

П.П. Гейко

Моделирование параметрической генерации световых импульсов в нелинейных кристаллах с накачкой лазерами 2–3-мкм диапазона

Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 9.04.2003 г.

Разработана методика решения системы укороченных уравнений, описывающих параметрическую генерацию в одночастотном резонаторе ПГС с накачкой импульсами наносекундного диапазона длительностей. Рассчитаны зависимости коэффициента преобразования в кристаллах $ZnGeP_2$, $AgGaSe_2$, $HgGa_2S_4$ и оптимального коэффициента отражения выходного зеркала R_{opt}^2 от энергетической плотности накачки W_p для различных значений параметра нестационарности γ ПГС. Установлено, что для каждого значения W_p существует оптимальное по величине η_i значение длительности импульса накачки τ_p , обусловленное величиной порога возникновения параметрической генерации. Проведен анализ корректности полученных результатов. Сделан вывод о возможности создания ПГС с высокой (до десятков ватт) средней мощностью.

Введение

Существующие ИК-параметрические генераторы света (ПГС) редко используются в лидарных системах из-за невысоких энергетических характеристик, а порой и ограниченного диапазона перестройки по спектру. В последние годы ситуация несколько изменилась, были получены впечатляющие результаты по запуску ПГС на кристаллах германофосфида цинка с накачкой излучением гольмиевого лазера ($\lambda = 2,05$ мкм, $\tau = 6-8$ нс), со средней мощностью более 16 Вт [1, 2], которые пока также не нашли применения для исследования атмосферы. Целью данной работы является проведение сравнительного анализа возможностей создания мощных ПГС на основе наиболее перспективных для этой цели кристаллов $ZnGeP_2$, $AgGaSe_2$ и $HgGa_2S_4$.

В качестве источников накачки рассматриваются твердотельные лазеры диапазона 2–3 мкм. В диапазоне 2–3 мкм реализована генерация на нескольких переходах редкоземельных ионов в различных активированных кристаллах. Наиболее эффективная генерация с выходными параметрами излучения, пригодными для накачки ПГС, осуществлена на переходах $Ho^{3+} {}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ ($\lambda_{Ho} = 2$ мкм) и $Er^{3+} {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ($\lambda_{Er} \approx 3$ мкм) в активированных кристаллах YAG ($\lambda_{Ho} = 2,1$ мкм, $\lambda_{Er} = 2,94$ мкм), YLF ($\lambda_{Ho} = 2,05$ мкм, $\lambda_{Er} = 2,81$ мкм), YSGG ($\lambda_{Ho} = 2,09$ мкм, $\lambda_{Er} = 2,79$ мкм) с накачкой диодными лазерами [3]. Все это в совокупности дает возможность создания простого и надежного полностью твердотельного источника излучения, привлекательного для лидарных систем.

1. Математическая модель импульсного ПГС

Если в квадратично-нелинейной среде распространяются три волны: накачки E_p и две слабые вол-

ны, называемые холостой E_i и сигнальной E_s , то нелинейное взаимодействие волн порождает переизлученную волну на частоте $\omega_p - \omega_s$ с волновым вектором $k_p - k_s$ и волну на частоте $\omega_p - \omega_i$ с волновым вектором $k_p - k_i$. При выполнении условий $\omega_s + \omega_i = \omega_p$, $k_s + k_i = k_p$ в кристалле возникает эффективное параметрическое взаимодействие трех световых волн, приводящее к усилению сигнальной и холостой волн за счет перекачки в них энергии волны накачки. Условие фазового синхронизма $k_s + k_i = k_p$ можно выполнить в анизотропных нелинейных кристаллах, выбирая угол между оптической осью и направлением распространения волн, а также их поляризацию.

Параметрическое усиление световых импульсов в приближении медленно меняющихся амплитуд описывается следующей системой «укороченных» уравнений [4]:

$$\begin{aligned} dA_s^* / dz + \delta_s A_s^* &= i\sigma_s A_p^* A_i, \\ dA_i / dz + \delta_i A_i &= i\sigma_i A_p A_s^*, \\ dA_p / dz + \delta_p A_p &= -i\sigma_p A_i A_s, \end{aligned} \quad (1)$$

где A_j — комплексная амплитуда поля, связанная с вещественной амплитудой a_j и фазой ϕ_j соотношением $A_j = a_j \exp(i\phi_j)$, $\sigma_j = 4\pi\omega_j d_{ef} / [cn(\omega_j)]$ — коэффициенты нелинейной связи; d_{ef} — эффективные нелинейные восприимчивости; δ_j — коэффициенты поглощения. Ограничимся рассмотрением наносекундного диапазона длительностей импульсов накачки. При этом мы пренебрегаем групповой расстройкой импульсов, так как расчеты дисперсионных зависимостей показывают, что при длительностях накачки, превышающих 10^{-9} с, групповые длины намного превышают используемые на практике длины кристаллов [5, 6]. Система (1) легко сводится

к системе уравнений для вещественных амплитуд и обобщенной фазы $\Psi = \varphi_p - (\varphi_s + \varphi_i)$. При этом наибольшей эффективности параметрического преобразования отвечает решение для $\Psi = \pi/2$. При этом условии из (1) получим систему укороченных уравнений для вещественных амплитуд:

$$\begin{aligned} da_s / dz + \delta_s a_s &= \sigma_s a_p a_i, \\ da_i / dz + \delta_i a_i &= \sigma_i a_p a_s, \\ da_p / dz + \delta_p a_p &= -\sigma_p a_i a_s. \end{aligned} \quad (2)$$

