

Генерация терагерцевого излучения, полученного при фильтрации сверхширокого спектра, сформированного в процессе распространения фемтосекундного лазерного импульса в кристалле GaAs

А.О.Варданян, Д.Л.Оганесян

Приведены результаты теоретического исследования процесса формирования сверхширокого спектра, возникающего в результате взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с изотропной нелинейной средой. Проведено численное интегрирование во времени системы нелинейных уравнений Максвелла конечно-разностным методом. Рассмотрено взаимодействие взаимно ортогональных линейно поляризованных импульсов с равными центральными длинами волн (1.98 мкм), длительностями (30 фс) и энергиями (30 нДж), распространяющихся вдоль нормали к плоскости (110) в кристалле GaAs длиной 1 мм. В нелинейной части поляризации среды учитывается безынерционная нелинейная восприимчивость второго порядка. Исследован процесс формирования терагерцевого импульса, полученного в результате фильтрации сверхширокого спектра.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, терагерцевый импульс, восприимчивость, оптическое выпрямление, метод конечных разностей.

1. Введение

За последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в генерации и детектировании когерентного импульсного излучения в диапазоне частот от единиц до десятков терагерц [1–3]. Были исследованы различные материалы для генерации и детектирования терагерцевого излучения (ТГИ). В настоящее время существуют генераторы ТГИ с длительностью импульса ~ 100 фс, шириной спектра 0.2–70 ТГц и эффективностью преобразования энергии до 10^{-6} [1, 2].

Для генерации импульсного ТГИ используется, в частности, эффект оптического выпрямления [4] в нелинейно-оптических кристаллах. А для детектирования когерентного фемтосекундного ТГИ предложено использовать электрооптический эффект в нелинейных кристаллах [5, 6].

Процесс генерации ТГИ, полученного при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ) с нелинейной изотропной средой, теоретически описывается с помощью волнового уравнения, в котором временной профиль лазерного импульса предполагается неизменным. Очевидно, что такое допущение неприемлемо для предельно коротких ФЛИ, поскольку при дисперсионном расплывании широкополосного ФЛИ, распространяющегося в нелинейном кристалле, происходит изменение как временного профиля, так и текущей частоты лазерного импульса, что в свою очередь приводит к ограничению длины кристалла. При нелинейном взаимодей-

ствии ФЛИ с нелинейным кристаллом из широкого спектра ФЛИ можно выделить множество пар частотных компонент, смещение которых приводит к генерации ТГИ. Для его эффективной генерации необходимо, чтобы групповая скорость оптического импульса была равна фазовой скорости ТГИ. При выполнении условия фазового синхронизма поля, образованные в каждой точке кристалла на выходе кристалла, будут конструктивно интерферировать и результирующий сигнал будет пропорционален толщине кристалла. При этом для описания процесса генерации ТГИ, распространяющегося в кристалле, необходимо учитывать зависимость показателя преломления кристалла от частоты как в оптическом, так и в терагерцевом диапазоне частот.

Для генерации ТГИ используется изотропный кристалл GaAs, имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм и коэффициент поглощения в частотном диапазоне до 3 ТГц менее 5 см^{-1} [7]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с аналогичными коэффициентами для таких кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации ТГИ. Следует отметить, что длина волны фемтосекундного лазерного импульса накачки должна быть больше 1.75 мкм, т. к. на данной длине волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение. Следовательно, для генерации ТГИ в кристалле GaAs весьма перспективно использование, в частности, волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм [8].

В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования процесса генерации ТГИ, полученного при фильтрации сверхширокого спектра, который был сформирован в процессе распространения ФЛИ в кристалле GaAs. Конечно-разностным методом проведено численное интегрирование во времени системы нелинейных уравнений Максвелла. Рассмотрено взаимо-

А.О.Варданян, Д.Л.Оганесян. ЗАО «Ереванский НИИ оптико-физических измерений», Армения, 375031 Ереван, ул. Ара Саргсяна, 5а; e-mail: yeroptphys@netsys.am

Поступила в редакцию 14 мая 2008 г., после доработки – 5 августа 2008 г.

действие взаимно ортогональных линейно поляризованных импульсов с центральными длинами волн 1.98 мкм, длительностями 30 фс и энергиями 30 нДж, распространяющихся вдоль нормали к плоскости (110) в кристалле GaAs длиной $L = 1$ мм. Показано, что при такой длине кристалла имеет место режим стационарной генерации ТГИ на длине волны 16.6 мкм.

2. Математическая модель описания процесса нелинейного взаимодействия взаимно ортогональных линейно поляризованных ФЛИ

Распространение взаимно ортогональных линейно поляризованных плоских волновых пакетов вдоль оси y , совпадающей с нормалью к плоскости (110) кристалла GaAs, будем описывать в рамках следующей системы уравнений Максвелла для напряженностей электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_z}{\partial t} &= -\frac{\partial H_x}{\partial y}, & \frac{\partial D_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y}, \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y}, & \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$E_z = \frac{D_z - (P_{zL} + P_{zNL})}{\varepsilon_0}, \quad E_x = \frac{D_x - (P_{xL} + P_{xNL})}{\varepsilon_0},$$

где D_z , D_x – электрические индукции; P_{zL} , P_{xL} – линейные и P_{zNL} , P_{xNL} – нелинейные части поляризации среды.

Электрические индукции определяются из материальных уравнений, в которых последовательно учитывается линейная дисперсия, а также нелинейная поляризация среды:

$$D_{z,x} = \varepsilon_0 E_{z,x} + P_{z,xL} + P_{z,xNL}. \quad (2)$$

При выбранной геометрии нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении может быть представлена в виде

$$P_{zNL}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_x^2(t), \quad P_{xNL}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_x(t) \sqrt{2}, \quad (3)$$

где $d_{14} = 150 \times 10^{-12}$ М/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs. Квазистатическое приближение соответствует мгновенному нелинейному отклику среды и может быть использовано также в ИК диапазоне длин волн [9].

