

УДК 537.311

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИК ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ

Д.Л. ОГАНЕСЯН^{1*}, А.О. ВАРДАНЯН¹, Г.Д. ОГАНЕСЯН²

¹Национальный институт метрологии, Ереван, Армения

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: davidhl@ysu.am

(Поступила в редакцию 27 июля 2016 г.)

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса генерации излучения разностной частоты фемтосекундным ИК лазерным импульсом с частотной модуляцией. Показано, что с целью получения максимальной эффективности генерации излучения разностной частоты мгновенная частота фемтосекундного ИК лазерного импульса должна быть квадратичной функцией от времени. Полученные результаты не зависят от типа нелинейного кристалла и могут быть использованы при разработке и создании источника импульсного излучения разностной частоты.

1. Введение

В настоящее время благодаря применению методов нелинейной оптики стал возможным процесс генерации и регистрации широкополосных ИК импульсов излучения разностной частоты (DFR). Генерация широкополосного ИК импульса DFR реализуется в результате нелинейного взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ) с нелинейным оптическим кристаллом. Смещение коротковолновых и длинноволновых спектральных компонент в пределах ширины спектра ФЛИ приводит к генерации DFR. Одним из часто используемых для генерации DFR в среднем ИК диапазоне длин волн является нелинейный кристалл ZnTe. Зависимость показателя преломления этого кристалла от длины волны ограничивает длину кристалла, что в свою очередь ограничивает эффективность генерации DFR. При этом ФЛИ накачки на выходе из кристалла приобретает положительный частотный чирп, когда коротковолновые компоненты отстают по времени от длинноволновых. В работе [1] для повышения эффективности генерации DFR было предложено использовать ФЛИ накачки с отрицательным частотным чирпом, что приводит к сжатию импульса накачки и, следовательно, к увеличению интенсивности импульса накачки по мере распро-

странения. Таким образом, стало возможным увеличение эффективности генерации DFR на 60% в поле ФЛИ накачки на длине волны 0.8 мкм с отрицательным чирпом, распространяющимся в кристалле ZnTe.

В настоящей работе представлены также результаты численного моделирования процесса влияния хроматической дисперсии среды на групповую задержку частотно-модулированного ФЛИ накачки на длине волны 1.98 мкм с отрицательным чирпом. Рассматривается уширенный импульс на выходе из кристалла заданной длины L , который образуется в процессе линейного распространения спектрально-чистого лазерного импульса на входе кристалла длительностью 30 фс на длине волны 1.98 мкм. Уширенный импульс с положительным частотным чирпом определяется в ходе численного интегрирования системы связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей взаимодействующих волн. Очевидно, что при обращении времени уширенного импульса чирп меняет знак с положительного на отрицательный. В качестве начального ФЛИ накачки с отрицательным частотным чирпом, в поле которого происходит генерация DFR, нами используется обращенный по времени уширенный импульс. При этом асимметричная огибающая обращенного по времени уширенного импульса аппроксимируется гауссовой временной функцией. Следовательно, при распространении таким образом сформированного начального ФЛИ накачки с отрицательным частотным чирпом в кристалле ZnTe с длиной L на выходе из кристалла сформируется сжатый импульс длительностью ~ 30 фс с увеличенным значением интенсивности. Это приводит к увеличению эффективности генерации DFR по мере перемещения начального ФЛИ накачки с отрицательным частотным чирпом к выходному торцу кристалла ZnTe.

С целью исследования влияния закона частотной модуляции ИК ФЛИ на эффективность генерации DFR проводилась аппроксимация фазы начального ФЛИ накачки с отрицательным частотным чирпом линейной, квадратичной и кубической временной функциями, а огибающая асимметричного обращенного по времени уширенного импульса аппроксимировалась симметричной гауссовой временной функцией. В нелинейной поляризации среды учитывался безынерционный нелинейный отклик среды, обусловленный нелинейной восприимчивостью второго порядка.

2. Модель поляризационного отклика кристалла ZnTe в режиме слабовыраженной хроматической дисперсии в приближении однонаправленных волн

В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса генерации DFR в диапазоне длин волн от 5 мкм до 30 мкм в поле ФЛИ накачки с отрицательным чирпом на длине волны

1.98 мкм, распространяющимся в кристалле ZnTe. В отличие от работы [1] в рассматриваемом диапазоне длин волн в окрестности 1.98 мкм зависимость коэффициента преломления от длины волны более слабая, чем в спектральном диапазоне длин волн в окрестности 0.8 мкм. В частности, на длине волны $\lambda_{\text{pump}} = 1.98$ мкм дисперсия групповой скорости $\left(\partial^2 k / \partial \omega^2\right) \Big|_{\omega = \omega_{\text{pump}}}$ составляет 467.98 фс²/мм и групповая задержка $\left(-(\lambda/c)(d^2 n / d\lambda^2)\right) \Big|_{\lambda = \lambda_{\text{pump}}}$ составляет 224.85 пс/(нм×км), а на длине волны $\lambda_{\text{pump}} = 0.80$ мкм – 2191.7 фс²/мм и –6450.6 пс/(нм×км), соответственно [2]. Таким образом, дисперсия групповой скорости на длине волны 0.80 мкм в 4.68 раза больше ее же на длине волны 1.98 мкм и, следовательно, при распространении ФЛИ накачки на длине волны 1.98 мкм с заданной длительностью τ_0 в кристалле ZnTe дисперсионная длина $L_d = \tau_0^2 / \left| \left(\partial^2 k / \partial \omega^2\right) \Big|_{\omega = \omega_{\text{pump}}} \right|$ будет в 4.68 раза больше дисперсионной длины, соответствующей импульсу накачки на длине волны 0.80 мкм. Иначе говоря, применение ФЛИ накачки на длине волны 1.98 мкм для генерации DFR позволит увеличить длину кристалла, что в свою очередь позволит повысить эффективность генерации DFR. В соответствии с теоретическим предельным значением коэффициента эффективности преобразования в DFR $(I_{\text{DFR}}(L)/I_{\text{pump}}(0)) \leq (n(\lambda_{\text{pump}})\lambda_{\text{pump}}/n(\lambda_{\text{DFR}})\lambda_{\text{DFR}})$ [3], при заданной интенсивности импульса накачки на входе кристалла $I_{\text{pump}}(0)$ эффективность преобразования при $\lambda_{\text{pump}} = 1.98$ мкм в 2.36 раза больше, чем эффективность преобразования при $\lambda_{\text{pump}} = 0.80$ мкм.