Будем рассматривать нелинейный кристалл с торцами, перпендикулярными направлению синхронизма для волн с частотами ω_s и ω_i , помещенный в резонатор, ось которого также совпадает с направлением синхронизма. Зеркала резонатора полностью прозрачны для волны накачки и сигнальной волны, для холостой же волны коэффициент отражения одного зеркала равен 1, а другого — R^2 . Волна накачки падает на кристалл со стороны «глухого» зеркала для холостой волны. В таком резонаторе кроме прямых волн, распространяющихся в направлении волны накачки, вследствие отражения от зеркала R^2 возникает обратная холостая волна. Амплитуды прямых волн обозначим индексом «+», а обратной «-». Полагаем, что обратная холостая волна не взаимодействует с прямыми волнами, поэтому она описывается уравнением

$$da_i^- / dz + \delta_i a_i^- = 0. \quad (3)$$

Процесс генерации в ПГС представим в виде последовательности шагов, каждый из которых соответствует обходу резонатора, включающему следующие этапы: распространение прямых волн, отражение от зеркала R^2 , распространение обратной волны, отражение от «глухого» зеркала. Для каждого шага с номером N требуется решать систему уравнений

$$\begin{aligned} da_{sN}^+ / dz + \delta_s a_{sN}^+ &= \sigma_s a_{pN}^+ a_{iN}^+, \\ da_{iN}^+ / dz + \delta_i a_{iN}^+ &= \sigma_i a_{pN}^+ a_{sN}^+, \\ da_{pN}^+ / dz + \delta_p a_{pN}^+ &= -\sigma_p a_{iN}^+ a_{sN}^+ \end{aligned} \quad (4)$$

с краевыми условиями для границ области взаимодействия (0 и L_z)

$$a_{sN}^+(0) = a_{sn}^+; \quad a_{iN}^+(0) = a_{in}^+ + a_{iN-1}^-(0); \quad a_{pN}^+(0) = a_{pn}^+ \quad (5)$$

для прямого прохода по резонатору и уравнение

$$da_{iN}^- / dz + \delta_i a_{iN}^- = 0 \quad (6)$$

с краевым условием

$$a_{iN}^-(L_z) = R a_{iN}^+(L_z) \quad (7)$$

для обратного прохода.

В (5) используются следующие обозначения: a_{pN}^+ — амплитуда волны накачки; a_{sn}^+ и a_{in}^+ — амплитуды шума на частотах ω_s и ω_i на входе в кристалл.

В кристалле всегда имеются флуктуации поля в виде слабых хаотических сигналов. Благодаря нелинейному взаимодействию этих сигналов с волной накачки распространение последней по кристаллу будет сопровождаться параметрической люминесценцией — переизлучением света на частотах меньше частоты накачки. Начальные условия для сигнальной и холостой волн соответствуют квантовым флуктуациям от уровня шумов параметрической люминесценции и определяются плотностью энергии нулевых состояний фотонов $E_j^{(0)} = \hbar\nu/2L_r S$, здесь S — площадь сечения пучка, а L_r — длина резонатора. Следовательно, амплитуда шума запишется как

$$a_{jn}^+ = (2E_j^{(0)}/n_j \epsilon_0 c)^{1/2}.$$

Будем полагать, что ПГС накачивается гауссовым импульсом с амплитудой поля

$$a_{pe}^+(r, t) = a_p^0 \exp[-2(t/\tau_p)^2 - 0,5(r/w)^2], \quad (8)$$

где τ_p — длительность импульса накачки по уровню $1/e$ по мощности; w — радиус поперечного распределения по уровню $1/e$ по интенсивности; a_p^0 — максимальная амплитуда накачки. Момент времени $t = 0$ отвечает максимальному значению амплитуды накачки. Обычно длительность импульса накачки τ_p превосходит время обхода резонатора ПГС τ_0 , в наших расчетах это заведомо выполняется. Поэтому выражение (8) может быть аппроксимировано ступенчатой функцией с шириной ступеньки τ_0 и постоянной на ступеньке величиной поля накачки [7]. Ступеньки отвечают последовательным временным шагам развития генерации. Для каждого шага по времени N ($\tau_N = N \cdot \tau_0$) должна быть решена задача (4)–(8).

2. Методика расчета энергетических характеристик ПГС

Расчеты проводились по методике, близкой к описанной в работе [8]. Для практической реализации вычислительного алгоритма перейдем к безразмерным переменным и введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \zeta &= z / L_z; \quad u_{jN} = a_{jN} / a_p^0; \quad \delta_j^* = \delta_j L_z; \quad l_{nl} = (a_p^0 \sigma_p)^{-1}; \\ \mu &= \omega_i / \omega_p; \quad g = L_z / l_{nl}; \quad \rho = r / w; \quad \gamma = 2(\tau_0 / \tau_p)^2. \end{aligned} \quad (9)$$

При введении переменных l_{nl} и g считаем, что в области прозрачности кристалла нормальная дисперсия показателей преломления невелика ($n_p \approx n_s \approx n_i$) и в параметр l_{nl} входит только показатель преломления на длине волны накачки n_p .