В качестве изотропной нелинейной диспергирующей среды используется кристалл GaAs, прозрачный в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм; его линейная восприимчивость согласно [7] может быть представлена в виде

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

где $b_0 = 4.372514$; $b_1 = 27.83972$; $b_2 = 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2$; $b_3 = 0.00143636$; λ_1 (мкм) = $0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T$; λ_2 (мкм) = $0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2$; λ_3 (мкм) = $36.9166 - 0.011622 \Delta T$; $\lambda_i = 2\pi c / \omega_i$; ΔT – отклонение температуры от комнатной ($t = 20^\circ \text{C}$, $T = 293 \text{ K}$).

В соответствии с (4) линейный отклик среды для x - и z -поляризацій определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} P_{xL,zL}(\omega) &= \varepsilon_0 \left[b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \right] E_{x,z}(\omega) \\ &= \varepsilon_0 b_0 E_{x,z}(\omega) + P_{1xL,1zL}(\omega) + P_{2xL,2zL}(\omega) + P_{3xL,3zL}(\omega). \end{aligned} \quad (5)$$

Систему уравнений (5) можно представить в виде системы дифференциальных уравнений

$$\frac{1}{\omega_i^2} \frac{\partial^2 P_{izL}}{\partial t^2} + P_{izL} = \varepsilon_0 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2} E_z(t), \quad (6)$$

$$\frac{1}{\omega_i^2} \frac{\partial^2 P_{ixL}}{\partial t^2} + P_{ixL} = \varepsilon_0 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2} E_x(t), \quad (7)$$

где $i = 1, 2, 3$.

Уравнения (6), (7) описывают линейные дисперсионные свойства среды в полосе прозрачности в соответствии с классической моделью Лоренца.

С учетом (3) и (5) выражения для электрических индукций D_z и D_x можно представить в следующем виде:

$$D_z = \varepsilon_0 E_z + \varepsilon_0 b_0 E_z + \sum_{i=1}^3 P_{izL} + \varepsilon_0 d_{14} E_x^2, \quad (8)$$

$$D_x = \varepsilon_0 E_x + \varepsilon_0 b_0 E_x + \sum_{i=1}^3 P_{ixL} + \sqrt{2} \varepsilon_0 d_{14} E_z E_x. \quad (9)$$

Описанная классическая модель взаимодействия взаимно ортогонально поляризованных ФЛИ с анизотропной диспергирующей нелинейной средой применялась нами для описания процесса параметрической генерации ИК излучения [9]. В настоящей работе данная модель адаптирована и использована для исследования генерации сверхширокого спектра, образовавшегося при нелинейном взаимодействии взаимно ортогонально поляризованных ФЛИ, распространяющихся в кристалле GaAs. При этом рассматривается случай, когда несущие частоты взаимодействующих импульсов одинаковы.

2.1. Численная схема интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области

Для численного моделирования процессов, описываемых уравнениями (1), (6)–(9), перейдем к сеточным функциям для полей E_z , E_x и H_x , H_z , электрической индукции D_z , D_x , линейного и нелинейного откликов P_{zL} , P_{xL} и P_{zNL} , P_{xNL} , для которых задаются сетки по координате Δy и по времени $n\Delta t$. Шаг пространственной сетки Δy нами выбирался равным $\lambda_0/300 = 6.6$ нм ($\lambda_0 = 1.98$ мкм), где λ_0 – центральная длина волны импульса накачки. Шаг временной сетки определяется условием Куранта $\Delta t = \Delta y / (2c)$ и равен 0.011 фс. Как будет показано ниже, при выборе такого шага по времени линейная часть схемы имеет дисперсию, максимально близкую к лоренцевской дисперсии среды. Разностная схема является явной схемой второго порядка точности по y . Значения магнитного поля задаются между узлами сетки по координате y и на промежуточном слое по времени. Численное интегрирование проводится для следующих нормированных величин:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{z,x} &= \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} E_{z,x}, \quad \bar{D}_{z,x} = \left(\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}\right)^{1/2} D_{z,x}, \quad \bar{H}_{x,z} = H_{x,z}, \\ \bar{P}_{zL,xL} &= \left(\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}\right)^{1/2} P_{zL,xL}, \quad \bar{d}_{14} = d_{14} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Начальными данными для процесса итерации являются значения E_x , D_x , E_z , D_z на n -м дискретном временном шаге и H_z , H_x на $n - 1/2$ дискретном временном шаге.

При расчетах использована численная схема, аналогичная приведенной в [10] и использованная нами ранее для описания процесса формирования ИК излучения [11].

2.2. Дисперсионные свойства и устойчивость численной схемы

Главной проблемой реализации схем численного интегрирования нелинейных уравнений Максвелла является устойчивость алгоритма. В данном разделе показано, что реализуемая конечно-разностная схема обладает высокой устойчивостью, а учет нелинейности при рассматриваемых значениях амплитуды электрических полей лазерных импульсов и длины нелинейного кристалла не приводит к расходимости численной схемы.