Рассмотрим случай, когда линейно-поляризованный ФЛИ с плоским волновым фронтом с поляризацией вдоль оси y распространяется вдоль оси x , совпадающей с нормалью к плоскости (110), в изотропном кристалле ZnTe. По мере распространения y -поляризованного импульса E_y благодаря нелинейной поляризации среды генерируется также импульс E_z , поляризованный вдоль оси z . В этом случае система уравнений Максвелла, описывающих процесс распространения взаимно-ортогональных линейно-поляризованных импульсов E_z и E_y вдоль оси x , может быть представлена в виде

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{L,z}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL,z}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{L,y}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL,y}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где $P_{Lz,(Ly)}$ и $P_{NLz,(NLy)}$ – линейная и нелинейная поляризации среды, соответственно.

Линейный отклик среды для z - и y -поляризаций определяется следующими выражениями:

$$P_{Lz}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E_z(\omega), \quad P_{Ly}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E_y(\omega), \quad (3)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума и $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды. Линейная восприимчивость ZnTe в спектральном диапазоне длин волн 0.55–30 мкм, согласно [2], может быть представлена в виде

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = a_0 - 1 + \frac{\omega^2/\omega_{10}^2}{1 - \omega^2/\omega_1^2} + \frac{\omega_2^2/\omega_{20}^2}{\omega_2^2/\omega^2 - 1}, \quad (4)$$

где $a_0 = 9.92$, $\lambda_1 = 0.37766$ мкм, $\omega_1 = 2\pi c/\lambda_1$, $\lambda_2 = 56.5$ мкм, $\omega_2 = 2\pi c/\lambda_2$, $\lambda_{10} = 0.65215$ мкм, $\omega_{10} = 2\pi c/\lambda_{10}$, $\lambda_{20} = 91.72857$ мкм, $\omega_{20} = 2\pi c/\lambda_{20}$ и $c = 3 \times 10^{14}$ – скорость света в вакууме в мкм/с.

Рассмотрим случай, когда спектр ФЛИ и DFR лежат ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот, т. е. рассматриваемые значения длин волн удовлетворяют неравенству $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$. При выполнении данного неравенства коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (4), может быть представлен в виде ряда

$$\begin{aligned} n(\omega) &= \alpha + \beta c \omega^2 + \gamma c \omega^4 - \frac{\theta c}{\omega^2} - \frac{\sigma c}{\omega^4}, \\ \alpha &= \sqrt{a_0 - \omega_2^2/\omega_{20}^2}, \quad \beta = 1/(2\alpha c \omega_{10}^2), \quad \gamma = 1/(2\alpha c \omega_{10}^2 \omega_1^2), \\ \theta &= \omega_2^4/(2\alpha c \omega_{20}^2), \quad \sigma = \omega_2^6/(2\alpha c \omega_{20}^2). \end{aligned} \quad (5)$$

В рассматриваемой нами геометрии задачи безынерционная нелинейная поляризация среды с учетом квадратичной и кубической нелинейными восприимчивостями среды может быть представлена в виде [4, 5]

$$\begin{aligned} P_{NL,z}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t) + \varepsilon_0 \chi_{1111}^{(3)} E_z(t) E_z(t) E_z(t) \\ &\quad + (\sqrt{2}/2) \varepsilon_0 \chi_{1212}^{(3)} E_y(t) E_y(t) E_z(t), \\ P_{NL,y}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t) \sqrt{2} + (\sqrt{2}/4) \varepsilon_0 \chi_{1111}^{(3)} E_y(t) E_y(t) E_y(t) \\ &\quad + (\sqrt{2}/2) \varepsilon_0 \chi_{1212}^{(3)} E_y(t) E_z(t) E_z(t), \end{aligned} \quad (6)$$

где $d_{14} = \chi_{123}^{(2)}/2 = 61$ пм/В, $\chi_{1111}^{(3)} = 4.062$ пм²/В² и $\chi_{1212}^{(3)} = 2.165$ пм²/В².

Согласно данным работы [6], в приближении однонаправленных волн уравнения (1) и (2) в нормированном виде могут быть записаны как

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Phi_z}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_z}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_z}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_z d\eta' - Q \int_{-\infty}^{\eta} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\eta_1} d\eta_2 \int_{-\infty}^{\eta_2} \Phi_z(\eta_3) d\eta_3 \\ & + 2C_2 \Phi_y(\eta) \frac{\partial \Phi_y(\eta)}{\partial \eta} + 3C_{31} \Phi_z^2(\eta) \frac{\partial \Phi_z(\eta)}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (7)$$

$$+ 2C_{32} \Phi_y(\eta) \Phi_z(\eta) \frac{\partial \Phi_y(\eta)}{\partial \eta} + C_{32} \Phi_y^2(\eta) \frac{\partial \Phi_z(\eta)}{\partial \eta} = 0,$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Phi_y}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_y}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_y}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_y d\eta' - Q \int_{-\infty}^{\eta} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\eta_1} d\eta_2 \int_{-\infty}^{\eta_2} \Phi_y(\eta_3) d\eta_3 \\ & + C_2 \Phi_z(\eta) \frac{\partial \Phi_y(\eta)}{\partial \eta} + C_2 \Phi_y(\eta) \frac{\partial \Phi_z(\eta)}{\partial \eta} + \left(\frac{3\sqrt{2}}{4} \right) C_{31} \Phi_y^2(\eta) \frac{\partial \Phi_y(\eta)}{\partial \eta} \\ & + 2C_{32} \Phi_y(\eta) \Phi_z(\eta) \frac{\partial \Phi_z(\eta)}{\partial \eta} + C_{32} \Phi_z^2(\eta) \frac{\partial \Phi_y(\eta)}{\partial \eta} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где временная η и пространственная ξ координаты определяются как $\tau = t - \alpha x/c$, $\eta = 2\pi\tau/T_0$, $\omega_0\tau = 2\pi\lambda_0\tau/c$, $\xi = x'\omega_0^3\beta$, $\Phi_z = E_z/E_{0\max}$ и $\Phi_y = E_y/E_{0\max}$, а коэффициенты определяются в виде

$$\begin{aligned} A &= \omega_0^2 \frac{\gamma}{\beta}, \quad B = \frac{1}{\omega_0^4} \frac{\theta}{\beta}, \quad Q = \frac{1}{\omega_0^6} \frac{\sigma}{\beta}, \quad C_2 = \frac{2\pi}{c\omega_0^2} \frac{\tilde{d}_{14}}{\alpha\beta}, \quad C_{31} = \frac{2\pi}{c\omega_0^2} \frac{\tilde{\chi}_{1111}^{(3)}}{\alpha\beta}, \quad C_{32} = \frac{\sqrt{2}\pi}{c\omega_0^2} \frac{\tilde{\chi}_{1212}^{(3)}}{\alpha\beta}, \\ \tilde{d}_{14} &= d_{14}E_{0\max}, \quad \tilde{\chi}_{1111}^{(3)} = \chi_{1111}^{(3)}E_{0\max}^2, \quad \tilde{\chi}_{1212}^{(3)} = \chi_{1212}^{(3)}E_{0\max}^2. \end{aligned}$$