В соответствии с выбранной нами формой импульса (8) рассмотрим близкую к практической ситуации аксиально-симметричную задачу, т.е. учтем зависимость функций u_{jN} только от одной поперечной координаты ρ . Значения $u_{jN}(\rho)$ задаются и рассчитываются на сетке ρ_k . Значение амплитуды накачки на радиальном слое с номером k и шаге по времени с номером N рассчитывается по формуле

$$u_{pNe}^{k+} = \exp[-\gamma N^2 - (1/2)\rho_k^2]. \quad (10)$$

Для каждого слоя и шага по времени численно интегрируется система, описывающая прямые волны:

$$\begin{aligned} du_{sN}^{k+} / d\zeta + \delta_s^* u_{sN}^{k+} &= (1 - \mu) g u_{pN}^{k+} u_{iN}^{k+}, \\ du_{iN}^{k+} / d\zeta + \delta_i^* u_{iN}^{k+} &= \mu g u_{pN}^{k+} u_{sN}^{k+}, \\ du_{pN}^{k+} / d\zeta + \delta_p^* u_{pN}^{k+} &= -g u_{iN}^{k+} u_{sN}^{k+} \end{aligned} \quad (11)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} u_{sN}^{k+}(0) &= u_{sn}^{k+}, \quad u_{iN}^{k+}(0) = u_{in}^{k+} + u_{iN-1}^{k-}(0), \\ u_{pN}^{k+}(0) &= u_{pN}^{k+}. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнение, описывающее обратную волну, можно проинтегрировать аналитически:

$$u_{iN}^{k-}(0) = R u_{iN}^{k+}(1) \exp(-\delta_i^*). \quad (13)$$

Численное интегрирование системы (11) с учетом (10), (12), (13) проводилось методом Рунге–Кутты с автоматической подстройкой шага. Рассчитывались $S_p(t)$, $S_s(t)$, $S_i(t)$ – формы импульса накачки, сигнальной и холостой волн на выходе ПГС, а также η_s и η_i – эффективности преобразования по энергии в излучение с длинами волн λ_s и λ_i по формулам:

$$\begin{aligned} S_i(t_N) &= (1 - R^2) \sum_k [\rho_k (u_{iN}^{k+})^2] / \sum_k \rho_k, \\ S_s(t_N) &= \sum_k [\rho_k (u_{sN}^{k+})^2] / \sum_k \rho_k, \\ S_p(t_N) &= \sum_k [\rho_k (u_{pN}^{k+})^2] / \sum_k \rho_k; \\ \eta_s &= \sum_N S_s(t_N) / \sum_N S_p(t_N), \\ \eta_i &= \sum_N S_i(t_N) / \sum_N S_p(t_N) \end{aligned} \quad (14)$$

при различных значениях параметров системы g , γ , μ , R , δ_j^* .

3. Результаты расчетов

Для получения высокой эффективности преобразования при трехчастотных параметрических взаимодействиях необходимо выполнение условия фазового синхронизма. Рассчитанные кривые фазового синхронизма для ПГС I типа взаимодействия с накачкой излучением гольмиевого, эрбиевого и неодимового лазеров представлены на рис. 1. Отметим, что для кристалла HgGa_2S_4 появляется возможность накачки излучением неодимового лазера [9], в то время как кристаллы ZnGeP_2 и AgGaSe_2 непрозрачны для излучения с длиной волны 1 мкм.

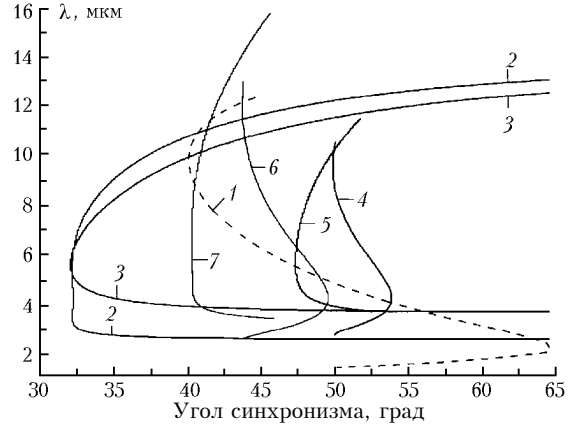


Рис. 1. Перестроенные кривые синхронизма для ПГС в кристаллах HgGa_2S_4 с накачкой $\lambda_p = 1,06$ мкм – 1; 2,1 мкм – 2; 2,8 мкм – 3; ZnGeP_2 с накачкой 2,1 мкм – 4; 2,8 мкм – 5 и AgGaSe_2 с накачкой 2,1 мкм – 6; 2,8 мкм – 7

Очень интересна возможность реализации некритичного спектрального синхронизма, когда в кристалле HgGa_2S_4 возможна генерация широкоспектрального излучения 2,9–6,2 мкм (кривая 2), а кристалле ZnGeP_2 (кривая 7) излучения с длиной волны 4,1–7,8 мкм.

Оценим диапазоны возможных вариаций входных параметров системы. Современный уровень технологии нанесения покрытий позволяет создать зеркало для ПГС с коэффициентом отражения для сигнальной волны R^2 от 2 до 98,5%. При $\lambda_p = 2$ мкм параметр μ изменяется от 0,35 до 0,55, а при $\lambda_p = 3$ мкм от 0,55 до 0,82.

Коэффициент оптических потерь 2δ в образцах HgGa_2S_4 и AgGaSe_2 , получаемых по воспроизводимой технологии, для рассматриваемого спектрального интервала составляет не более 0,1 [10] и 0,01 см^{-1} [11] соответственно. В работе [12] сообщается о выращивании кристаллов ZnGeP_2 с очень малыми для этого типа кристаллов значениями коэффициента оптических потерь $2\delta \sim 0,01$ см^{-1} в области 3–8,5 мкм, а на $\lambda_p = 2$ мкм потери могут составлять $2\delta \sim 0,05$ см^{-1} [13].

