

# Генерация излучения на разностной частоте в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в кристалле GaAs с доменной структурой

Д.Л.Оганесян, А.О.Варданян, Г.Д.Оганесян

*Рассмотрен процесс генерации излучения на разностной частоте в GaAs с периодической доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в случае слабо выраженной материальной дисперсии. Методом прямых получено численное решение системы связанных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрического поля такого лазерного импульса в кристалле GaAs как с периодической, так и с чирпированной доменной структурой. Показано, что использование кристалла GaAs с чирпированной доменной структурой позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного импульсного излучения на разностной частоте.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазерный импульс, чирпированная доменная структура, суперконтинуум, частотно-временное распределение, метод прямых.

## 1. Введение

В настоящее время излучение на разностной частоте в диапазоне длин волн 4–18 мкм находит широкое применение в спектроскопии и диагностике различных сред, включая биологические объекты, для радиоастрономических измерений, при создании новых систем связи, а также при проведении исследований в области аэронавтики и мониторинга окружающей среды. Достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких импульсов в данном диапазоне длин волн оптическими методами, среди которых наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических материалов [1–3].

Для эффективного преобразования излучения фемтосекундного лазерного импульса в излучение в указанном диапазоне длин волн широко применяются периодические доменные структуры. Наиболее перспективными являются периодически поляризованные кристаллы-сегнетоэлектрики с регулярной одномерной доменной структурой [4, 5]. При оптимальном выборе периода и пространственной ориентации структуры периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости на границах разделов доменов создает условия для квазисинхронизма сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. В задачах преобразования широкополосного непрерывного или импульсного излучения на разностной частоте широко используются чирпированные доменные структуры [1]. Одним из основных факторов, ограничивающих эффективность преобразования частоты фемтосекундного лазер-

ного импульса в нелинейном кристалле с периодической доменной структурой, являются дисперсия групповой скорости и дисперсионное расплывание импульса. Для генерации излучения на разностной частоте оптическим методом широко применяется изотропный кристалл GaAs с периодической доменной структурой [6–8], имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм и коэффициент поглощения менее  $5 \text{ см}^{-1}$  в частотном диапазоне до 3 ТГц [9]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с его значениями для таких кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации излучения на разностной частоте. Отметим, что длина волны фемтосекундного лазерного излучения накачки должна быть больше 1.75 мкм, т. к. на этой длине волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение [9]. Следовательно, для генерации излучения на разностной частоте в кристалле GaAs весьма перспективным является применение волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм. GaAs – это кубический кристалл, принадлежащий к точечной группе  $43m$  и имеющий три отличных от нуля коэффициента нелинейной восприимчивости ( $d_{14}$ ,  $d_{25}$  и  $d_{36}$ , как и кристаллы группы  $42m$ ), которые в силу симметрии Клеймана равны между собой.

В настоящей работе исследуется процесс генерации излучения на разностной частоте в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs как с периодической, так и с чирпированной доменной структурой. А именно, рассматривается процесс генерации излучения на разностной частоте, формируемый при взаимодействии высокочастотной и низкочастотной компонент спектра возбуждающего импульса фемтосекундной длительности, имеющего необходимую ширину спектра.

Для описания процесса взаимодействия линейно поляризованного импульсного лазерного излучения длительностью в несколько оптических колебаний с периодической и чирпированной доменной структурой в случае слабо выраженной материальной дисперсии используется система нелинейных связанных дифференциальных урав-

Д.Л.Оганесян, Г.Д.Оганесян. Ереванский государственный университет, факультет радиофизики, Армения, 0025 Ереван, ул. Алека Манукяна, 1; e-mail: dhovhannisyan@yahoo.com

А.О.Варданян. Ереванский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Армения, 375031 Ереван, ул. Ара Саргсяна, 5а

Поступила в редакцию 3 октября 2011 г., после доработки – 23 января 2013 г.

нений в частных производных, применяемая в приближении однонаправленных волн. В ходе численного решения этой системы методом прямых рассчитаны временной профиль и спектр импульсного излучения на разностной частоте. Получены зависимости мгновенных частот такого излучения от времени. Показано, что использование chirпированных доменных структур позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного импульсного излучения на разностной частоте. Для исследования частотно-временного распределения энергии этого излучения применялось преобразование Вигнера.