Для определения на выходе из кристалла с заданной длиной L уширенного импульса, который образуется в процессе линейного распространения (т. е. при $\chi_{123}^{(2)}/2 = \chi_{1111}^{(3)} = \chi_{1212}^{(3)} = 0$) спектрально-чистого ФЛИ длительностью 30 фс на длине волны 1.98 мкм, падающего на кристалл, проводим численное интегрирование системы связанных дифференциальных уравнений (7) и (8) в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей методом прямых [6] при начальных условиях

$$\Phi_y(\xi=0, \eta) = \Phi_{y0} \exp(-\eta^2/\tau_p^2) \cos(\eta), \quad \Phi_z(\xi=0, \eta) = 0, \quad (9)$$

где $\tau_p = \tau_0/T_0$, $2\tau_0 = 30$ фс – длительность спектрально-чистого ФЛИ, $T_0 = c/\lambda_0$ – период осцилляции и $\lambda_0 = 1.98$ мкм – центральная длина волны спектрально-чистого ФЛИ. В режиме линейного распространения у-поляризованного импульса (9), когда нелинейные восприимчивости приняты равными нулю, на выходе из кристалла z-поляризованный импульс Φ_z отсутствует, а у-поляризованный импульс можно представить в виде

$$\Phi_y(\xi=L, \eta) = F(\eta) \cos(\eta + \phi(\eta)), \quad (10)$$

где L – длина кристалла, $\phi(\eta)$ и $F(\eta)$ – фаза и огибающая, соответственно, уширенного импульса, полученные в результате численного интегрирования системы уравнений (7) и (8). Начальный ФЛИ с отрицательным частотным чирпом, в поле которого будет генерироваться DFR, определяется как обращенный по времени уширенный импульс (10), для которого ассиметричная огибающая $F(-\eta)$ аппроксимируется симметричной гауссовой функцией $\exp(-\eta^2/\tau_{yin}^2)$, где τ_{yin} – длительность огибающей $F(-\eta)$ на уровне $1/e$. Функция от времени $\phi(-\eta)$ будет соответствовать фазе начального ФЛИ с отрицательным чирпом. Длительность τ_{yin} уширенного импульса при распространении спектрально-чистого ФЛИ в кристаллах ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм составляет 240 фс, 715 фс и 1190 фс, соответственно. Таким образом, с целью определения влияния частотной модуляции ИК ФЛИ на эффективность генерации DFR проводится численное интегрирование системы уравнений (7) и (8) при начальных условиях

$$\Phi_y(\xi=0, \eta) = \Phi_{y0} \exp(-\eta^2/\tau_{yin}^2) \cos(\eta + \phi(-\eta)), \quad \Phi_z(\xi=0, \eta) = 0. \quad (11)$$

Для определения зависимости эффективности генерации DFR от фазы $\phi(-\eta)$ в ходе численных расчетов проводится аппроксимация фазы $\phi(-\eta)$ полиномом четвертой степени

$$\phi(-\eta) = (\alpha'_1/2)\eta^2 + (\alpha'_2/3)\eta^3 + (\alpha'_3/4)\eta^4, \quad (12)$$

где $\alpha'_1 = (\alpha_1 T_0^2)/2\pi$, $\alpha'_2 = (\alpha_2 T_0^3)/2\pi$, $\alpha'_3 = (\alpha_3 T_0^4)/2\pi$, α_1 , α_2 и α_3 – коэффициенты, соответствующие аппроксимации временной зависимости мгновенной частоты линейной, квадратичной и кубической функциями, соответственно. Временная зависимость мгновенной частоты начального импульса (11), согласно (12), определяется как

$$v(\eta) = \frac{\partial \phi(-\eta)}{\partial \eta} = \alpha'_1 \eta + \alpha'_2 \eta^2 + \alpha'_3 \eta^3. \quad (13)$$

Схема численного интегрирования системы уравнений (7) и (8) методом прямых [7] достаточно подробно описана в работе [6]. Относительная ошибка интегрирования составляет 10^{-6} .

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

Ниже приводятся результаты численного моделирования процесса генерации DFR в поле частотно-модулированного ФЛИ, распространяющегося в кристалле ZnTe. В частности, исследуется влияние временной зависимости мгновенной частоты (13) на эффективность генерации DFR. Согласно вышеизло-

женному, для определения длительности и фазы начального импульса с отрицательным чирпом (11) проводится численное интегрирование системы уравнений (7) и (8) при начальном условии (9) и нулевых значениях нелинейных восприимчивостей. В расчетах рассматриваются кристаллы ZnTe с толщами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, что соответствует безразмерной нормированной координате $\xi = x'\omega_0^3\beta = x'/L_{d3} = 0.1, 0.3$ и 0.5 , соответственно ($L_{d3} = 3.89$ мм). На рис.1а показан временной профиль спектрально-чистого ФЛИ длительностью 30 фс на центральной длине волны 1.98 мкм на входе в кристалл толщиной 389 мкм. На рис.1б представлен временной профиль уширенного импульса на выходе из кристалла, полученный в ходе численного интегрирования системы уравнений (7) и (8) при нулевых значениях нелинейных восприимчивостей ($\chi^{(2)}_{123}/2 = \chi^{(3)}_{1111} = \chi^{(3)}_{1212} = 0$). Согласно результатам расчетов и как видно из рис.1б, длительность уширенного импульса (10) с асимметричной огибающей $F(\eta)$ составляет 240 фс (см. табл.1).