При конструировании ПГС стремятся уменьшить длину его резонатора для более полного заполнения кристалла излучением накачки и уменьшения потерь. Полагая, что в пределе длина резонатора совпадает с длиной кристалла, τ_0 можно оценить по формуле

$$\tau_0 = 2L_2 n / c. \quad (16)$$

Для $L_2 = 2$ см с учетом того, что показатели преломления рассматриваемых кристаллов имеют значения около 3, получаем $\tau_0 \approx 0,4$ нс. В нашей работе длительность импульса накачки τ_p , в зависимости от конструкции лазера, параметров его активной среды, способа модуляции добротности и т.д., может изменяться от единиц наносекунд до единиц микросекунд. Поэтому параметр γ может варьироваться в широких пределах от 10^{-2} до 10^{-8} и менее. Из выражений (9) с учетом формы импульса (8) получим для параметра g

$$g = \frac{4\pi\omega_p d_{eff}}{cn_p} 0,0915 \left(\frac{W_p}{\tau_p n_p} \right)^{1/2} L_z, \quad (17)$$

где $W_p = E_p / (\pi\omega^2)$ – средняя плотность энергии на поверхности кристалла; E_p – энергия импульса накачки, коэффициент 0,0915 появляется при переходе от амплитуд поля, записанных в системе СГСЭ, к интенсивности, обычно выражаемой в Вт/см². Значение W_p ограничено порогом поверхностных разрушений, который составляет для рассматриваемых кристаллов 1–4 Дж/см². Полагая, что минимальная длительность импульса накачки $\tau_p = 5$ нс, а максимальная энергетическая плотность накачки на поверхности кристалла $W_p = 1$ Дж/см², и учитывая значения d_{eff} , L_z , n_p , получим, что максимальная величина параметра нелинейности g может достигать 22.

При проведении расчетов выбирались экспериментально реализуемые длины кристаллов (L_z) и резонаторов ПГС (L_r): для HgGa₂S₄ и ZnGeP₂ $L_z = 1$ см, $L_r = 1,5$ см; для AgGaSe₂ $L_z = 2$ см, $L_r = 2,5$ см. Для фиксированных значений плотности энергии накачки W_p и параметра γ находилась величина коэффициента отражения выходного зеркала R_{opt}^2 , при котором коэффициент преобразования по энергии в заданный спектральный диапазон достигает максимума η_i .

На рис. 2 и 3 представлены зависимости коэффициента преобразования η_i и оптимального коэффициента отражения выходного зеркала R_{opt}^2 от энергетической плотности накачки W_p для различных значений параметра нестационарности γ ПГС на основе HgGa₂S₄ и AgGaSe₂ с накачкой на $\lambda_p = 2,1$ мкм.

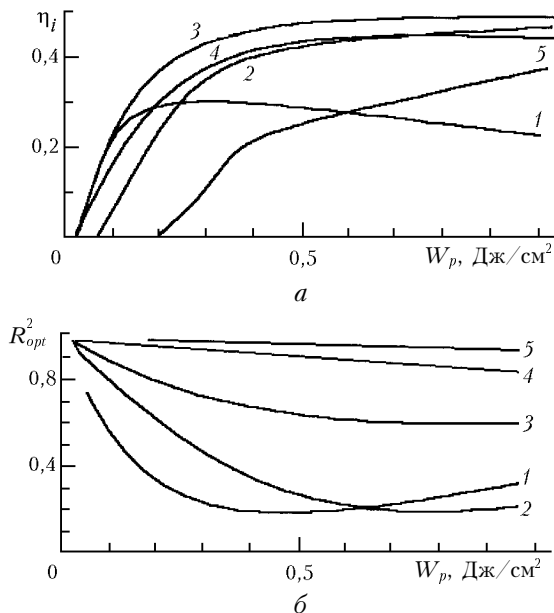


Рис. 2. Зависимости коэффициента преобразования (а) и оптимального коэффициента отражения выходного зеркала (б) ПГС на основе HgGa₂S₄ с накачкой $\lambda_p = 2,1$ мкм от энергетической плотности накачки при различных параметрах γ ($1 - 10^{-3}$; $2 - 10^{-4}$; $3 - 10^{-5}$; $4 - 10^{-6}$; $5 - 10^{-7}$)

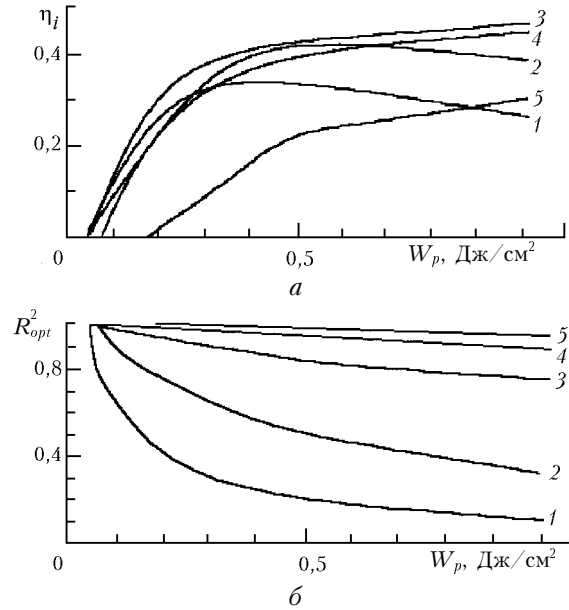


Рис. 3. Зависимости коэффициента преобразования (а) и оптимального коэффициента отражения выходного зеркала (б) ПГС на основе AgGaSe₂ с накачкой $\lambda_p = 2,1$ мкм от энергетической плотности накачки при различных параметрах γ ($1 - 10^{-3}$; $2 - 10^{-4}$; $3 - 10^{-5}$; $4 - 10^{-6}$; $5 - 10^{-7}$)