Для исследования дисперсионных свойств и устойчивости численной схемы, используемой в данной работе, электрические и магнитные поля представим в виде плоских волн с угловой частотой ω и волновым вектором k , распространяющихся вдоль оси y ,

$$E_{z,x}(y, t) = E_{z0,x0} \sin(\omega t - ky), \quad (11)$$

$$H_{z,x}(y, t) = H_{z0,x0} \sin(\omega t - ky).$$

После подстановки выражений (11) в разностные уравнения, соответствующие уравнениям (1), (3), (8) и (9), получаем дисперсионные уравнения, определяющие зависимость между угловой частотой и волновым вектором для x - и z -поляризованных волн:

$$\begin{aligned} \sin^2 \left(\frac{\pi S}{N} \right)^2 \left[1 + b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{cl_i}{2 \cos(2\pi S/N) - al_i} + \gamma_{z,x} \right] \\ = S^2 \sin^2 \frac{k\Delta y}{2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $S = c\Delta t/\Delta y$ – фактор стабильности; $\gamma_z = \bar{d}_{14}\bar{E}_{x0}$; $\gamma_x = \sqrt{2}\bar{d}_{14}\bar{E}_{z0}$; $N = \lambda_0/\Delta y$; $cl_i = b_i(2\pi c\Delta t)^2$; $al_i = 2 - (\omega_i\Delta t)^2$. Дисперсионное уравнение (12) в случае линейной и бездисперсной среды и при выполнении условия $\Delta y \ll \lambda_0$ сводится к уравнению $\omega = ck$. В расчетах фактор стабильности S выбирался равным 0.5, а $N = 300$. Рассмотрим случай, соответствующий линейной дисперсной среде ($\gamma_{z,x} = 0$), когда выражение (12) соответствует линейному дисперсионному соотношению $\omega(k)$. Фазовая скорость, полученная на основании дисперсионного соотношения (12), имеет следующий вид:

$$v_{\text{num}}^{\text{ph}}(N) = \frac{\omega}{k_{\text{num}}},$$

где

$$\begin{aligned} k_{\text{num}} = \frac{2}{\Delta y} \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{S} \sin \frac{\pi S}{N} \right. \\ \left. \times \left[1 + b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{cl_i}{2 \cos(2\pi S/N) - al_i} + \gamma_{z,x} \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Как видно из (13), при $\gamma_{z,x} = 0$ и $N = 300$ отношение фазовой скорости, полученной из численной схемы, к фазовой скорости в сплошной среде $v_{\text{phys}}^{\text{ph}} = c/n(\lambda_0)$ на длине волны $\lambda_0 = 1.98$ мкм, есть $v_{\text{num}}^{\text{ph}}(N = 300)/v_{\text{phys}}^{\text{ph}} = 0.9998$. Это означает, что распространению волны в сплошной среде на расстояние $505\lambda_0 = 1$ мм, которое соответствует $505\lambda_0/\Delta y = 151500$ шагам пространственной сетки, будет отвечать распространение волны в дискретизированной среде на расстояние в 151469.8 шагов пространственной сетки. Это, в свою очередь, соответствует погрешности определения фазовой скорости, полученной из численной схемы, $[(151500 - 151469.8)/300] \cdot 360^\circ \approx 35.85^\circ$, или 9.96 %.

При учете нелинейности среды ($\gamma_{z,x} \neq 0$) и равных амплитудах взаимортогонально поляризованных волн $E_{x0} = E_{z0} = 25 \times 10^8$ В/м отношение $v_{\text{num}}^{\text{ph}}(N = 300)/v_{\text{phys}}^{\text{ph}} = 0.9997$. Следовательно, распространению волны в сплошной среде на расстояние $505\lambda_0 = 1$ мм будет соответствовать распространение волны в дискретизированной среде на расстояние в 151469.6 шагов пространственной сетки. Это соответствует погрешности определения фазовой скорости, полученной из численной схемы, $[(151500 - 151469.6)/300] \cdot 360^\circ \approx 36.03^\circ$, или 10.01 %.

Полученная на основании дисперсионного соотношения (12) групповая скорость

$$v_{\text{num}}^{\text{gr}}(\omega) = \left(\frac{dk_{\text{num}}}{d\omega} \right)^{-1},$$

где

$$\begin{aligned} k_{\text{num}}(\omega) = \frac{2}{\Delta y} \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{S} \sin \left(\frac{\omega\Delta t(N)}{2} \right) \right. \\ \left. \times \left[1 + b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{cl_i}{2 \cos[\omega\Delta t(N)] - al_i} + \gamma_{z,x} \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Как видно из (14), при $\gamma_{z,x} = 0$ и $N = 300$ отношение групповых скоростей $v_{\text{num}}^{\text{gr}}(N = 300)/v_{\text{phys}}^{\text{gr}} = 0.99940$. Это означает, что распространению волны в сплошной среде на расстояние $505\lambda_0 = 1$ мм за время $505\lambda_0/v_{\text{phys}}^{\text{gr}} = 11.4719$ пс соответствует распространение волны в дискретизированной среде на расстояние 1 мм за время $505\lambda_0/v_{\text{num}}^{\text{gr}} = 11.4719$ пс + 6.8928 фс. При учете нелинейности среды ($\gamma_{z,x} \neq 0$) и равных амплитудах взаимортогонально поляризованных волн ($E_{x0} = E_{z0} = 2.5 \times 10^8$ В/м) $v_{\text{num}}^{\text{gr}}(N = 300)/v_{\text{phys}}^{\text{gr}} = 0.99939$ и, следовательно, групповая скорость, полученная из численной схемы, примерно на 0.06 % меньше групповой скорости v в сплошной среде. Как следует из приведенной численной оценки, при рассматриваемых нами амплитудах электрического поля взаимортогонально поляризованных волн, длине нелинейного кристалла $L = 1$ мм и $N = 300$ погрешность определения фазовой и групповой скоростей, полученная из численной схемы, в случае нелинейного взаимодействия со средой практически совпадает с погрешностью, соответствующей линейному взаимодействию.

3. Формирование терагерцевого импульса, полученного при фильтрации сверхуширенного спектра. Результаты численного моделирования. Обсуждение результатов

Численное моделирование спектрально-временных характеристик взаимортогонально поляризованных ФЛИ,

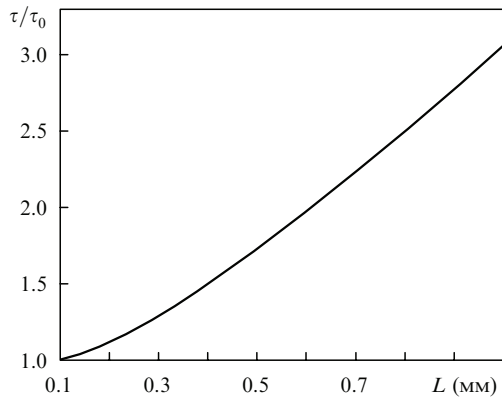


Рис.1. Расчетная зависимость нормированной длительности взаимортогонально поляризованных лазерных импульсов от длины кристалла.