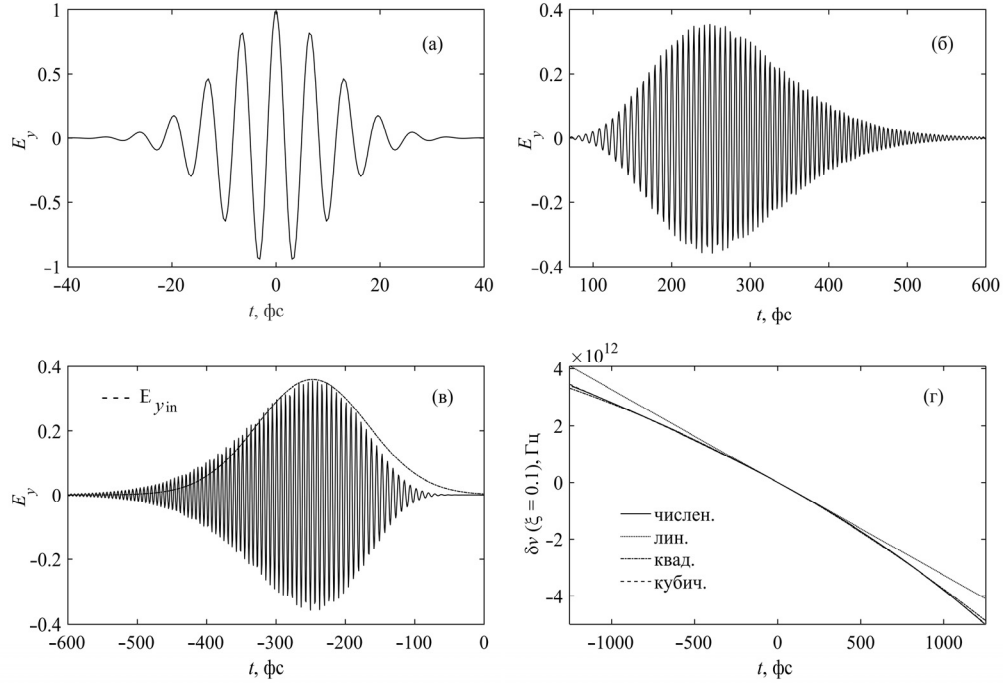


Рис.1. Временной профиль фемтосекундного импульса с длительностью 30 фс на центральной длине волны 1.98 мкм (а) на входе в кристалл ZnTe толщиной 389 мкм ($\xi = 0.1$), (б) временной профиль на выходе из кристалла, (в) временной профиль обращенного по времени выходного импульса и симметричная гауссова функция, аппроксимирующая огибающую, (г) зависимость мгновенной частоты обращенного выходного импульса, восстановленная на основе численных расчетов и аппроксимированная линейной, квадратичной и кубической функциями.

Табл.1. Расчетные значения параметров при толщине кристалла 389 мкм

$z = 389 \text{ мкм}$ $(\xi = 0.1)$	Тип модуляции	$\tau_{\text{yin}}, \text{ фс}$	$\tau_{\text{yout}}, \text{ фс}$	$\gamma_z, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-5}$	$\gamma_y, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-3}$	$z_{\text{min}}, \text{ МКМ}$
	лин. $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$	240	40.65	1.2539	2.7297	365.66
	квад. $\alpha_3 = 0$		30.90	1.6041	41.819	387.05
	кубич.		33.02	1.5084	17.257	389.00
	числен.		30.00	1.4156	1.4115	389.00
$v(t) - v_0 = \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 + \alpha_3 t^3; \alpha_1 = -184.98 \text{ 1/пс}^2,$ $\alpha_2 = -243.24 \text{ 1/пс}^2, \alpha_3 = 409.49 \text{ 1/пс}^2$						

Очевидно, что временные зависимости $F(\eta)$ и $\phi(\eta)$, полученные в ходе численного интегрирования уравнений (7) и (8), определяются зависимостью (5) коэффициента преломления кристалла от частоты. На рис.1в представлена огибающая обращенного по времени уширенного импульса $F(-\eta)$ и аппроксимирующий ее симметричный гауссовый импульс $\exp(-\eta^2/\tau_{\text{yin}}^2)$ длительностью τ_{yin} , показанный пунктирной линией. На рис.1г демонстрируется временная зависимость мгновенной частоты обращенного по времени уширенного импульса $v(-t) - v_0$, полученная в ходе численного интегрирования уравнений (7) и (8). Там же представлены временные зависимости мгновенной частоты уширенного импульса, аппроксимированные линейной, квадратичной и кубической функциями

$$v(t) - v_0 = a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3, \quad (14)$$

где $a_1 = -184.98 \text{ 1/пс}^2$, $a_2 = -243.24 \text{ 1/пс}^3$ и $a_3 = 409.49 \text{ 1/пс}^4$.

Согласно результатам расчетов и как видно из табл.2 и 3, при толщинах кристалла 1.167 мм и 1.945 мм длительности начального уширенного импульса (11) на входе в кристалл составляют 715 фс и 1190 фс, соответственно, а коэффициенты полинома (14) равны: $a_1 = -61.89 \text{ 1/пс}^2$, $a_2 = -28.87 \text{ 1/пс}^3$, $a_3 = 0.88 \text{ 1/пс}^4$ и $a_1 = -37.10 \text{ 1/пс}^2$, $a_2 = -10.42 \text{ 1/пс}^3$, $a_3 = 0.041 \text{ 1/пс}^4$, соответственно.

На рис.2а–г показаны временные профили сжатого у-поляризованного импульса на выходе из кристалла ZnTe толщиной 389 мкм, полученные в ходе численного интегрирования системы уравнений (7) и (8) при начальном условии

Табл.2. Расчетные значения параметров при толщине кристалла 1.167 мм

$z = 1.167 \text{ мм}$ $(\xi = 0.3)$	Тип модуляции	$\tau_{\text{yin}}, \text{ фс}$	$\tau_{\text{yout}}, \text{ фс}$	$\gamma_z, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-5}$	$\gamma_y, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-3}$	$z_{\text{min}}, \text{ МКМ}$
	лин. $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$	715	91.71	0.71871	2.5372	1.103
	квад. $\alpha_3 = 0$		38.78	1.3283	46.070	1.167
	кубич.		39.48	1.2994	41.666	1.167
	числен.		30.00	1.2844	1.4135	1.167
$v(t) - v_0 = \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 + \alpha_3 t^3; \alpha_1 = -61.89 \text{ 1/пс}^2,$ $\alpha_2 = -28.87 \text{ 1/пс}^2, \alpha_3 = 0.88 \text{ 1/пс}^2$						

Табл.3. Расчетные значения параметров при толщине кристалла 1.945 мм

$z = 1.945 \text{ мм}$ $(\xi = 0.5)$	Тип моду- ляции	$\tau_{\text{yin}}, \text{ фс}$	$\tau_{\text{yout}}, \text{ фс}$	$\gamma_z, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-5}$	$\gamma_y, \%$ $z = z_{\text{min}}$ $\times 10^{-3}$	$z_{\text{min}}, \text{ МКМ}$
	лин. $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$	1190	149.39	0.50436	2.5443	1.838
	квад. $\alpha_3 = 0$		55.15	1.1848	46.134	1.945
	кубич.		55.81	1.1580	42.374	1945
	числен.		30.00	1.2463	1.4153	1.945
$v(t) - v_0 = \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 + \alpha_3 t^3; \alpha_1 = -37.10 \text{ 1/пс}^2,$ $\alpha_2 = -10.42 \text{ 1/пс}^2, \alpha_3 = 0.041 \text{ 1/пс}^2$						