Анализ зависимостей на рис. 2 и 3 показывает, что для каждого значения W_p существует оптимальное по величине η_i значение γ , а значит, и оптимальная длительность импульса накачки τ_p . При уменьшении γ (увеличении τ_p) увеличиваются R_{opt}^2 и порог возникновения генерации. Пороговая энергия возрастает, так как интенсивность входной накачки уменьшается при заданном значении W_p . А при больших значениях пороговой энергии процесс параметрической генерации развивается эффективнее за счет увеличения суммарной длины взаимодействия с ростом τ_p .

При плотности энергии накачки $W_p = 0,5$ Дж/см², заведомо обеспечивающей отсутствие разрушения поверхности кристаллов, оптимальным является $\gamma = 10^{-5}$ в режиме работы ПГС, близком к вырожденному. При этом η_i составляет $\sim 0,47$ для ПГС на основе HgGa₂S₄ и $\sim 0,42$ для ПГС на основе AgGaSe₂. Несмотря на то что коэффициент поглощения излучения накачки в кристалле HgGa₂S₄ ($2\delta \sim 0,1$ см⁻¹) больше, чем в AgGaSe₂ ($2\delta \sim 0,01$ см⁻¹), η_i несколько выше.

Кроме того, отметим, что в сравнительном эксперименте по изучению величины порога поверхностного разрушения лучевая стойкость кристаллов HgGa₂S₄ оказалась выше, чем в AgGaSe₂ в 2,45 раза, и 2,2 раза выше, чем в ZnGeP₂ [14]. Поскольку излучение накачки с $\lambda_p = 2,8$ мкм практически одинаково поглощается кристаллами ZnGeP₂ и AgGaSe₂, а нелинейность ZnGeP₂ выше, чем у AgGaSe₂, расчеты проводились только для него. Для этого кристалла на $\lambda_i = 4,6$ мкм для $W_p = 0,5$ Дж/см² оптимальным является $\gamma = 10^{-4}$, и η_i при этом составляет $\sim 0,3$.

Рис. 4 иллюстрирует изменение η_s и η_i при отстройке ПГС от режима, близкого к вырожденному.

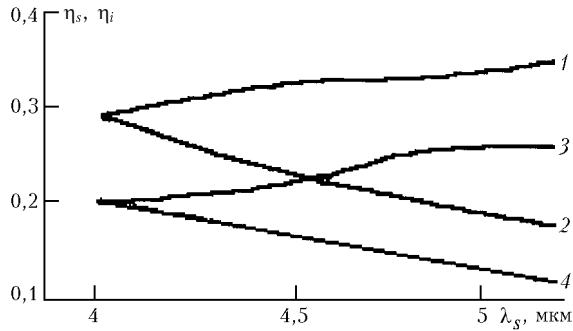


Рис. 4. Зависимость коэффициента преобразования в кристаллах AgGaSe_2 (1 – λ_s ; 2 – λ_i) и ZnGeP_2 (3 – λ_s ; 4 – λ_i) для $\gamma = 10^{-4}$; $R^2 = 0,65$; $W_p = 0,5$ Дж/см²; $\lambda_p = 2,1$ мкм

При увеличении λ_s и уменьшении λ_i , η_s падает, а η_i растет, причем $\eta_s + \eta_i$ остается примерно постоянной. Значения параметра $\gamma = 10^{-4} - 10^{-5}$ соответствуют при выбранных ранее длинах кристалла и резонатора длительности накачки $\tau_p = 30 \div 160$ нс. Такие длительности легко достижимы, так как существуют различные способы изменения длительности импульсов в диапазоне 10 нс – 4 мкс без существенных потерь энергии с сохранением их формы, например при использовании специальных схем резонаторов с модулирующим устройством на основе эффекта нарушения полного внутреннего отражения [15].

Значительный интерес представляют ПГС, перестраиваемые по частоте во всем среднем ИК-диапазоне с накачкой Nd:YAG-лазером. Для этой цели могут быть использованы новые нелинейные кристаллы AgGaGeS_4 и HgGa_2S_4 , поскольку они обладают достаточным двулучепреломлением для выполнения условий фазосогласования и прозрачны для излучения накачки [10]. В таблице приведены некоторые наши расчетные данные о ПГС на основе рассматриваемых кристаллов и кристаллов AgGaGeS_4 , HgGa_2S_4 и GaSe . Кристаллы GaSe рассматриваются здесь постольку, поскольку в них, как следует из наших расчетов и некоторых экспериментов [1], возможна сверхширокая спектральная перестройка. Основной проблемой, связанной с использованием этих кристаллов, являются их чрезвычайно низкие тепловые и механические свойства (слоистость) и, как следствие, невозможность механической обработки и вырезания оптических элементов под требуемыми углами к оптической оси. Однако существ-

вуют пути решения этой проблемы путем легирования исходного кристалла In или выращивания смешанных кристаллов GaSe:InSe [16].

В таблице $\Delta\theta_p$ – область изменения углов синхронизма; I_d – лучевая стойкость кристаллов относительно кристаллов ZnGeP_2 . Из предварительных оценок также следует, что, кроме возможностей запуска ПГС с накачкой Nd:YAG-лазером, новые кристаллы AgGaGeS_4 , HgGa_2S_4 (без учета тепловых свойств, подлежащих определению) позволяют реализовать ПГС с той же, а возможно, даже и с более высокой эффективностью, чем на основе качественных кристаллов ZnGeP_2 .