распространяющихся в изотропном кристалле GaAs, было проведено при следующих начальных условиях:

$$E_{z,x}(t, z = 0) = E_{z0,x0} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0} t\right), \quad (15)$$

где $E_{x0} = E_{z0}$ – начальные амплитуды импульсов с взаимно ортогональными поляризациями; $\tau_0 = 30$ фс – длительность импульсов; $\lambda_0 = 1.98$ мкм. Длина кристалла $L = 1$ мм. Максимальные значения амплитуд импульсов $E_{z0,x0}^{\max} = 2.34 \times 10^8$ В/м, что соответствует напряженности электрического поля фемтосекундного импульса волоконно-оптического лазера [8] и длине пути нелинейного преобразования $L_n = \lambda_0/(2\gamma) \approx 20$ мкм.

Для оценки условия выполнения фазового синхронизма найдем длину фазовой когерентности в рассматриваемом нами случае, которая в соответствии с [11] есть

$$L_{\text{coh}}(\lambda, \Delta T) = \frac{\pi}{\Delta k(\lambda, \Delta T)} = \frac{\lambda}{2[n_{\text{opt}}(\lambda_0, \Delta T) - n_{\text{THR}}(\lambda, \Delta T)]}, \quad (16)$$

где $\Delta k(\lambda, \Delta T)$ – расстройка волновых векторов; n_{opt} и n_{THR} – показатели преломления в оптическом и терагерцевом диапазонах. Величина L_{coh} при изменении длины волны терагерцевого излучения от 4 до 17 мкм изменяется от 55 до 68 мкм, при этом максимальное значение длины когерентности фаз $L_{\text{coh}} = 77$ мкм и соответствует длине волны ИК излучения, равной ~ 12 мкм. С увеличением длины волны до 20 мкм длина когерентности фаз начинает резко уменьшаться. Таким образом, при длине кристалла более 77 мкм имеет место генерация терагерцевого излучения в условиях отсутствия фазового синхронизма.

На рис.1 приведена зависимость нормированной длительности (на уровне $1/e$) взаимортогонально поляризованных ФЛИ от длины кристалла, полученная в результате численных расчетов. Следует отметить, что при рассматриваемых начальных значениях амплитуд напряженностей полей ФЛИ и из-за изотропности кристалла скорость временного расплывания импульсов с изменением длины кристалла для z - и x -поляризованных импульсов практически одинакова. Как видно из рис.1, при длине кристалла 100 мкм длительность лазерного импульса накачки на выходе кристалла примерно та же, что и на входе. Изменение длительности лазерного импульса в рассматриваемом нами случае определяется дисперсией среды. В частности при $L = 1$ мм длительность импульса на выходе кристалла в нашем случае увеличивается в 3.1 раза.

На рис.2 приведены временные профили и спектральные плотности мощности для z -поляризованного импульса на входе и выходе кристалла; временной профиль

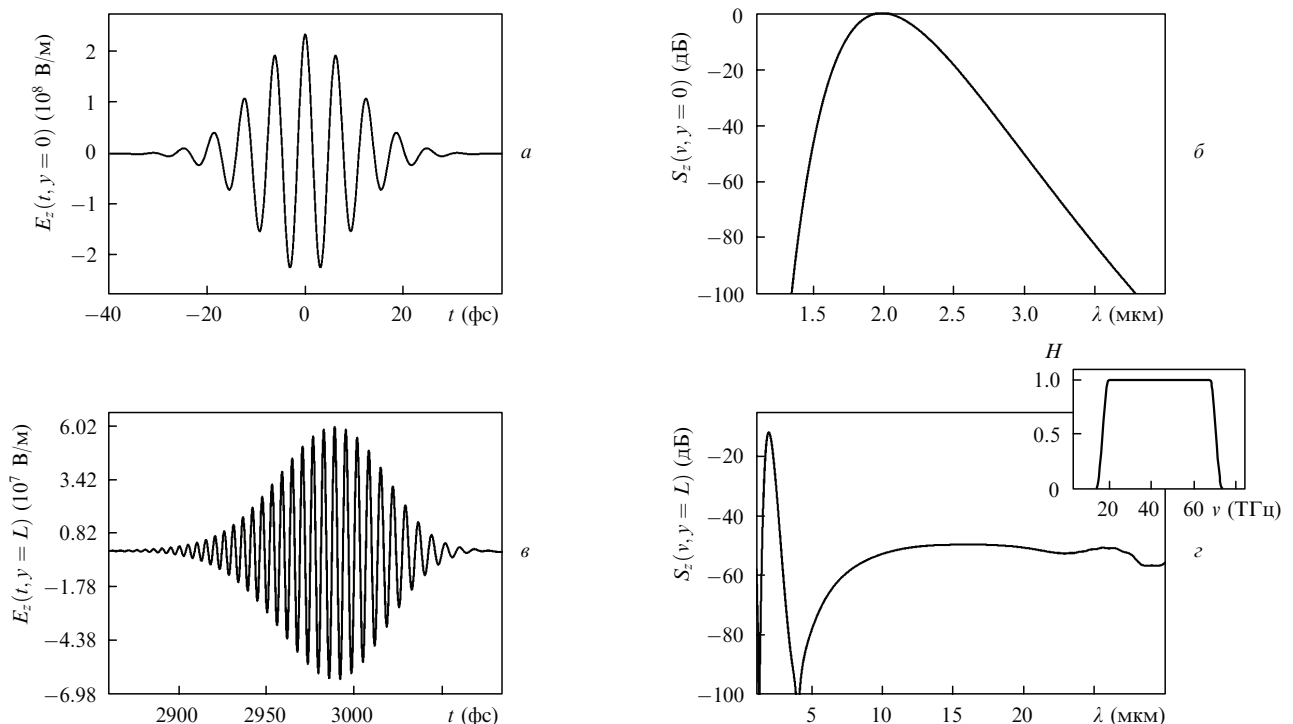


Рис.2. Временные профили (а, в) и зависимости плотности мощности (б, г) для z -поляризованного импульса от длины волны на входе (а, б) и выходе (в, г) кристалла, а также спектральное окно в частотном диапазоне 10–70 ТГц, с помощью которого проводится фильтрация образовавшегося суперконтинуума (г).