## 2. Модель поляризационного отклика квадратично-нелинейной среды с перидической доменной структурой со слабо выраженной материальной дисперсией в приближении однонаправленных волн

Рассмотрим случай, когда линейно поляризованные импульсные лазерные излучения с плоскими волновыми фронтами и взаимно ортогональными плоскостями поляризации вдоль осей  $z$  и  $y$  распространяются вдоль оси  $x$ , совпадающей с нормалью к плоскости (110), в изотропном кристалле GaAs. Импульс с поляризацией вдоль оси  $y$  падает на кристалл GaAs, а импульс с поляризацией вдоль оси  $z$  формируется в результате нелинейного взаимодействия  $y$ -поляризованного импульса с кристаллом. Соответствующие волновые уравнения для полей  $E_z$  и  $E_y$  можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 E_{z,y}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{z,y}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \left( \frac{\partial^2 P_{Lz,Ly}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 P_{NLz,NLy}}{\partial t^2} \right), \quad (1)$$

где  $P_{Lz}$  и  $P_{Ly}$  – линейные, а  $P_{NLz}$  и  $P_{NLy}$  – нелинейные части поляризации среды соответственно. Линейный отклик среды для  $z$ - и  $y$ -поляризаций определяется следующими выражениями:

$$P_{Lz,Ly}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) E_{y,z}(\omega), \quad (2)$$

где  $\chi^{(1)}(\omega)$  – линейная восприимчивость среды.

Согласно [9] линейная восприимчивость GaAs в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм может быть представлена в виде

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

где  $\omega_i = 2\pi c/\lambda_i$ ;  $n$  – коэффициент преломления среды;

$$\begin{aligned} b_0 &= 4.372514; \quad b_1 = 27.83972; \\ b_2 &= 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2; \\ b_3 &= 0.00143636; \quad \lambda_1 = 0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T; \\ \lambda_2 &= 0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2; \\ \lambda_3 &= 36.9166 - 0.011622 \Delta T; \end{aligned}$$

$\Delta T$  – отклонение температуры от комнатной ( $T = 293$  К);  $\lambda_i$  взято в мкм, а  $\Delta T$  – в кельвинах.

При выбранной геометрии выражения для нелинейной поляризации среды, обусловленной нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении имеют вид

$$P_{NLz}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t), \quad (4)$$

$$P_{NLy}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t) \sqrt{2},$$

где  $d_{14} = 150 \times 10^{-12}$  м/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs. Коэффициент тензора  $d_{14}$  определяется через соответствующую компоненту тензора нелинейной восприимчивости  $\chi^{(2)}$  как  $d_{14} = \frac{1}{2} \chi_{XYZ}^{(2)}$ , где  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  – кристаллофизические оси кристалла. В выбранной нами лабораторной системе координат ось  $z$  совпадает с осью  $Z$ , а оси  $X$  и  $Y$  составляют угол  $45^\circ$  с осью  $y$ . Рассматривается тип синхронизма, при котором полярный угол  $\theta = 90^\circ$ , а азимутальный угол  $\varphi = 45^\circ$ .

Рассмотрим случай, когда спектры фемтосекундного лазерного излучения и излучения на разностной частоте лежат ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. Иначе говоря, с учетом (3) можно сказать, что центральная длина волны излучения взаимодействующих импульсов должна удовлетворять неравенству  $0.8746 \text{ мкм} < \lambda_0 < 36.9166 \text{ мкм}$ . Как показано в [10], при выполнении данного условия коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (3), в спектральном диапазоне 1.98–10 мкм, может быть представлен в виде ряда:

$$\begin{aligned} n(\omega, \Delta T) &= \alpha(\Delta T) + \beta(\Delta T) c \omega^2 + \gamma(\Delta T) c \omega^4 - \frac{\theta(\Delta T) c}{\omega^2}, \\ \alpha(\Delta T) &= \sqrt{a_0(\Delta T)}, \quad \beta(\Delta T) = \frac{a_1(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\gamma(\Delta T) = \frac{a_2(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \quad \theta(\Delta T) = \frac{a_3}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}},$$

где

$$\begin{aligned} a_0(\Delta T) &= 1 + b_0 + \frac{b_1 (2\pi c)^2}{\omega_1^2(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^2(\Delta T)}; \\ a_1(\Delta T) &= \frac{b_1 (2\pi c)^2}{\omega_1^4(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^4(\Delta T)}; \\ a_2(\Delta T) &= \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^6(\Delta T)}; \quad a_3 = b_3 (2\pi c)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно численным оценкам учет слагаемых с  $\omega^k$ , где  $k \geq 6$ , в спектральном диапазоне 1.98–10 мкм является несущественным [10].

В периодических доменных структурах на границах разделов доменов происходит периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости, что создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. Периодическое изменение знака коэффициента нелинейной восприимчивости для периодических доменных структур аналитически может быть описано выражением

$$d_{14}(x) = d_{14} \sum_{m=0}^M \frac{\sin[2\pi x(2m+1)/\Lambda]}{2m+1} \frac{\sin[\pi(m+1)/M]}{\pi(m+1)/M}, \quad (7)$$

где  $\Lambda$  – период доменной структуры;  $m = 0, 1, 2, \dots, M$ . В расчетах количество слагаемых  $M$  принималось равным 50. Очевидно, что в данном случае нелинейная поляризация

среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, также будет периодической функцией от координаты:  $P_{NLz}(t, x)$ ,  $P_{NLy}(t, x)$ .

