. При более высоких температурах увеличение фоновое поглощение и соответствующее снижение эффективности ГВГ превышало ее рост за счет уменьшения угла синхронизма.

4. Обсуждение результатов

Зафиксировав некоторое, например 20%-е, уменьшение эффективности ГВГ, исходя из зависимости эффективности ГВГ от частоты следования импульсов, можно оценить предельную среднюю мощность накачки при частичной компенсации эффекта саморазогрева. При использовании кристаллов ZnGeP₂ высокого оптического качества и разум-

ной длины нелинейного элемента 2–2,5 см максимальная частота повторения импульсов накачки составляет 300 Гц. В рассматриваемом случае это соответствует средней мощности накачки 15 Вт, а максимальное значение эффективности ГВГ — 55%. При использовании кристаллов среднего оптического качества эти величины составляют 10 Вт и 30% при частоте следования импульсов 200 Гц и длине нелинейных элементов 1,5–2 см.

Аналогичные расчеты были проведены и для других нелинейных кристаллов. В кристаллах AgGaSe₂ высокого оптического качества 20%-й спад эффективности ГВГ имеет место при максимальной частоте следования импульсов накачки 400 Гц, средней мощности 20 Вт. Максимальный уровень эффективности при этом составляет 50% при использовании кристаллов длиной 5 см. При использовании кристаллов уникального качества 20%-й спад имеет место при частоте следования импульсов 1 кГц, средней мощности накачки 50 Вт, а максимальное значение эффективности достигает 53% при использовании кристаллов той же длины.

Кристаллы Tl₃AsSe₃ характеризуются относительно малым значением теплопроводности, и для использованных в расчетах размеров время установления температурного распределения в них составляет 10 с. Для этих кристаллов при уникальном оптическом качестве 20%-й спад наблюдался для максимальной частоты следования импульсов накачки 500 Гц и средней мощности 25 Вт. Максимальное значение эффективности ГВГ составило 55%, но для нелинейных элементов длиной 9 см. Кристаллы HgGa₂S₄ не рассматривались в этом случае ввиду отсутствия корректных данных об их тепловых и термооптических свойствах. При рассмотрении кристаллов среднего оптического качества определяющими оказываются высокая лучевая стойкость и тепловые параметры кристаллов ZnGeP₂ [19]. По своим возможностям они по-прежнему уступают лишь охлажденным до криогенных температур кристаллам CdGeAs₂, если длина кристаллов не превышает ~2 см. При использовании высококачественных кристаллов их тепловые свойства перестают быть определяющими и длинные 5–10 см образцы кристаллов Tl₃AsSe₃, AgGaSe₂ и даже GaSe имеют большие максимальные потенциальные эффективности ГВГ.

Отметим, что при учете эффекта сноса, важном при преобразовании частоты пучков малой апертуры ($w = 1–4$ мм), преимущество над другими кристаллами имеет AgGaSe₂. Такие апертуры являются типичными для мобильных лазерных систем. Без просветляющих покрытий эффективность ГВГ в рассматриваемых кристаллах падает примерно в 2 раза, причем наиболее существенно для кристаллов Tl₃AsSe₃ — в 2,4 раза и CdGeAs₂ — в 2,2 раза в силу больших значений показателей преломления.

Проводились также расчеты эффективности для ГВГ непрерывного излучения и ГВГ короткими импульсами длительностью 1 нс. Для непрерывного излучения эффективность преобразования в кристаллах ZnGeP₂ является наименьшей и составляет лишь

$5 \cdot 10^{-4} \%$ при интенсивности накачки $2 \cdot 10^5$ Вт/см². Однако при учете эффекта сноса ситуация радикально изменяется. В частности, для кристаллов GaSe при рассматриваемом диаметре пучка излучения 1 мм максимальная длина составит 2,7 мм, а для кристаллов Tl₃AsSe₃ — 5,5 мм. Реальными конкурентами кристаллам ZnGeP₂ в этом случае остаются кристаллы AgGaSe₂, HgGa₂S₄ и CdGeAs₂ благодаря высокому значению коэффициента качества. Преимущество того или иного кристалла в этом случае определится конкретным схемным решением ГВГ.

Предельно высокие эффективности преобразования, вплоть до 90%-го уровня и выше, могут быть реализованы во всех нелинейных кристаллах среднего ИК-диапазона при накачке излучением с длительностью импульса $\tau \approx 1$ нс. При этом длина кристаллов CdGeAs₂ должна быть в пределах 2–3 мм, кристаллов ZnGeP₂, AgGaSe₂, HgGa₂S₄ и Tl₃AsSe₃ — 4–6 мм, а для кристаллов AgGaSe₂ и GaSe — 8–9 мм. Во всех случаях использование кристаллов сантиметровых длин не имеет смысла.

Заключение

Проведен сравнительный анализ возможностей создания генераторов второй гармоники ТЕА СО₂-лазеров с выходной средней мощностью до десятков ватт.

Решена система связанных уравнений для амплитуд взаимодействующих волн, совместно с двумерным уравнением теплопроводности, что позволило учесть эффекты теплового самовоздействия при ГВГ.