и нормированная плотность мощности на выходе кристалла

$$S_z \left(v = \frac{c}{\lambda}, y = L \right) = 10 \lg \frac{P_z}{P_{z0}} = 10 \lg \left(\frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_z(t, y = L) \exp(j 2\pi v t) dt \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_z(t, y = 0) \exp(j 2\pi v t) dt \right|^2} \right) \quad (17)$$

получены в результате численных расчетов при $E_{z0} = E_{z0, \text{max}}$ и $L = 1$ мм. Длительность лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла согласно рис.1 и 2,в составляет ~ 93 фс. Как видно из рис.2,з, на выходе кристалла в спектре ФЛИ в области разностных частот формируется сверхширокое спектральное распределение; здесь же показано спектральное окно в частотном диапазоне 10–70 ТГц, с помощью которого проводится фильтрация. Следует отметить, что при фильтрации таким идеализированным математическим фильтром фазовое соотношение между спектральными компонентами в области разностных частот в полосе пропускания фильтра остается тем же, что и формируемое в процессе распространения импульса в кристалле. Полосовые фильтры в спектральном диапазоне 4.28–30 мкм могут быть реализованы на основе многослойных диэлектрических фильтров [12, 13]. Очевидно, что при использовании реальных фильтров фазовое соотношение между спектральными

компонентами в области разностных частот, попадающих в полосу ее пропускания, будет определяться также фазочастотной характеристикой фильтра. Для отделения видимого и ближнего ИК диапазонов спектра от исследуемого частотного диапазона необходимо импульсы с выхода нелинейного кристалла предварительно пропустить через кремниевый или германиевый фильтр [14].

На рис.3 приведены временные профили и частотные зависимости плотности мощности ТГИ, полученного в результате фильтрации сверхширокого спектра, для разных длин кристалла.

На рис.4 показаны зависимости нормированной текущей частоты для z -поляризованного импульса накачки

$$\bar{\omega}(t) = \frac{\omega_0 - \omega(t)}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \quad (18)$$

и нормированной текущей частоты ТГИ

$$\bar{\Omega}(t) = \frac{\Omega(t) - \Omega_{0 \text{max}}}{\Omega_{0 \text{max}}}, \quad \Omega_{0 \text{max}} = \frac{2\pi c}{\Lambda_{0 \text{max}}} \quad (19)$$

от времени для разных длин нелинейного кристалла. Здесь $\Lambda_{0 \text{max}}$ – длина волны, соответствующая максимуму спектрального распределения в отфильтрованном спектральном суперконтинууме.