Выбор значения периода определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{THz}}, \quad (8)$$

$$\frac{n(\lambda_p)}{\lambda_p} = \frac{n(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n(\lambda_{THz})}{\lambda_{THz}} + \frac{1}{\Lambda},$$

где  $\lambda_p$  и  $\lambda_s$  – длины волн коротковолновой и длинноволновой спектральных компонент в пределах ширины спектра лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, нелинейное взаимодействие которых в квадратично-нелинейной среде может привести к генерации излучения с длиной волны  $\lambda_{THz}$ , соответствующей разностной частоте. В периодической доменной структуре фазовый квазисинхронизм осуществляется для всех пар коротковолновых и длинноволновых спектральных компонент, для которых выполняются условия (8). При этом кроме спектральных компонент, находящихся в пределах ширины спектра начального импульса, следует учитывать также и вновь образующиеся спектральные компоненты, генерируемые в результате нелинейного взаимодействия начального импульса со средой.

В частности, для лазерного импульса с гауссовым временным профилем, длительностью  $\tau_0 = 30$  фс и шириной спектра  $\Delta\nu = \sqrt{2 \ln 2} / (\pi\tau_0) = 24.99$  ТГц ( $\Delta\lambda = 329$  нм на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1.98$  мкм) спектральные компоненты с длинами волн 1.813–2.144 мкм находятся в пределах ширины спектра. На рис.1,а показаны зависимости периода  $\Lambda$  от длины волны коротковолновой компоненты  $\lambda_p$  для случаев, когда длина волны длинноволновой компоненты  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  (кривая 1) и  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$  (кривая 2) ( $\Delta\lambda = 329$  нм). На рис.1,б приведены зависимости длины волны излучения на разностной частоте  $\lambda_{THz}$  от  $\lambda_p$  при  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  (кривая 1) и  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$  (кривая 2). Кривые, представленные на рис.1, получены с учетом выражений (5) и (8).

Известно, что использование chirпированных доменных структур приводит к увеличению полосы квазисин-

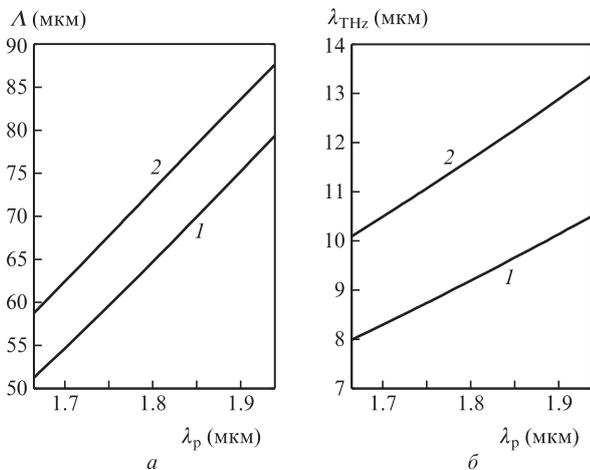


Рис.1. Зависимости периода  $\Lambda$  структуры (а) и длины волны излучения на разностной частоте  $\lambda_{THz}$  (б) от длины волны коротковолновой компоненты  $\lambda_p$  при длинах волн длинноволновой компоненты  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  (1) и  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$  (2).

хронизма при некотором уменьшении эффективности генерации излучения на разностной частоте [4, 5]. Ниже рассматриваются chirпированные доменные структуры, позволяющие формировать широкополосное излучение на разностной частоте. В частности, рассматриваются структуры как с положительным, так и с отрицательным пространственным chirпом. Толщина домена таких chirпированных сред может быть представлена в виде

$$\Delta_i = \Delta_{\max} - i\delta\Delta, \quad (9)$$

$$\Delta_i = \Delta_{\min} + i\delta\Delta, \quad (10)$$

где  $\Delta_{\max}$  и  $\Delta_{\min}$  – максимальная и минимальная толщины структуры;  $i = 0, 1, \dots, 2N$ ;  $N$  – количество доменов структуры;  $\delta\Delta = (\Delta_{\max} - \Delta_{\min}) / (N - 1)$ . Выражение (9) соответствует среде с отрицательным пространственным chirпом, а (10) – среде с положительным пространственным chirпом.

Как показано в [10], в приближении однонаправленных волн при взаимодействии лазерного импульса длительностью в несколько колебаний с нелинейной средой в случае слабо выраженной материальной дисперсии волновые уравнения (1) для нормированных величин с учетом (5) могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \Phi_z}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_z}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_z}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_z d\eta' + 4\pi C(\xi) \Phi_y \frac{\partial \Phi_y}{\partial \eta} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Phi_y}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_y}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_y}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_y d\eta' + 2\sqrt{2} \pi C(\xi) \Phi_z \frac{\partial \Phi_y}{\partial \eta} + 2\sqrt{2} \pi C(\xi) \Phi_y \frac{\partial \Phi_z}{\partial \eta} = 0, \quad (12)$$