4. Оценка спектральной ширины линии ПГС

Для решения некоторых задач оптики атмосферы важным параметром ПГС является ширина линии излучения $\Delta\nu$, которую можно оценить при помощи выражения

$$\Delta\nu = \Delta\nu_c / p^{1/2}, \quad (18)$$

где $\Delta\nu_c$ – ширина линии параметрического усиления для данного кристалла; p – число обходов резонатора ПГС. Для вычисления $\Delta\nu_c$ воспользуемся известными формулами из [17]:

$$\Delta\nu_c = \sqrt{2(\ln 2)^{1/2} g^{1/2} / (L_z \vartheta_{12})} \quad (19)$$

при режиме, близком к вырожденному, и

$$\Delta\nu_c = 2(\ln 2)^{1/2} [g\mu(1-\mu)]^{1/2} / (L_z \nu_{12}) \quad (20)$$

вдали от вырождения, где

$$\nu_{12} = |\partial k_i / \partial \nu_i - \partial k_s / \partial \nu_s|; \quad (21)$$

$$\vartheta_{12} = \left| \partial^2 k_i / \partial \nu_i^2 + \partial^2 k_s / \partial \nu_s^2 \right|.$$

На рис. 5 приведены зависимости $\Delta\nu_c$ от длины волны излучения ПГС для рассматриваемых кристаллов. Задавая длительность импульса накачки τ_p , можно оценить p по формуле:

$$p = \tau_p / \tau_0. \quad (22)$$

Параметры ПГС на основе распространенных и новых нелинейных кристаллов

Кристалл	λ_p , мкм	$\Delta\lambda_s$, мкм	$\Delta\lambda_i$, мкм	$\Delta\theta_p$, град	Δd_{eff} , пм/В	Тип взаимодействия, плоскость	I_d , отн. ед.
ZnGeP_2	2,1	2,53–4,3	4,3–12,4	44–49,4	51–58	(o-ee)	1
	2,8	3,9–5,6	5,6–12,4	46–55	53–62,9	(o-ee)	1
AgGaSe_2	1,06	1,17–1,18	12,5–13,5	75–90	35,0–32,0	(e-oo)	0,9
	2,1	2,42–4,1	4,1–13,5	43–48,6	22,5–25,0	(e-oo)	0,9
HgGa_2S_4	0,53	0,55–0,58	6,51–13,0	49–90	24,0–18,0	(e-oo)	2,2
	1,06	1,16–2,13	2,13–13,0	38,5–61,5	21,0–15,0	(e-oo)	2,2
	2,1	2,43–4,1	4,1–13,0	35,4–42,3	16,0–14,5	(e-oo)	2,2
GaSe	2,8	3,3–5,7	5,7–19	29–40	41,4–47,2	(e-oo)	0,85
AgGaGeS_4	1,06	1,2–2,13	2,13–11,5	33,4–48,1	9,0–6,5	XZ, (e-oo)	1,6
	1,06	1,2–2,13	2,13–11,5	35,6–38,3	9,4–9,5	XY, (e-oo)	1,6

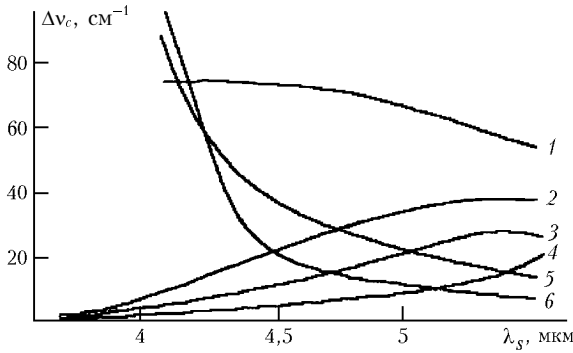


Рис. 5. Полоса усиления ПГС на основе кристаллов $ZnGeP_2$ (1 — $\lambda = 2,1$ мкм; 4 — $\lambda = 2,8$ мкм); $AgGaSe_2$ (6 — $\lambda = 2,1$ мкм; 2 — $\lambda = 2,8$ мкм); $HgGa_2S_4$ (5 — $\lambda = 1,06$ мкм; 3 — $\lambda = 2,1$ мкм)

Для $\tau_p = 100$ нс ширина линии ПГС составляет: при накачке с $\lambda_p = 2,1$ мкм в режиме, близком к вырожденному, $4-5$ см $^{-1}$, при $\lambda_i = 4,6$ мкм $\sim 1,2$ см $^{-1}$ для $AgGaSe_2$ и $\sim 2,5$ см $^{-1}$ для $ZnGeP_2$, а при накачке на $\lambda_p = 2,8$ мкм и $\lambda_i = 4,6$ мкм — $\sim 1,3$ см $^{-1}$ для $AgGaSe_2$ и $\sim 0,4$ см $^{-1}$ для $ZnGeP_2$.