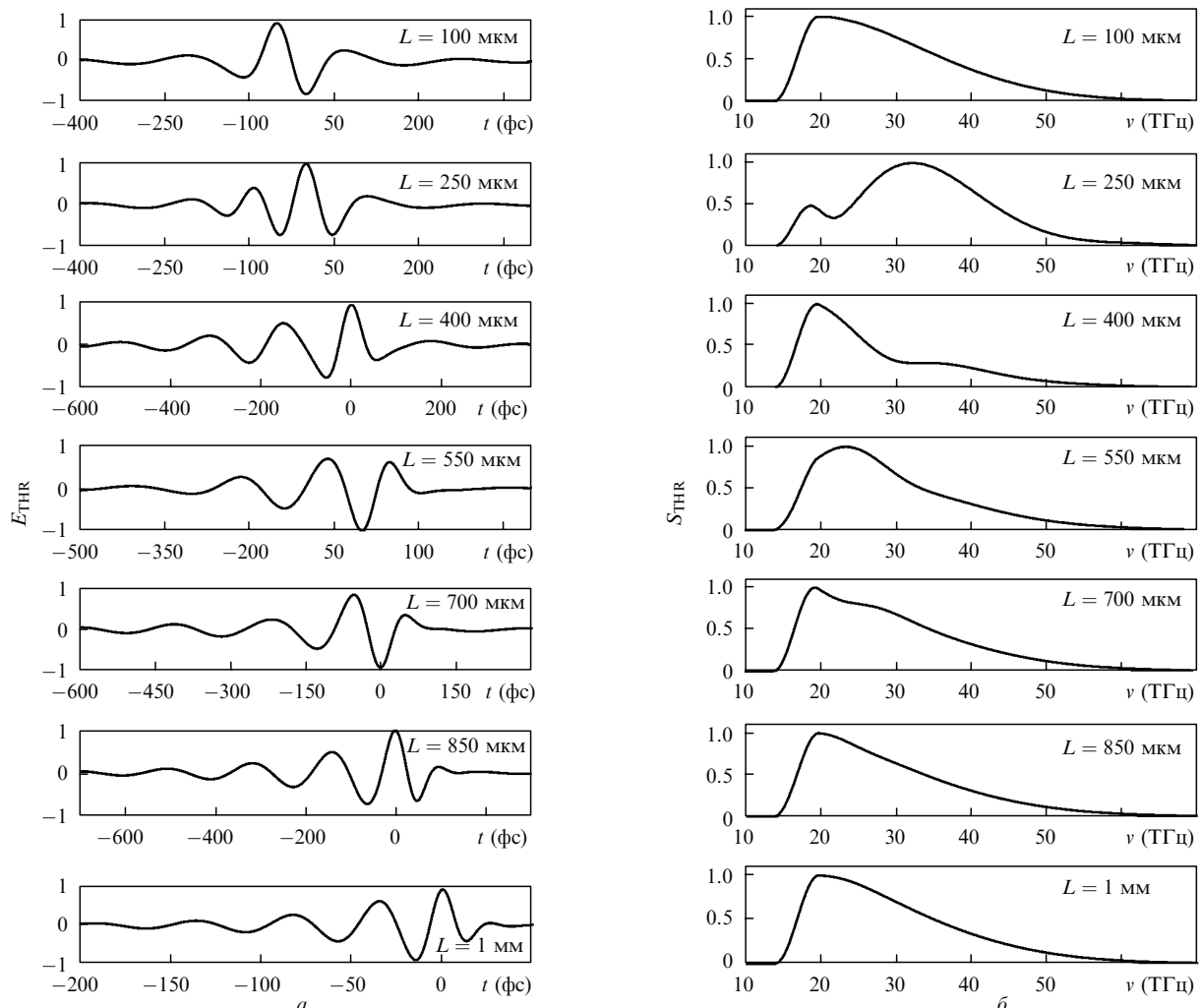


Рис.3. Временные профили (а) и частотные зависимости плотности мощности ТГИ (б), полученного в результате фильтрации образовавшегося при распространении z -поляризованного импульса в кристалле различной длины L спектрального суперконтинуума.

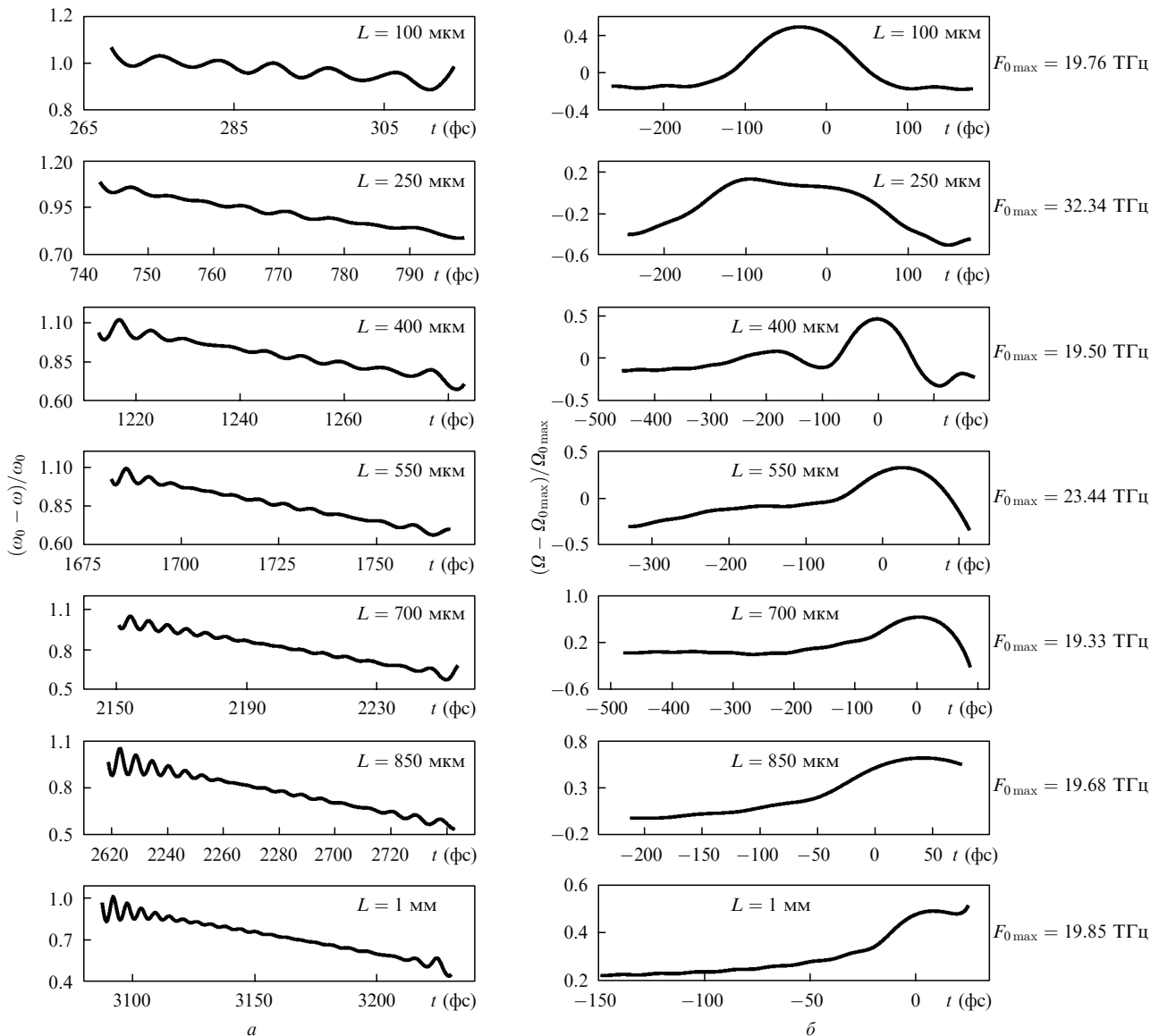


Рис.4. Временные зависимости нормированной текущей частоты для z-поляризованного импульса накачки (а) и нормированной текущей частоты ТГИ (б) при различных значениях L.