(11). В расчетах в качестве временной зависимости фазы $\varphi(-\eta)$ гауссовского импульса (11) с длительностью 240 фс используются как функция $\varphi(-\eta)$, полученная из (10), так и полином (12), соответствующий аппроксимации $\varphi(-\eta)$ линейной, квадратичной и кубической функциями. В поле y -поляризованного гауссового ФЛИ (11) с отрицательным чирпом, распространяющегося в кристалле с безынерционным нелинейным откликом, происходит генерация y - и z -

поляризованных излучений суммарной и разностной частот. В настоящей работе не рассматриваются особенности генерации излучения суммарной частоты (SFR). На рис.2 показаны также соответствующие временные профили y -поляризованных импульсов DFR, полученные в результате фильтрации временных профилей y -поляризованных импульсов, сформированных на выходе из кристалла ZnTe с помощью встроенной функции *wden* в MATLAB Wavelet-Toolbox [8]. Применение функции *wden* приводит к подавлению высокочастотной компоненты поля, а именно SFR. Для восстановления импульса DFR в расчетах используется вейвлет-функция типа *sym10* с глубиной разложения данных $lev = 3$, с значением порога th , рассчитанным для исходных данных, содержащихся в $E_y(t)$, с использованием модифицированного критерия Штайна '*heursure*' с мягким трешолдингом '*s*' и использованием порога, единого для всех уровней разложения '*one*'. Таким образом, y -поляризованный импульс DFR для каждого закона частотной модуляции определяется как

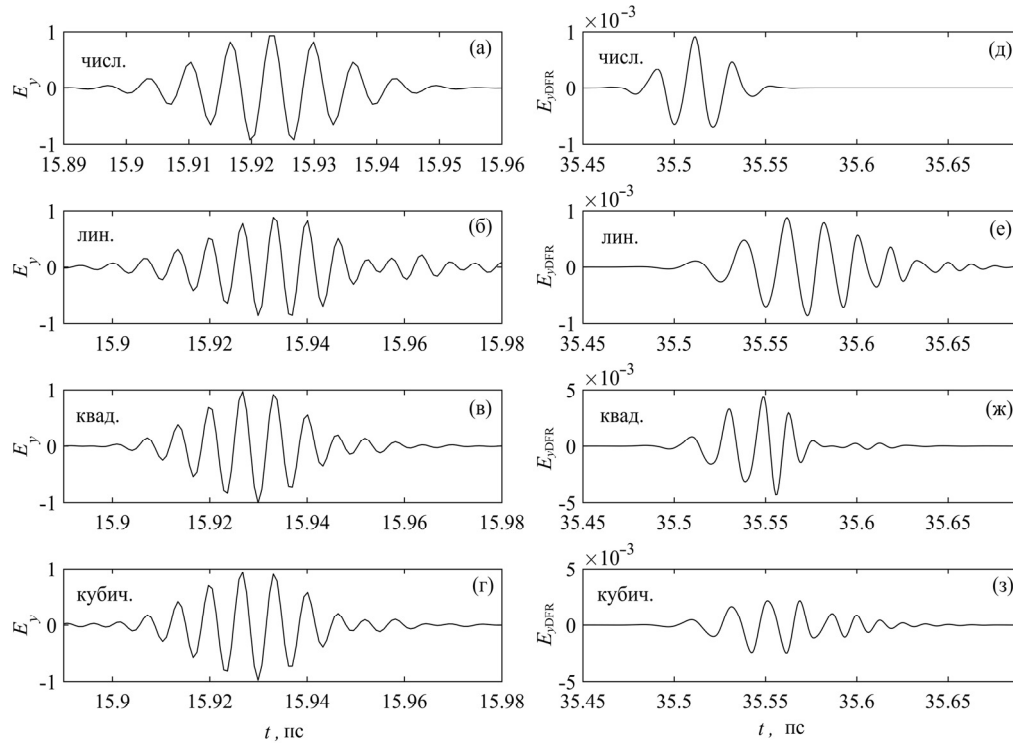


Рис.2. Временные профили (а–г) сжатого y -поляризованного импульса и (д–з) y -поляризованного импульса DFR на выходе из кристалла ZnTe толщиной 389 мкм, сформированного при распространении начального импульса (11) с длительностью 240 фс и с частотной модуляцией, полученной как на основе численных расчетов, так и при аппроксимации линейной, квадратичной и кубической функциями.

$$E_{y\text{DFR}}(t) = wden(E_y(t), 'heursure', 's', 'one', 3, 'sym10'). \quad (15)$$

Как видно из рис.2д–з, временной профиль импульса DFR $E_{y\text{DFR}}$, полученный в ходе численного расчета, представляет из себя гауссовый импульс с длительностью в несколько колебаний с периодом колебаний равным 12 фс.

На рис.3а–г показаны временные профили z -поляризованного импульса на выходе из кристалла ZnTe толщиной 389 мкм, полученные в ходе численного интегрирования системы уравнений (7) и (8) при начальном условии (11). В расчетах в качестве временной зависимости фазы $\varphi(-\eta)$ гауссового y -поляризованного импульса (11) длительностью 240 фс используется как функция $\varphi(-\eta)$, полученная из (10), так и полином (12), соответствующий аппроксимации $\varphi(-\eta)$ линейной, квадратичной и кубической функциями. Временной профиль z -поляризованного импульса состоит как из высокочастотной компоненты, соответствующей SFR, так и низкочастотной компоненты, соответствующей DFR. Таким образом, z -поляризованный импульс DFR для каждого типа частотной модуляции определяется как