где

$$\eta = 2\pi \frac{\tau}{T_0} = \omega_0 \tau; \quad \tau = t - \frac{\alpha(\Delta T)x}{c}; \quad T_0 = \frac{c}{\lambda_0};$$

$$\xi = x\omega_0^3 \beta(\Delta T); \quad \Phi_z = \frac{E_z}{E_{0\max}}; \quad \Phi_y = \frac{E_y}{E_{0\max}};$$

$$A = \omega_0^2 \frac{\gamma(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \omega_0^2 \frac{a_2(\Delta T)}{a_1(\Delta T)}; \quad B = \frac{1}{\omega_0^4} \frac{\theta(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^4} \frac{a_3(\Delta T)}{a_1(\Delta T)};$$

$$C(\xi) = \frac{1}{c\omega_0^2} \frac{\tilde{d}_{14}(\xi)}{\alpha(\Delta T)\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{4\tilde{d}_{14}(\xi)}{a_1(\Delta T)};$$

$$\tilde{d}_{14}(\xi) = d_{14}(\xi) E_{0\max};$$

$E_{0\max}$  – максимальное значение амплитуды электрического поля.

Согласно [10] в уравнениях (11), (12) коэффициент  $A$  равен отношению длины дисперсионного распывания, обусловленного дисперсией второго порядка,  $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / [\omega_0^3 a_1(\Delta T)]$  к длине дисперсионного распывания, обусловленного дисперсией четвертого порядка,  $L_{d4} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / [\omega_0^5 a_2(\Delta T)]$ . Коэффициент  $B$  равен отношению длины  $L_{d2}$  к длине дисперсионного распывания, обусловленного ионным линейным поляризационным откликом,  $L_i = 2c\omega_0 \sqrt{a_0(\Delta T)} / a_3(\Delta T)$ . Коэффициент  $C$  равен отношению длины  $L_{d2}$  к характеристической длине нелинейного взаимодействия  $L_n = c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (2\omega_0 \tilde{d}_{14})$ . При  $\lambda_0 = 1.98$  мкм и температуре 22 °С для кристалла GaAs имеем

$L_{d2} = 7.457$  мкм,  $L_{d4} = 2.245$  мм,  $A = L_{d2}/L_{d4} = 3.322 \times 10^{-3}$ ,  $L_i = 368.899$  мкм,  $B = 0.02$ , и при  $E_{0max} = 100$  МВ/м длина  $L_n = 34.62$  мкм, а коэффициент  $C = 4.643$ .

Начальные условия для численного решения системы уравнений (11), (12) выбираются в виде

$$\Phi_y(\xi=0, \eta) = \Phi_{y0} \exp(-\eta^2/\tau_p^2) \cos \eta, \quad \Phi_y(\xi=0, \eta) = 0, \quad (13)$$

где  $\Phi_{y0}$  – начальная нормированная амплитуда импульса у-поляризованного излучения;  $2\tau_p = 30$  фс – длительность импульса.

Как показано в [10], по мере распространения импульса у-поляризованного лазерного излучения в кристалле формируется импульс z-поляризованного излучения, спектр которого содержит спектральные компоненты на суммарной и разностной частотах, что обусловлено последним слагаемым в (11).

При численном моделировании период  $\Lambda$  регулярной доменной структуры выбирается равным  $10L_{d2} \approx 74.57$  мкм, а длина нелинейного кристалла составляет  $10\Lambda \approx 745.7$  мкм. Максимальное значение амплитуды  $E_{0max} = 100$  МВ/м. Таким образом, безразмерный параметр, определяющий величину нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости,  $d_{14}E_{0max} = 0.014$ , а фазовый набег  $(2\pi/\lambda_0)\Lambda(n_{NL} - n_L) = 0.701$  рад, что меньше  $\pi/4$ . Как показано в [8], в рассматриваемом диапазоне длин волн дисперсией нелинейной восприимчивости можно пренебречь.

Выбранному периоду  $\Lambda$  регулярной доменной структуры, согласно рис.1,а, соответствуют  $\lambda_p = 1.894$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  (кривая 1) и  $\lambda_p = 1.815$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$  (кривая 2). Согласно рис.1,б, данному периоду  $\Lambda$  отвечают  $\lambda_{THz} = 9.8$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  (кривая 1) и  $\lambda_{THz} = 11.82$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$  (кривая 2).

При численном моделировании процесса генерации излучения на разностной частоте рассматривается chirпированная доменная структура с отрицательным пространственным chirпом (9), в которой толщина домена меняется от  $\Delta_{max} \approx 44.74$  мкм до  $\Delta_{min} \approx 29.83$  мкм, а количество доменов равно 20, т.е. толщина домена структуры от домена к домену уменьшается на 1.65 мкм. Рассматривается также chirпированная доменная структура с положительным пространственным chirпом (10), в которой толщина домена меняется от  $\Delta_{min} \approx 29.83$  мкм до  $\Delta_{max} \approx 44.74$  мкм, а количество доменов равно 20, т.е. период структуры от домена к домену возрастает на 1.65 мкм.