Как видно из рис.3,б и 4,б, при длинах кристалла 100, 400, 700, 850 мкм и 1 мм максимум спектрального распределения в отфильтрованном спектральном суперконтинууме приходится на частоту терагерцевого излучения ~ 19 ТГц (15.8 мкм), а при длинах кристалла 250 и 550 мкм – на частоты ~ 32 ТГц (9.4 мкм) и ~ 23.4 ТГц (12.79 мкм).

В соответствии с рис.4,а лазерный импульс помимо временного дисперсионного расплывания приобретает также частотную модуляцию (положительный чирп), в результате чего длинноволновые компоненты начинают опережать коротковолновые (что соответствует области нормальной дисперсии среды). Согласно рис.4,а текущая частота для z-поляризованного импульса накачки линейно зависит от времени как

$$\omega(t) = \omega_0 - 2\alpha t. \tag{20}$$

На рис.5 показана зависимость чирпа $\alpha\tau^2$ ($\tau = \tau_0 2\sqrt{\ln 2}$) от длины кристалла. Согласно расчетам, по мере распространения в кристалле спектрально-ограниченный лазерный импульс (15) преобразуется в импульс с линейной

частотной модуляцией, знак которой определяется дисперсией среды [15].

Из изложенного следует, что если сформировать лазерный импульс накачки с отрицательным чирпом и подобрать величину чирпа в соответствии с зависимостью $\alpha(y)$, показанной на рис.5, а длительность импульса $\tau(y)$ – в соответствии с зависимостью на рис.1, то на выходе

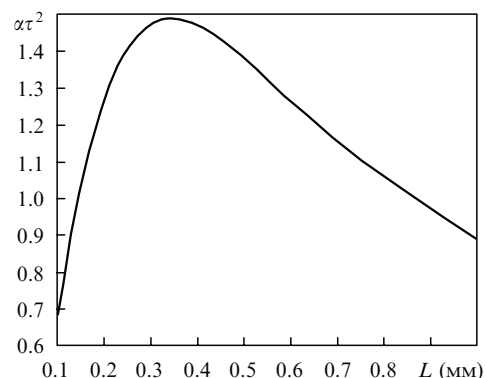


Рис.5. Зависимость чирпа $\alpha\tau^2$ импульса накачки от длины кристалла.

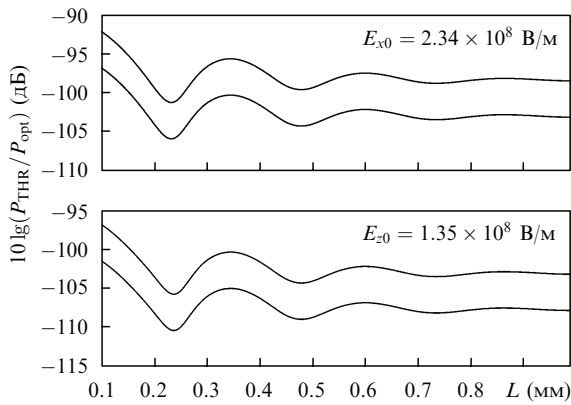


Рис.6. Зависимости нормированной плотности мощности ТГИ, полученного в результате фильтрации x - и z -поляризованных лазерных импульсов, от длины кристалла при начальной напряженности полей $E_{x0} = E_{z0} = 2.34 \times 10^8$ и 1.35×10^8 В/м.

кристалла длительность импульса будет определяться полной шириной спектра τ_0 , а скорость изменения частоты будет равна нулю. Это, в свою очередь, приведет к увеличению эффективности генерации ТГИ с высокочастотными спектральными составляющими на выходе нелинейного кристалла.

На рис.6 приведены зависимости нормированной плотности мощности ТГИ, полученного в результате фильтрации x - и z -поляризованных лазерных импульсов, от длины кристалла при начальных значениях напряженностей полей $E_{x0} = E_{z0} = 234$ и 135 МВ/м. Согласно рис.6, эффективность преобразования для x -поляризованного импульса на 5 дБ меньше, чем для z -поляризованного. Это определяется выбранной геометрией задачи (см. (8) и (9)).

Приведенные на рис.6 кривые соответствуют зависимости эффективности генерации ТГИ от длины кристалла, полученной в приближении медленно меняющихся амплитуд (ММА), которая для пикосекундных и субпикосекундных импульсов имеет следующий вид:

$$S_{\text{THR}}(\Omega, y) \sim \sin^2 \left[(\Delta u^{-1} \Omega - \Delta k(A, \Delta T)) \frac{y}{2} \right], \quad (21)$$

где

$$\Delta u^{-1} = \left(\frac{\partial k_{\text{THR}}}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_{\text{THR}}} - \frac{\partial k_0}{\partial \omega} \right)^{-1}$$

– расстройка групповых скоростей.

Длина группового запаздывания, определяемого расстройкой групповых скоростей,

$$L_{\text{gr}}(\omega) = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \Delta u^{-1}, \quad (22)$$

где ширина спектра лазерного импульса накачки $\Delta\omega$ решающим образом определяет картину нелинейного взаимодействия. При изменении длины волны ТГИ от 4 до 16.6 мкм L_{gr} изменяется от 198 до 1050 мкм. Таким образом, при толщине кристалла 1 мм имеет место режим стационарной генерации ТГИ на длине волны 16.6 мкм.