5. Анализ корректности проведенных расчетов

Рассмотрим корректность упрощающих допущений, сделанных при записи системы уравнений (2), описывающей трехчастотное параметрическое взаимодействие. При уровне выходной средней мощности в несколько ватт и частоте следования импульсов 1 кГц энергия импульса накачки должна иметь величину 10–20 мДж. При фиксированном значении $W_p = 1$ Дж/см 2 это условие определяет минимальный радиус пучка накачки $w = 0,07-0,1$ см. При этом значении w дифракционная длина $l_d = 2\pi w_0^2 n / \lambda$ более чем на порядок превышает длины используемых кристаллов, поэтому в данном случае можно не учитывать дифракционное расплывание пучка. Апертурная длина $l_w = 2w/\beta$, где β — угол анизотропии, для $HgGa_2S_4$, $ZnGeP_2$ и $AgGaSe_2$ в несколько раз превосходит длину существующих элементов, поэтому пренебрежение эффектом сноса в уравнениях системы (2) при рассмотрении этих типов кристаллов является также обоснованным. Необходимость учета волновой расстройки Δk при параметрической генерации определяется расходимостью $\Delta\Theta_p$ и некогерентностью излучения накачки $\Delta\nu_p$, а также температурной неоднородностью нелинейной среды ΔT . Зависимость Δk от этих параметров в линейном приближении дается выражением

$$\Delta k = \partial(\Delta k / \partial T)\Delta T + \partial(\Delta k / \partial \Theta)\Delta\Theta_p + \partial(\Delta k / \partial \nu)\Delta\nu_p. \quad (23)$$

Наличие волновой расстройки $\Delta k = \pi/L_z$ приводит к уменьшению эффективности преобразования примерно в два раза [4]. Исходя из дисперсионных и температурных зависимостей показателей прелом-

ления по известным выражениям [18], мы оценили угловую, спектральную и температурную ширины синхронизма.

Спектральная ширина синхронизма $\Delta\nu$ для рассматриваемых кристаллов составляет $0,4-3,2$ см $^{-1}$, в то время как ширина спектра твердотельных лазеров при использовании селекторов продольных мод не превышает 10^{-2} см $^{-1}$, поэтому в расчетах можно пренебречь волновой расстройкой, обусловленной спектральным составом излучения накачки. Угловая ширина синхронизма $\Delta\Theta$ в рассматриваемых кристаллах $\lambda_p = 2-3$ мкм составляет $2-8$ мрад, что в несколько раз больше реализуемых значений расходимости для твердотельных лазеров.

Оценки неоднородной составляющей радиального распределения температуры ΔT , которой обусловлены образование тепловой линзы и не компенсируемая поворотом кристалла волновая расстройка, проводились в работе [19]. Следствием образования тепловой линзы является увеличение расходимости накачки. Значения фокусного расстояния наведенной тепловой линзы f_T и соответствующей ей расходимости Θ_T можно оценить по формуле из [20]:

$$\Theta_T = w / f_T = w(\partial n / \partial T)W_p f_r \delta L_z / \kappa, \quad (24)$$

где κ — коэффициент температуропроводности.

Оценки для $ZnGeP_2$ при $W_p = 1$ Дж/см 2 и частоте повторения импульсов $f_r = 1$ кГц дают $\Theta_T = 40-45$ мрад. Таким образом, при накачке на $\lambda_p = 2,1$ мкм заметное поглощение и вызванный им нагрев кристалла ограничивают максимальную среднюю мощность из-за образования тепловой линзы и температурной расстройки фазового синхронизма уровнем 5–7 Вт. Эти цифры следуют из сравнения Θ_T , угловой ширины синхронизма $\Delta\Theta = 5$ мрад, температурной ширины синхронизма $\Delta T \approx 15^\circ$ и неоднородной составляющей радиального распределения температуры, рассчитанной в [19] и равной 60° . Однако существуют возможности по уменьшению 2-мкм поглощения в $ZnGeP_2$ за счет совершенствования технологии роста и послеростовой обработки [13]. Для накачки с $\lambda_p = 2,8$ мкм $\Theta_T = 1,6^\circ \ll \Delta\Theta = 7,2^\circ$ преобразование осуществляется без уменьшения эффективности. К сожалению, отсутствие в научной литературе данных по термооптическим свойствам кристалла $HgGa_2S_4$ не позволило рассчитать Θ_T для него. Аналогичный анализ результатов оценок для $AgGaSe_2$ показывает, что основной причиной снижения эффективности преобразования при большой средней мощности накачки является возникновение тепловой линзы. Уровень преобразуемой в $AgGaSe_2$ средней мощности без уменьшения эффективности ограничен 8–10 Вт и может быть увеличен при криогенном охлаждении, так как при этом теплопроводность увеличивается в 5–6 раз, а значение dn/dT уменьшается в 2–3 раза [21].

Заключение

Проведен сравнительный анализ возможностей создания ПГС с высокой выходной средней мощно-

стью и накачкой лазерами 2–3-мкм диапазона. С использованием разработанной методики удалось рассчитать зависимости максимального коэффициента преобразования η_i и оптимального коэффициента отражения выходного зеркала R_{opt}^2 от энергетической плотности накачки W_p для различных значений параметра нестационарности γ ПГС с накачкой на $\lambda_p = 1,06; 2,1$ и $2,8$ мкм. Установлено, что для каждого значения W_p существует оптимальное по величине η_i значение γ (длительность импульса накачки τ_p). При уменьшении γ (увеличении τ_p) увеличиваются R_{opt}^2 и порог возникновения генерации.

Оценены спектральные ширины выходного излучения. Проведен анализ корректности предположений, сделанных при использовании системы связанных укороченных уравнений, описывающих параметрическое взаимодействие в резонаторе, частично заполненном нелинейной средой. При снижении оптических потерь в кристалле $ZnGeP_2$ до уровня $0,01 \text{ см}^{-1}$ в области 2 мкм он является более предпочтительным для создания эффективных ПГС, чем $AgGaSe_2$, в то время как кристалл $HgGa_2S_4$ подходит для создания широко спектральных ПГС с накачкой излучением Nd:YAG-лазером.