Выбор длины нелинейного кристалла и максимального значения амплитуды поля лазерного импульса определяется условием применимости метода однонаправленных волн, т.е. необходимы слабо выраженная материальная дисперсия и малая нелинейность. Что касается граничных условий системы уравнений (11) и (12), то они могут быть опущены, т.к. переменная  $\eta$  изменяется от  $-\infty$  до  $+\infty$ , а решение – на конечном интервале по  $\eta$ , и, следовательно, влиянием граничных условий на решение можно пренебречь. Решения (11) и (12) рассматриваются в прямоугольнике  $0 \leq \xi \leq L, 0 \leq \eta \leq Q$ , ограниченном прямыми  $\eta_m = mh$  ( $m = 0, 1, 2, \dots, M$ ), где  $h = Q/M$ , и  $\xi_l = lk$  ( $l = 0, 1, 2, \dots, N$ ), где  $k = L/N$ . В [10] достаточно подробно описана численная схема решения системы уравнений (11) и (12), основанная на использовании метода прямых [11]. Относительная погрешность в ходе вычислений была выбрана равной  $10^{-6}$ .

Традиционные методы исследования динамики спектра лазерного импульса, сформированного на выходе нелинейного кристалла, основанные на преобразовании

Фурье, не позволяют достаточно точно выявлять наличие и положение локальных особенностей во временном профиле предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса вследствие неограниченности базисных функций и недостаточного частотно-временного разрешения. Первый недостаток может быть устранен посредством применения вейвлет-анализа, хотя и в этом случае сохраняется определенная доля субъективизма, т.к. полученный результат зависит от конкретной используемой базисной функции – вейвлета. Для преодоления трудностей, связанных со вторым недостатком, представляется целесообразным использовать преобразование Вигнера, которое имеет хорошее разрешение на частотно-временной плоскости и позволяет эффективно выявлять особенности частотно-временной структуры фемтосекундного импульса [12].

### 3. Результаты численных расчетов и обсуждение

В данном разделе приводятся результаты частотно-временного анализа, полученные с помощью преобразования Вигнера, как для у-поляризованного импульсного фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической доменной структурой, так и для z-поляризованного излучения на разностной частоте. Для отделения излучения на разностной частоте от излучения накачки на длине волны 1.98 мкм необходимо z-поляризованное излучение с выхода нелинейного кристалла предварительно пропустить через кремниевый или германиевый фильтр [13].

На рис.2 представлены временной профиль, спектральная плотность и распределение Вигнера у-поляризованного импульсного фемтосекундного лазерного излучения на выходе нелинейного кристалла с регулярной периодической доменной структурой

$$W_\xi(\eta, \tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_y(\xi, \eta + \frac{\eta_1}{2}) \Phi_y^*(\xi, \eta - \frac{\eta_1}{2}) \exp(-i\tilde{\omega}\eta_1) d\eta_1, \quad (14)$$

где  $\tilde{\omega} = \omega/\omega_s$  – нормированная частота. Частота дискретизации  $F_s = 2\pi/\omega_s$ , соответствующая результатам, представленным на рис.2, равна  $2.0084 \times 10^{15}$  Гц. Из рис.2 вид-

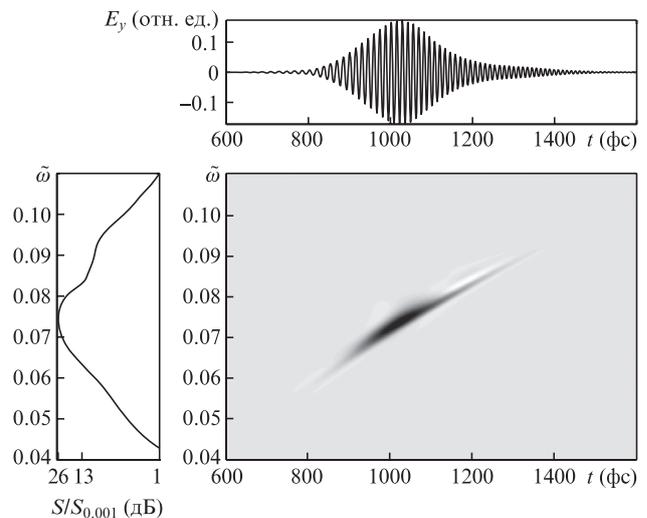


Рис.2. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера (по уровню 0.001) у-поляризованного импульсного фемтосекундного лазерного излучения на выходе нелинейного кристалла.

но, что у-поляризованное импульсное фемтосекундное лазерное излучение на выходе нелинейного кристалла приобретает положительный линейный чирп, при котором мгновенная частота увеличивается со временем от 120.50 до 180.76 ТГц за 525.21 фс. Иначе говоря, коэффициент  $\Delta\nu/\Delta t$  линейного чирпа у-поляризованного импульсного фемтосекундного лазерного излучения на выходе нелинейного кристалла составляет 0.11474 ТГц/фс. Спектральная плотность распределения Вигнера (по уровню 0.001 от максимального) простирается от 84.354 ТГц (3.55 мкм) до 220.93 ТГц (1.358 мкм).