На рис.7 приведены результаты численных расчетов зависимости нормированной плотности мощности x - и z -поляризованного ТГИ от энергии импульсов накачки

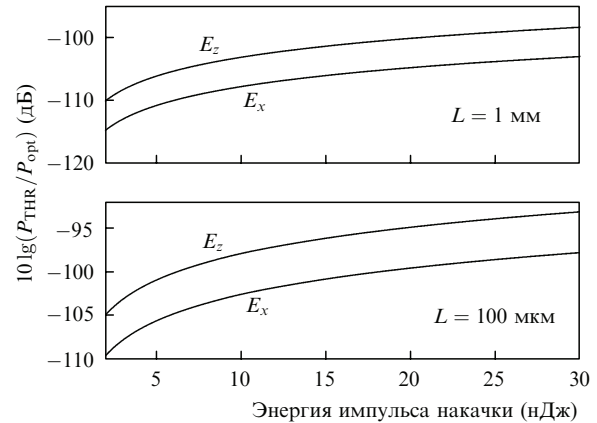


Рис.7. Расчетные зависимости нормированной плотности мощности x - и z -поляризованных ТГИ от энергии импульсов накачки при $L = 1$ мм и 100 мкм.

$$10 \lg \frac{P_{\text{THR}}}{P_{\text{opt}}} = 10 \lg \left(\frac{|\int_{v_1}^{v_2} E_{x,z}(v, y=L) H(v) dv|^2}{|\int_0^\infty E_{x,z}(v, y=L) dv|^2} \right) \quad (23)$$

при длинах кристалла $L = 100$ мкм и 1 мм и равенстве напряженностей E_x и E_z лазерных импульсов. В выражении (23) частоты $v_1 = 10$ ТГц (30 мкм), $v_2 = 70$ ТГц (4.28 мкм) соответствуют частотному интервалу, в котором проводится спектральная фильтрация.

Данные кривые соответствуют зависимости $|E_{\text{THR}}|^2 \sim |E_{\text{opt}}|^4$, представленной в логарифмической шкале. Из результатов расчетов и рис.7 видно, что при $L = 1$ мм максимальная эффективность преобразования для z -поляризованной волны составляет -98 дБ, а для x -поляризованной волны она равна -103 дБ; при $L = 100$ мкм максимальная эффективность преобразования для этих волн составляет -93 и -98 дБ соответственно. Причем эффективность генерации ТГИ при $L = 100$ мкм на 5 дБ больше, чем при $L = 1$ мм. Это в основном определяется тем, что в случае $L = 100$ мкм длительность импульса накачки совпадает с длительностью импульса на входе кристалла.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе приведены результаты теоретического исследования процесса генерации ТГИ, полученного при фильтрации сверхуширенного спектра, который формируется при распространении ФЛИ в кристалле GaAs. Проведено численное интегрирование по времени системы нелинейных уравнений Максвелла конечно-разностным методом. Рассмотрено взаимодействие взаимно ортогональных линейно поляризованных ФЛИ с центральной длиной волны 1.98 мкм, длительностью 30 фс и энергией 30 нДж, распространяющихся вдоль нормали к плоскости $\langle 110 \rangle$ в кристалле GaAs длиной 1 мм. В нелинейной части поляризации среды учитывается безынерционная нелинейная восприимчивость второго порядка. Показано, что для повышения эффективности генерации ТГИ при распространении ФЛИ в кристалле GaAs длиной L необходимо сформировать лазерный импульс накачки с отрицательным чирпом в соответствии с зависимостью $\alpha(y=L)$ (см. рис.5) и длительностью импульса в соответствии с зависимостью $\tau(y)$ (см. рис.1). Действительно, при распространении такого ФЛИ в кристалле GaAs длиной L его длительность

на выходе будет определяться полной шириной спектра, а скорость изменения частотной модуляции станет равной нулю. Это, в свою очередь, приведет к увеличению эффективности генерации ТГИ с высокочастотными спектральными составляющими на выходе. Получены зависимости текущей частоты и длительности импульсов накачки, а также текущей частоты ТГИ от времени при разных длины кристалла. Приведены зависимости эффективности генерации ТГИ от длины кристалла и энергии импульсов накачки. Показано, что при длине кристалла $L = 100$ мкм максимальная эффективность преобразования для z -поляризованной волны составляет -93 дБ, а для x -поляризованной волны она равна -98 дБ.

Полученные результаты могут быть использованы, в частности, при разработке импульсных терагерцевых источников.

1. Grischowsky D., Keiding S., van Exter M., Fattinger Ch. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 2006 (1990).
2. Mittleman D. M., Gupta M., Neelmani R., et. al. *Appl. Phys. B*, **10**, 1007 (1999).
3. Chen Q., Zhang X.-C. *Phys. Lett.*, **74**, 3435 (1999).
4. Ding Y., Zotova I. *Opt. Quantum Electron.*, **32**, 531 (2000).
5. Wu Q., Zang X.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3523 (1995).
6. Chaltikyan V. O., Hovhannisyann D.L., Laziev E.M., Melikyan A.O., Vardanyan A.O. *J. Modern Opt.*, **53** (7/10), 919 (2006).
7. Skauli T., Kuo P.S., Vodopyanov K.L., Pinguet T.J., Levi O., Eyres L.A., Harris J.S., Fejer M.M., Ginzton E.L., Gerard B., Becouarn L., Lallier E. *J. Appl. Phys.*, **94** (10), 6447 (2003).
8. Imeshev G., Fermann M.E., Vodopyanov K.L., Fejer M.M., Ginzton E.L., Yu X., Harris J.S. *Opt. Express*, **14** (10), 4439 (2006).
9. Hovhannisyann D.L., Stepanyan K.G., Avagyan R.A. *Opt. Commun.*, **245**, 443 (2005).
10. Fujii M., Tahara M., Sakagami I., Freude W., Russer P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (2), 175 (2004).
11. Hovhannisyann D.L., Vardanyan A.O. *J. Lasers Engineering*, **8**, (1-2), 35 (2008).
12. Holah G.D. *Far-Infrared and Submillimeter-Wavelength Filters, in Infrared and Millimeter Waves*. Ed. by K.J. Button (NY.: Acad. Press, 1982 vol. 6, p. 305).
13. Hawkins G.J., Hunneman R., Gardner M.T., Babcock G.T. *Infrared Phys. & Technol.*, **39**, 297 (1998).
14. Zentgraf T., Huber R., Nielsen N.C., Chemla D.S., Kaindl R.A. *Opt. Express*, **15** (9), 5775 (2007).
15. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).