Выражаю искреннюю благодарность М.М. Макогону за высказанные критические замечания и полезные обсуждения.

1. *Vodopyanov K.L.* OPOs target the long infrared // *Laser Focus World*. 2001. V. 36. N 5. P. 225–232.
2. *Budni P.A., Pomeranz L.A., Lemons M.L., Miller C.A., Mosto C.A., Chickelis E.P.* Efficient mid-infrared laser using 1,9- μm -pumped Ho:YAG and $ZnGeP_2$ optical parametric oscillator // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2000. V. 17. N 5. P. 723–728.
3. *Никитичев А.А., Степанов А.И.* Лазеры двухмикронного диапазона для оптического мониторинга // *Оптич. ж.* 1999. Т. 8. N 8. С. 57–64.
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. *Лукашев А.А., Магницкий С.А., Прялкин В.И.* Дисперсия групповых синхронизмов в нелинейно-оптических преобразователях частоты сверхкоротких световых импульсов // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1995. Т. 59. N 12. С. 123–129.
6. *Andreev Yu.M., Geiko P.P., Shaiduko A.V., Gao Jin-Yue, Ma Tao, Jiang Yu, Grechin S.G.* New possibilities in design of femtosecond light sources for lidar applications // *Proc. SPIE*. 2003. V. 5026. P. 132–139.
7. *Северук Б.Б., Белый В.Н., Гахович Д.Е., Орлович В.А.* Численное моделирование и экспериментальное исследование параметрической генерации световых импуль-

сов в кристалле КТР // *Ж. прикл. спектроскопии*. 2000. Т. 67. N 1. С. 56–60.

8. *Андреев Ю.М., Гейко Л.Г., Гейко П.П.* Моделирование параметрической генерации света в нелинейных полупроводниковых кристаллах // III Межд. симп. «Контроль и реабилитация окружающей среды»: Мат-лы докл. Томск, 2002. С. 75–78.
9. *Andreev Yu.M., Geiko P.P., Badikov V.V., Bhar G.C., Das S., Chaudhury A.K.* Nonlinear optical properties of defect tetrahedral crystals $HgGa_2S_4$ and $AgGaGeS_4$ and mixed chalcopyrite crystal $Cd_{(0.4)}Hg_{(0.6)}Ga_2S_4$ // *Nonlinear Optics*. 2002. V. 29. N 1. P. 19–27.
10. *Андреев Ю.М., Гейко П.П.* О возможности создания лазерного источника диапазона 0,2–12,0 мкм // *Оптика атмосфер. и океана*. 2002. Т. 15. N 7. С. 616–622.
11. *Barnes N.P., Murray K.E., and Jani M.G.* Diode-pumped Ho:Tm:YLF laser pumping an $AgGaSe_2$ parametric oscillator // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1994. V. 11. N 12. P. 2422–2425.
12. *Allik T.H. and Chandra S.* Tunable 7–12 μm Optical Parametric Oscillator Using Cr, Er:YSGG Laser to Pump CdSe and $ZnGeP_2$ crystals // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. N 9. P. 597–599.
13. *Грибенюков А.И.* Нелинейно-оптические кристаллы $ZnGeP_2$: ретроспективный анализ технологических исследований // *Оптика атмосфер. и океана*. 2002. Т. 15. N 1. С. 71–80.
14. *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. N 12. С. 1075–1078.
15. *Handbook of Lasers* / Ed. by M.J. Weber. New-York; Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1999. P. 544.
16. *Suhre D.R., Singh N.B., Balakrishna V., Fernellius N.C., Hopkins F.K.* Improved crystal quality and harmonic generation in GaSe doped with indium // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. N 11. P. 775–777.
17. *Фишер Р., Кулевский Л.А.* Оптические параметрические генераторы света // *Квант. электрон.* 1977. Т. 4. N 2. С. 245–289.
18. *Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
19. *Andreev Yu.M., Geiko P.P., Vernik A.V., Geiko L.G.* The possibilities of development of high efficiency CO_2 laser harmonic generators for Lidars // *Aerosense – 2000, Laser Radar Technol. and Appl.* // *Proc. SPIE*. 2000. V. 4035. P. 237–244.
20. *Tucker J.E., Marquard C.L., Bowman S.R., Feldman B.J.* Transient thermal lens in a $ZnGeP_2$ crystal // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. N 15. P. 2678–2682.
21. *Marquardt C.L., Cooper D.G., Budni P.A., Knights M.G., Schepler K.L., DeDomenico R., and Catella G.C.* Thermal lensing in silver gallium selenide parametric oscillator crystals // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. N 15. P. 3192–3197.

P.P. Geiko. Simulation of parametric generation of light pulses in nonlinear crystals pumped by 2–3 μm lasers.

A method is developed to solve the system of shortened equations describing parametric generation in a one-frequency OPO cavity under nanosecond pulsed pump. The coefficient η_s of frequency conversion in $ZnGeP_2$, $AgGaSe_2$, and $HgGa_2S_4$ crystals and the optimal refraction coefficient R_{opt}^2 of the output mirror are estimated versus the pump energy density W_p at different values of the OPO nonstationarity parameter γ . It is determined that for every W_p there is an optimal value of the pump pulse duration τ_p caused by the parametric oscillation threshold. It is concluded that OPO with high (up to tens watt) output power can be developed.