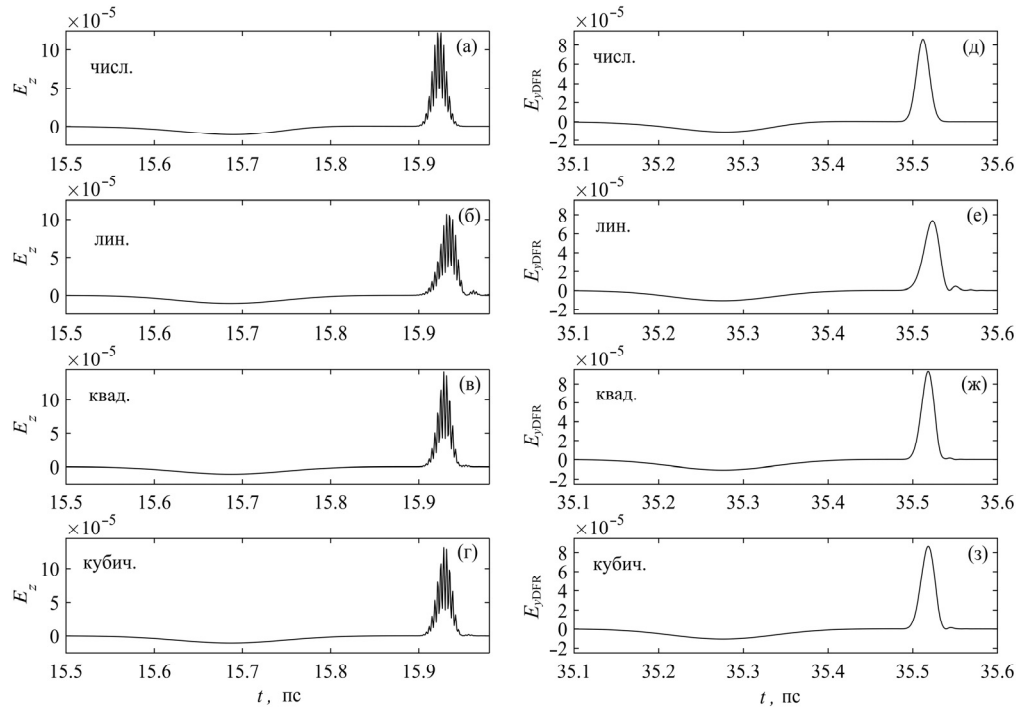


Рис.3. Временные профили (а–г) z -поляризованного импульса и (д–з) z -поляризованного импульса DFR на выходе из кристалла ZnTe толщиной 389 мкм, сформированного при распространении начального импульса (11) длительностью 240 фс и частотной модуляции, полученной как на основе численных расчетов, так и при аппроксимации линейной, квадратичной и кубической функциями.

$$E_{z\text{DFR}}(t) = \text{wden}(E_z(t), 'heursure', 's', 'one', 3, 'sym10'). \quad (16)$$

Согласно рис.3д–з, z -поляризованный импульс DFR состоит из сжатого видео-импульса, обусловленного сжатым y -поляризованным импульсом, сформированным на выходе из кристалла, и отстающим от него по времени уширенного видео-импульса, обусловленного начальным уширенным импульсом с отрицательным чирпом.

В табл.1–3 приводятся значения расстояний $z_{\min}$, при которых длительность y -поляризованного импульса минимальна, т. е. достигается максимальное сжатие по времени y -поляризованного импульса, минимальные значения длительности y -поляризованного импульса $\tau_{y\text{out}}$, значения эффективностей генерации z - и y -поляризованных импульсов DFR соответственно γ_z и γ_y , полученные в результате численного интегрирования системы уравнений (7) и (8). Численное интегрирование проводится при начальном условии (11) с учетом аппроксимации фазы $\phi(-\eta)$ линейной, квадратичной и кубической функциями (12) для кристаллов ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм. Представленные в таблицах данные соответствуют случаю, когда начальный y -поляризованный импульс (11) с длительностями $\tau_{y\text{in}} = 240$ фс, 715 фс и 1.19 пс с разными фазами (12) распространяется в кристаллах ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. Эффективность генерации z - и y -поляризованных импульсов DFR определяется как

$$\gamma_{z,y} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E_{z\text{DFR},y\text{DFR}}(z=L,t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(z=0,t)|^2 dt} 100\%. \quad (17)$$

В нижней части табл.1–3 представлены временные зависимости мгновенной частоты начального y -поляризованного импульса (11) в соответствии с (14). Как видно из табл.1, для начального импульса с линейной и квадратичной частотными модуляциями, распространяющегося в кристалле с толщиной 389 мкм, $z_{\min}$ составляет 365.66 мкм и 387.05 мкм, соответственно, а для импульса с кубической модуляциями – 389 мкм. Длительность y -поляризованного импульса $\tau_{y\text{out}}$ при $z_{\min}$ для начального импульса с линейной, квадратичной и кубической частотными модуляциями составляет 40.65 фс, 30.90 фс и 33.02 фс, соответственно, а для частотной модуляции $\nu(\eta) = \partial\phi(-\eta)/\partial\eta$, полученной в ходе численного интегрирования, 30 фс. В соответствии с табл.1, для начального импульса с линейной, квадратичной и кубической частотными модуляциями эффективность γ_z составляет $1.2539 \times 10^{-5}\%$, $1.6041 \times 10^{-5}\%$ и $1.5084 \times 10^{-5}\%$, соответственно, а для

зависимости частотной модуляции, полученной в ходе численного интегрирования – $1.4156 \times 10^{-5}\%$. Для начального импульса с линейной, квадратичной и кубической частотными модуляциями эффективность γ_y составляет $2.7297 \times 10^{-3}\%$, $4.1819 \times 10^{-2}\%$ и $1.7257 \times 10^{-2}\%$, соответственно, а для зависимости частотной модуляции, полученной в ходе численного интегрирования, $1.4115 \times 10^{-3}\%$.

Аналогичные данные приведены в табл.2 и 3, соответствующие распространению частотно-модулированного импульса в кристаллах ZnTe с толщами 1.167 мм и 1.945 мм. Как видно из табл.1–3, во всех рассмотренных случаях максимальное сжатие у-поляризованного импульса имеет место на выходе из кристалла при начальном у-поляризованном гауссовом импульсе (11) с зависимостью частотной модуляции, полученной в ходе численного интегрирования. Согласно табл.1–3, с точки зрения получения максимальной эффективности генерации DFR в эксперименте предпочтительно использовать начальный у-