Произведение длительности у-поляризованного импульсного фемтосекундного лазерного излучения и ширины спектра  $\Delta\nu\Delta t$  на выходе кристалла составляет 3.9969 (на входе кристалла  $\Delta\nu\Delta t = 1$ ). В ходе численного эксперимента z-поляризованное импульсное лазерное излучение на выходе кристалла фильтруется низкочастотным фильтром с коэффициентом пропускания  $1/[1 + (\nu/\nu_{s0})^6]$ , где  $\nu_{s0} = 108.18$  ТГц ( $\lambda_{s0} = 2.77$  мкм). Таким образом, через фильтр пропускается только излучение на разностной частоте. Следует отметить, что при фильтрации с помощью такого идеализированного математического фильтра соотношение между фазами спектральных компонент в области разностных частот в полосе пропускания фильтра остается таким же, как и в процессе распространения импульса в кристалле.

На рис.3 представлены временной профиль, спектральная плотность мощности и функция распределения Вигнера z-поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с регулярной периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов. Из рис.3 видно, что максимуму спектра излучения на разностной частоте соответствует частота 31.131 ТГц ( $\lambda_{\text{THz0}} = 9.6367$  мкм), а мгновенная частота нелинейно возрастает от 20.084 ТГц (14.937 мкм) до 40.168 ТГц (7.4686 мкм). Иначе говоря, импульс излучения на разностной частоте имеет нелинейный положительный чирп, а спектральная плотность распределения Вигнера (по уровню 0.001 от максимума) простирается от 0 до 56.236 ТГц (5.3347 мкм).

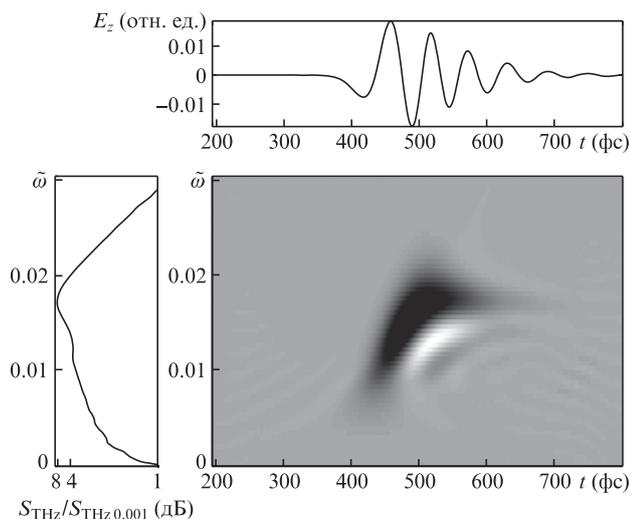


Рис.3. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера (по уровню 0.001) z-поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов.

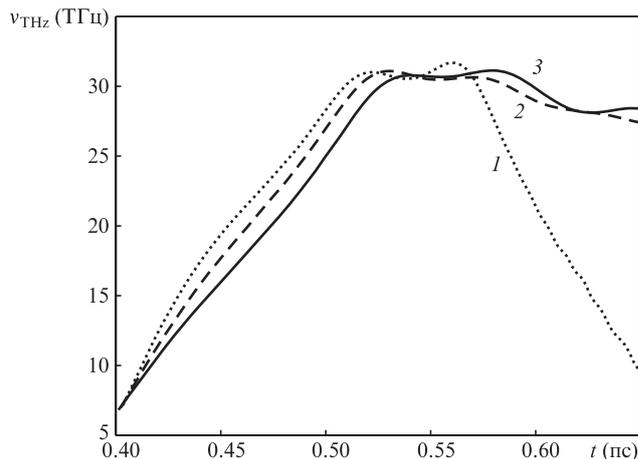


Рис.4. Зависимости мгновенной частоты z-поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте от времени на выходе среды, состоящей из  $N = 3$  (1), 6 (2) и 10 (3) периодов.

На рис.4 приведены зависимости мгновенной частоты z-поляризованного импульсного излучения на разностной частоте от времени на выходе среды, состоящей из  $N = 3, 6$  и 10 периодов, восстановленные из соответствующих распределений Вигнера. Согласно рис.4 максимальная мгновенная частота составляет 31.131, 31.09 и 31.7 ТГц при количестве периодов  $N = 10, 6$  и 3 соответственно. Более того, при  $N = 3$  временная зависимость мгновенной частоты является практически квадратичной, а с увеличением  $N$  мгновенная частота увеличивается за 100 фс до своего максимального значения и затем почти не меняется. При этом максимальная мгновенная частота соответствует значению, вычисленному в соответствии с условием (9) (см. рис.1).

Эффективность генерации излучения на разностной частоте

$$\gamma_{\text{THz}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_z(\tilde{\omega}, \xi)|^2 d\omega \left[ \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_y(\tilde{\omega}, \xi=0)|^2 d\omega \right]^{-1} \times 100\% \quad (15)$$

при длине нелинейного кристалла  $10\Lambda \approx 745.7$  мкм и максимальном значении амплитуды у-поляризованного импульсного лазерного излучения  $E_{0\text{max}} = 100$  МВ/м составляет 0.1%.