Построены зависимости эффективности от длины кристаллов с учетом их оптического качества. Результаты расчетов эффективности преобразования для случая отсутствия дифракции, однородного распределения интенсивности и прямоугольного импульса волны накачки хорошо совпадают с известными аналитическими выражениями для этих же условий, что служит определенным критерием корректности выполненных оценок.

Рассчитаны дополнительные угловые подстройки кристаллов, максимизирующие эффективность ГВГ и оптимальные длины кристаллов, обеспечивающие ее максимум для фиксированных частот следования импульсов. Найдено, что максимальная эффективность ГВГ в ZnGeP₂ равна 56% при частоте следования импульсов 300 Гц, что соответствует средней мощности накачки 15 Вт.

Установлено, что преобразование импульсно-периодического излучения ТЕА СО₂-лазера без существенного уменьшения эффективности за счет тепловой расстройки фазового синхронизма возможно в кристалле ZnGeP₂ хорошего оптического качества при средней мощности до 5 Вт, а в кристаллах AgGaSe₂ и Tl₃AsSe₃ — до 10 Вт. В кристаллах лучшего оптического качества — до 10 и 20 Вт соответственно.

Выражаю благодарность Ю.М. Андрееву и А.В. Вернику за высказанные критические замечания и полезные обсуждения.

1. Killinger D.K., Menyuk N., and DeFeo W.E. Remote sensing of CO using frequency-doubled CO₂ laser radiation // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. № 6. P. 402–405.
2. Menyuk N., Killinger D.K., and DeFeo W.E. Remote sensing of NO using a differential absorption lidar // Appl. Opt. 1980. V. 19. № 19. P. 3282–3286.
3. Зуев В.Е., Кабанов М.В., Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Гейко П.П., Грибенюков А.И., Зуев В.В. Эффективные параметрические преобразователи частоты ИК-лазеров и их применение // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. № 6. С. 1142–1149.
4. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. New-York; Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1999. P. 413.
5. Андреев Ю.М., Бадиков В.В., Воеводин В.Г., Гейко Л.Г., Гейко П.П., Иващенко М.В., Карпузинов А.И., Шерстов И.В. Лучевая стойкость нелинейных кристаллов на длине волны 9,55 мкм // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 12. С. 1075–1078.
6. Андреев Ю.М., Гейко Л.Г., Гейко П.П. Условия фазового синхронизма для генерации второй гармоники в кристаллах ZnGeP₂ // Изв. вузов. Физ. 2002. № 10. С. 85–89.
7. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
8. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М.: Мир, 1976. 261 с.
9. Алманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики (электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах). М.: ВИНТИ, 1965. 295 с.
10. Okada M., Ieiri S. Influence of self-induced thermal effects on second harmonic generation // IEEE J. Quantum. Electron. 1971. V. 7. № 9. P. 469–470.
11. Дмитриев В.Г., Коновалов В.А., Шалаев Е.А. К теории теплового самовоздействия при генерации гармоники в нелинейных кристаллах // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 3. С. 496–502.
12. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М.: Изд-во МГУ, 1989. 154 с.
13. Чесноков С.С. Быстрое преобразование Фурье в задачах теплового самовоздействия // Вестн. МГУ. Физ. и астроном. 1980. Т. 21. № 6. С. 27–31.
14. Ziklas E.A., Siegman A.E. Mode calculation in unstable resonators with flowing saturable gain. 2: Fast Fourier transform methode // Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 1874–1886.
15. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Г. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. В 2 т.т. М.: Мир, 1990.
16. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984. 247 с.
17. Горобец В.А., Петухов В.О., Точицкий С.Я., Чураков В.В. Исследование нелинейно-оптических характеристик ИК-кристаллов для преобразования частоты излучения ТЕА СО₂-лазера // Оптич. ж. 1999. Т. 66. № 1. С. 62–67.

18. *Гейко П.П., Андреев Ю.М.* Сравнительный эксперимент по удвоению частоты TEA CO₂-лазеров в кристаллах ZnGeP₂, AgGaSe₂ и GaSe // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 12. С. 1146–1149.

19. *Andreev Yu.M., Geiko P.P., Vernik A.V., Geiko L.G.* The possibilities of development of high efficiency CO₂ laser harmonic generators for Lidars // Proc. SPIE. 2000. V. 4035. P. 237–244.

P.P. Geiko. Simulation of pulsed CO₂ laser second harmonic generation in nonlinear triple semiconductor crystals with allowance for thermal blooming.

Possibilities for developing high-efficiency and high-output mini TEA CO₂ laser second harmonic generators are studied. The system of shortened equations for interacting waves along with the two-dimensional heat conduction equation is solved. The later equation allowed us to take into account the thermal blooming effect. Efficiency of SHG with ZnGeP₂, CdGeAs₂, AgGaSe₂, HgGaS₄, Tl₃AsSe₃ and GaSe nonlinear crystals was estimated depending on the crystal length and optical quality. The following CO₂ pumping laser parameters were used: wavelength of 9.55 μm, pulse energy of 50 mJ, pulse duration from 1 to 100 ns, pulse repetition rate up to 1 kHz. The additional angular tuning of the crystals that maximizes SHG efficiency as well as the optimal crystal lengths providing for its maximum for the fixed pumping pulse repetition rate were determined as well. The possibility to develop SHG with high (up to tens of watts) average power was concluded.