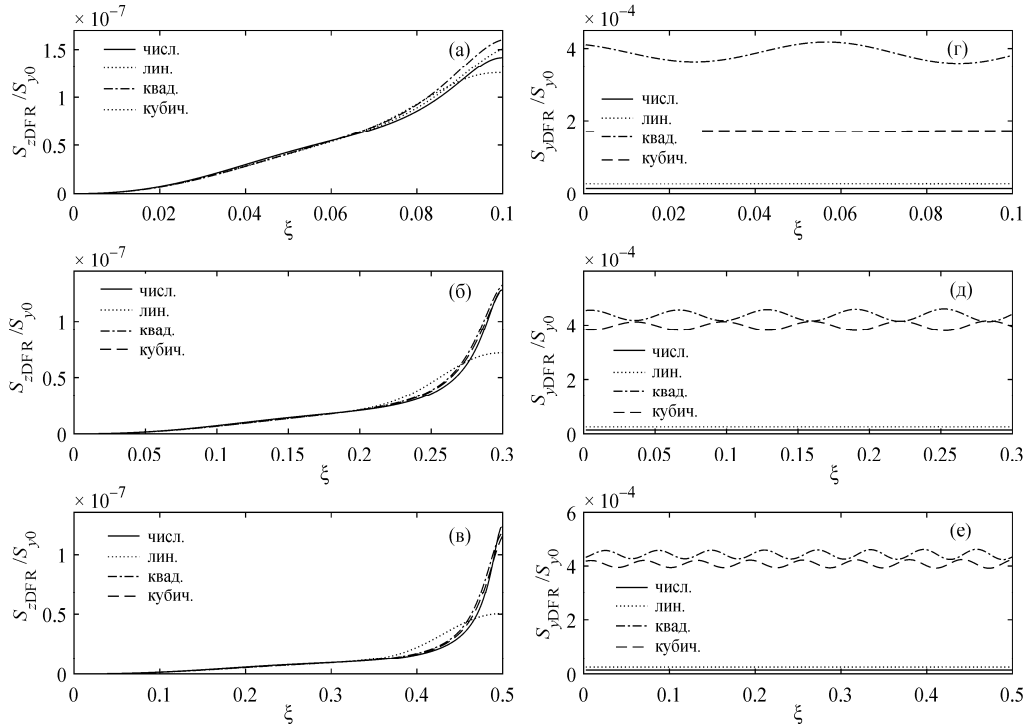


Рис.4. Нормированные на максимум начального у-поляризованного импульса зависимости спектральных плотностей для (а–в) z- и (г–е) у-поляризованных импульсов DFR, сформированных при распространении начального гауссова импульса (11) с длительностью (а,г) 240 фс, (б,д) 715 фс и (в,е) 1.190 пс и разными временными зависимостями частотной модуляции в кристаллах ZnTe толщами (а,г) 389 мкм ($\xi = 0.1$), (б,д) 1.167 мм ($\xi = 0.3$) и (в,е) 1.945 мм ($\xi = 0.5$), соответственно, от пройденного расстояния.

поляризованный гауссовый импульс (11) с квадратичным законом частотной модуляции, в то время как увеличение толщины кристалла приводит к ухудшению степени сжатия частотно-модулированного импульса на выходе из кристалла. Это, в основном, определяется тем, что с увеличением толщины кристалла в разложениях (5) и (14) следует учитывать члены с высшими степенями разложения.

На рис.4а–в и г–е показаны нормированные на максимум начального у-поляризованного импульса зависимости спектральных плотностей соответственно y - и z -поляризованных импульсов DFR от пройденного расстояния,

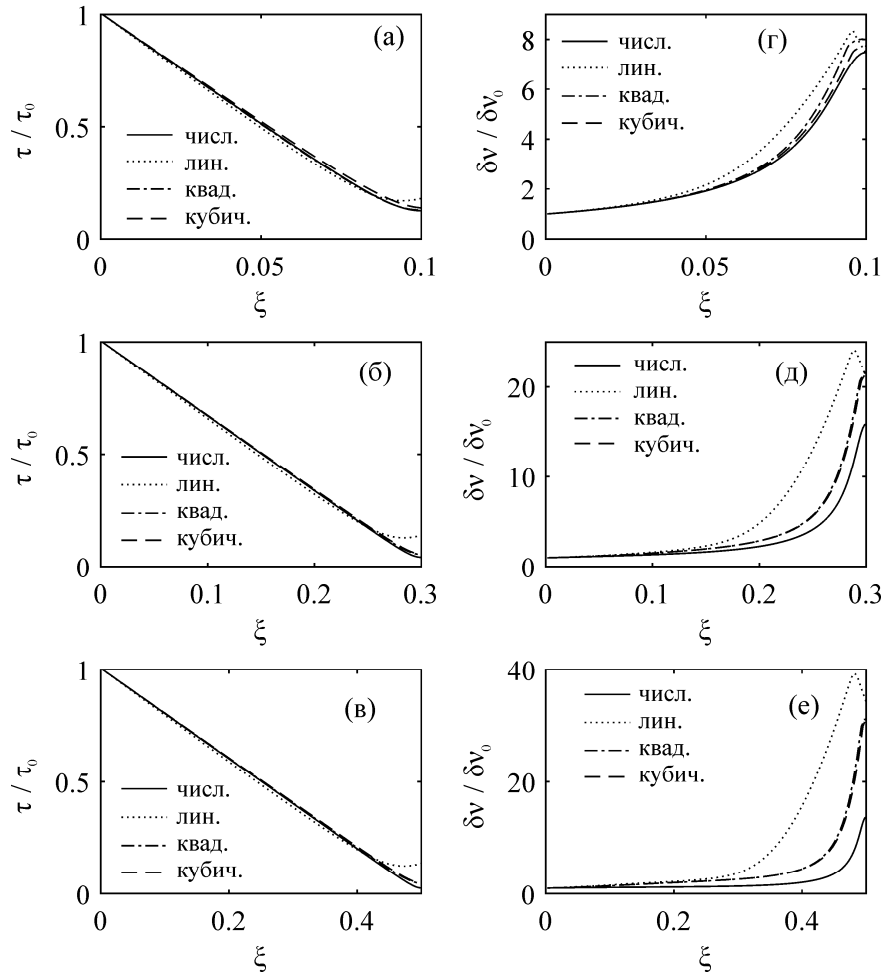


Рис.5. Нормированные на длительность начального у-поляризованного импульса (11) зависимости длительности для (а–в) у-поляризованного импульса и (г–е) нормированные на ширину спектра начального у-поляризованного импульса зависимости ширины спектра у-поляризованного импульса для кристаллов ZnTe с толщинами (а,г) 389 мкм ($\xi = 0.1$), (б,д) 1.167 мм ($\xi = 0.3$) и (в,е) 1.945 мм ($\xi = 0.5$), соответственно, от пройденного расстояния.

сформированных при распространении начального гауссова импульса (11) с длительностями 240 фс, 715 фс и 1.190 пс и разными законами частотной модуляции в кристаллах ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. Эффективность генерации z-поляризованного DFR во всех рассмотренных случаях возрастает с увеличением пройденного расстояния и достигает своего максимального значения при $z_{\min}$, а эффективность генерации y-поляризованного DFR является периодической функцией от пройденного расстояния, что определяется периодическим изменением фазовых соотношений между y-поляризованными импульсами накачки и импульса DFR [9]. При расстройке волновых векторов, обусловленной шириной спектра начального частотно-модулированного импульса, период изменения эффективности генерации y-поляризованного импульса DFR определяется длиной когерентности.