На рис.5 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z-поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с чирпированной доменной структурой, состоящей из 20 доменов с линейно убывающими толщинами (9). При этом протяженность домена уменьшается от  $\Delta_{\text{max}} \approx 44.74$  мкм до  $\Delta_{\text{min}} \approx 29.83$  мкм с шагом 1.65 мкм. Видно, что максимуму спектра излучения на разностной частоте соответствует частота 40.331 ТГц ( $\lambda_{\text{THz0}} = 7.4386$  мкм), а мгновенная частота возрастает за 100 фс от 20.165 ТГц (14.877 мкм) до 40.331 ТГц (7.4386 мкм) и затем уменьшается до 20 ТГц (15 мкм). Иначе говоря, импульс излучения на разностной частоте имеет квадратичный закон частотной модуляции, а спектральная плотность распределения Вигнера (по уровню 0.001 от максимума) простирается от 2 до 72.3 ТГц (4.1493 мкм). В отличие от среды с регулярной периодической доменной структурой в данном случае согласно выражению (8) каждому домену соответствует своя

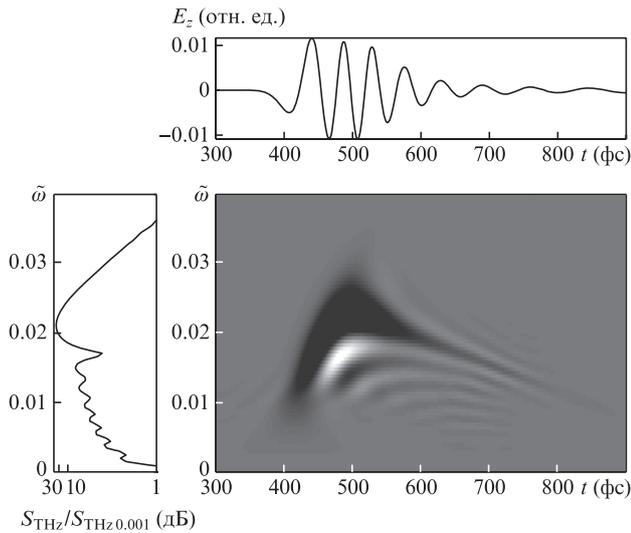


Рис.5. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера (по уровню 0.001)  $z$ -поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов, и отрицательным пространственным чирпом.

максимальная мгновенная частота излучения на разностной частоте. Так, домену с  $\Delta_{\max} \approx 44.74$  мкм отвечает длина волны излучения на разностной частоте  $\lambda_{\text{THz}} = 14$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ , а домену с  $\Delta_{\min} \approx 29.83$  мкм соответствуют длины волн  $\lambda_{\text{THz}} = 8.76$  мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$  и 11.06 мкм при  $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ . Из рис.5 видно, что во временном профиле импульса излучения на разностной частоте коротковолновые компоненты опережают длинноволновые. Эффективность генерации излучения на разностной частоте при использовании аперидической среды с отрицательным пространственным чирпом (9) составляет 0.032%.

На рис.6 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера  $z$ -поляризованного импульсного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с периодической доменной

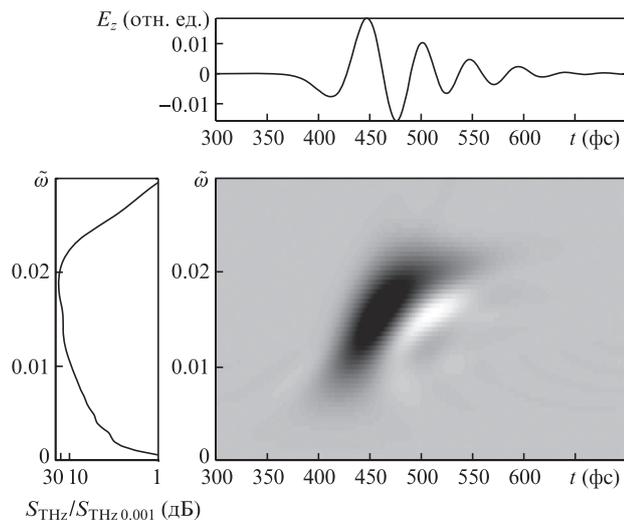


Рис.6. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера (по уровню 0.001)  $z$ -поляризованного импульсного отфильтрованного излучения на разностной частоте на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов, и положительным пространственным чирпом.

структурой, состоящей из 20 доменов с линейно возрастающими толщинами (10). При этом протяженность домена увеличивается от  $\Delta_{\min} \approx 29.83$  мкм до  $\Delta_{\max} \approx 44.74$  мкм с шагом 1.65 мкм. Видно, что максимуму спектра излучения на разностной частоте соответствует частота 38.08 ТГц ( $\lambda_{\text{THz}0} = 7.8782$  мкм), а мгновенная частота нелинейно возрастает от 20 ТГц (15 мкм) до 42.176 ТГц (7.113 мкм). Иначе говоря, мгновенная частота импульса излучения на разностной частоте является монотонно возрастающей функцией, а спектральная плотность распределения Вигнера (по уровню 0.001 от максимума) простирается от 2 ТГц (149.37 мкм) до 58.244 ТГц (5.15 мкм). Из рис.6 видно, что во временном профиле импульса излучения на разностной частоте длинноволновые компоненты опережают коротковолновые. Эффективность генерации излучения на разностной частоте при использовании среды с положительным пространственным чирпом (10) составляет 0.067%.

Таким образом, согласно результатам проведенных расчетов, при использовании кристаллов с чирпированной доменной структурой и отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения на разностной частоте уменьшается в  $0.32^{-1}$  раза по сравнению со случаем использования среды с регулярной периодической структурой, а при использовании среды с положительным пространственным чирпом эффективность генерации излучения на разностной частоте уменьшается в  $0.67^{-1}$  раза. Тем не менее применение чирпированных доменных структур с пространственным чирпом является весьма перспективным с точки зрения формирования импульсного излучения на разностной частоте с заданным законом частотной модуляции.

Следует отметить, что полученные эффективности генерации излучения на разностной частоте несколько завышены, поскольку в настоящей работе не учитывались конечность диаметра лазерного пучка, а также поглощение излучения на длинах волн менее 1.75 мкм.

Таким образом, при распространении лазерного импульса длительностью в несколько колебаний в кристалле с периодической доменной структурой эффективная генерация излучения на разностной частоте имеет место для пар спектральных компонент, удовлетворяющих законам сохранения импульса и энергии (8).

#### 4. Заключение

В настоящей работе рассмотрен процесс генерации излучения на разностной частоте в кристалле GaAs с периодической и чирпированной доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в случае слабо выраженной материальной дисперсии.

Получено численное решение системы нелинейных уравнений, описывающих процесс нелинейного взаимодействия взаимно ортогонально линейно-поляризованных импульсных лазерных излучений длительностью несколько периодов в квадратично-нелинейной среде, методом прямых. Разработанная численная схема позволяет получить относительную погрешность  $10^{-6}$  по суммарной энергии.

С помощью преобразования Вигнера исследовано частотно-временное распределение как для  $y$ -поляризованного фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической и чирпированной доменной структурой, так и для  $z$ -поляризованного

импульсного излучения на разностной частоте, полученного в результате фильтрации  $z$ -поляризованного излучения на выходе кристалла.

Найдена зависимость мгновенной частоты импульса излучения на разностной частоте от времени. Показано, что при распространении фемтосекундного лазерного импульса длительностью 30 фс (центральная длина волны 1.98 мкм) с амплитудой электрического поля  $E_{0\max} = 100$  МВ/м в нелинейном кристалле GaAs с периодической доменной структурой, состоящей из десяти периодов, эффективность генерации излучения на разностной частоте составляет 0.1%. Показано также, что при использовании среды с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения на разностной частоте равна 0.032%, а при использовании среды с положительным пространственным чирпом – 0.064%.

Показано, что применение нерегулярной доменной структуры с линейно изменяющимся периодом позволяет управлять частотно-временными характеристиками импульсного излучения на разностной частоте.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке источника широкополосного излучения на разностной частоте.

1. Lee Y. *Principles of Terahertz Science and Technology* (Berlin: Springer, 2009).
2. Sakai K. *Terahertz Optoelectronics* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2005).
3. Wu Q., Zhang X.C. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2**, 693 (1996).
4. L'huillier J.A., Torosyan G., Theuer M., Avetisyan Yu., Beigang R. *Appl. Phys. B*, **86**, 185 (2007).
5. L'huillier J.A., Torosyan G., Theuer M., Rau C., Avetisyan Yu., Beigang R. *Appl. Phys. B*, **86**, 197 (2007).
6. Lee Yun-Shik, Hurlbut W.C., Vodopyanov K.L., Fejer M.M., Kozlov V.G. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 181104 (2006).
7. Vodopyanov K.L. *Opt. Express*, **14** (6), 2263 (2006).
8. Hovhannisyann D.L., Hakhoumian A.A., Martirosyan R.M., Nikoghosyan A.S., Laziev E.M., Hovhannisyann G.D. *J. Mod. Opt.*, **57** (10), 1228 (2010).
9. 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. *Appl. Phys.*, **94** (10), 6447 (2003).
10. Оганесян Д.Л., Чалтикян В.О., Оганесян Г.Д., Мартиросян А.С., Оганесян К.А. *Изв. НАН Армении. Сер. Физика*, **46** (2), 91 (2011).
11. Schiesser W.E., Griffiths G.W. *A Compendium of Partial Differential Equation Models. Method of Lines Analysis with Matlab* (Cambridge: Cambridge University Press, 2009).
12. Cohen L. *Proc. IEEE*, **77**, 941 (1981).
13. Zentgraf T., Huber R., Nielsen N.C., Chemla D.S., Kaindl R.A., *Opt. Express*, **15** (9), 5775 (2007).