На рис.5а–в показаны, нормированные на длительность начального y-поляризованного импульса (11), зависимости длительности y-поляризованного импульса от пройденного расстояния для кристаллов ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. Длительность y-поляризованного импульса определяется как [10]

$$\tau(\xi) = \sqrt{4\pi \int_{-\infty}^{\infty} (\eta - \eta_m)^2 |E_y(\xi, \eta)|^2 d\eta} / \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(\xi, \eta)|^2 d\eta, \quad (18)$$

где

$$\eta_m = \int_{-\infty}^{\infty} \eta |E_y(\xi, \eta)|^2 d\eta / \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(\xi, \eta)|^2 d\eta.$$

На рис.5г–е показаны также нормированные на ширину спектра начального y-поляризованного импульса (11) зависимости ширины спектра y-поляризованного импульса от пройденного расстояния для кристаллов ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. Ширина спектра y-поляризованного импульса определяется как [10]

$$\nu(\xi) = \sqrt{4\pi \int_{-\infty}^{\infty} (\nu - \nu_m)^2 |E_y(\xi, \nu)|^2 d\nu} / \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(\xi, \nu)|^2 d\nu, \quad (19)$$

где

$$\nu_m = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \nu |E_y(\xi, \nu)|^2 d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(\xi, \nu)|^2 d\nu}, \quad E_y(\xi, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y(\xi, \eta) \exp(-j2\pi\nu\eta) d\eta.$$

Зависимости (18) и (19), представленные на рис.5, соответствуют случаю

распространения начального гауссова импульса (11) с длительностями 240 фс, 715 фс и 1.190 пс с линейной, квадратичной и кубической частотными модуляциями в кристаллах ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. В расчетах рассматривается также начальный импульс (11) с зависимостью частотной модуляции, полученной в ходе численного интегрирования. Согласно табл.1–3, для рассматриваемых кристаллов ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм эффективность генерации z -поляризованного DFR макси-

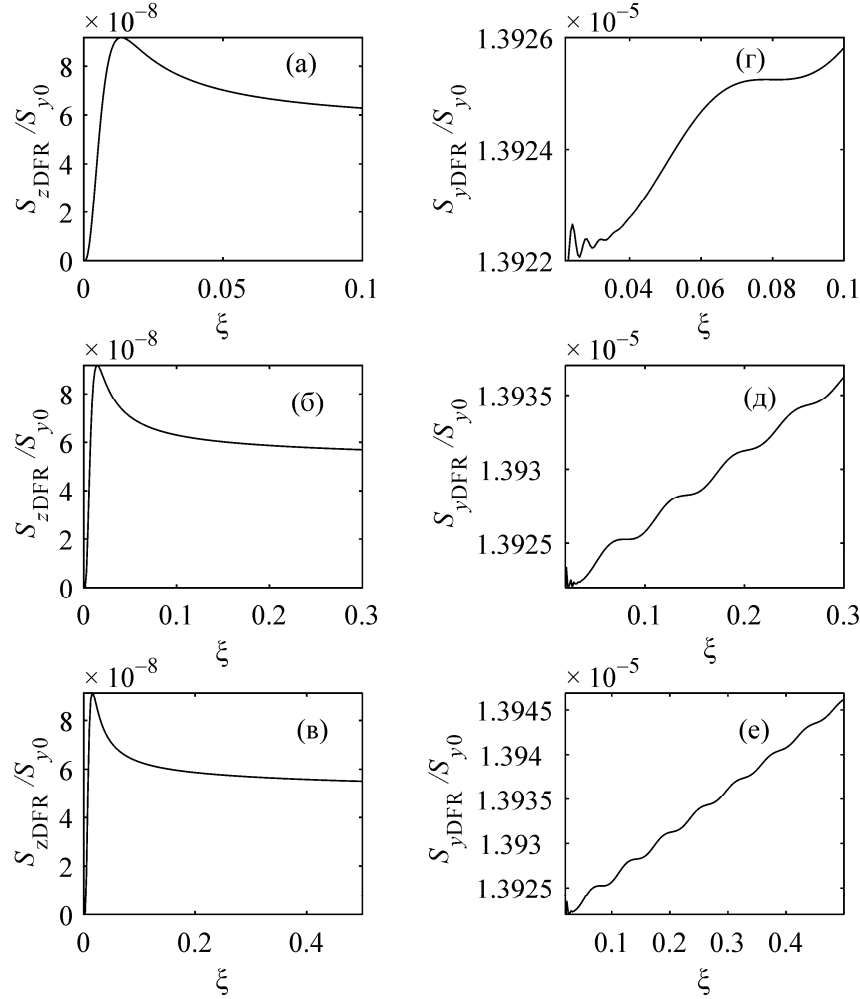


Рис.6. Нормированные на максимум начального спектрально-чистого y -поляризованного импульса зависимости спектральных плотностей для (а–в) z - и (г–е) y -поляризованных импульсов DFR, сформированных при распространении начального гауссова спектрально-чистого импульса с длительностью 30 фс в кристаллах ZnTe с толщинами (а,г) 389 мкм ($\xi = 0.1$), (б,д) 1.167 мм ($\xi = 0.3$) и (в,е) 1.945 мм ($\xi = 0.5$), соответственно, от пройденного расстояния.

мальна в случае использования начального гауссова импульса (11) с квадратичной частотной модуляцией и длительностями 240 фс, 715 фс и 1.19 пс и составляет $1.6 \times 10^{-5}\%$, $1.3 \times 10^{-5}\%$ и $1.2 \times 10^{-5}\%$, соответственно. А эффективность генерации y -поляризованного DFR составляет $4.2 \times 10^{-2}\%$, $4.6 \times 10^{-2}\%$ и $4.6 \times 10^{-2}\%$, соответственно. Для сравнения рассмотрим зависимость эффективности генерации DFR в поле спектрально-чистого гауссова импульса длительностью 30 фс на центральной длине волны 1.98 мкм от пройденного расстояния в кристалле.

На рис.6а–в и г–е показаны нормированные на максимум начального спектрально-чистого y -поляризованного импульса зависимости спектральных плотностей соответственно y - и z -поляризованных импульсов DFR от пройденного расстояния, сформированных при распространении начального гауссова спектрально-чистого импульса с длительностью 30 фс в кристаллах ZnTe с толщинами 389 мкм, 1.167 мм и 1.945 мм, соответственно. В частности, как видно из рис.6, при распространении спектрально-чистого импульса в кристалле толщиной 389 мкм эффективность генерации DFR достигает максимума при пройденном расстоянии 62 мкм и составляет $9 \times 10^{-6}\%$, что 1.78 раз меньше эффективности генерации DFR chirпированным импульсом (11) с квадратичной модуляцией. Согласно рис.6, эффективность генерации y -поляризованного DFR спектрально-чистым импульсом не превышает значения $1.4 \times 10^{-3}\%$, что в 30 раз меньше эффективности генерации DFR начальным chirпированным импульсом (11) с квадратичной частотной модуляцией.

6. Заключение

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса генерации DFR в диапазоне длин волн от 5 мкм до 30 мкм в поле ФЛИ накачки с отрицательным chirпом на длине волны 1.98 мкм, распространяющимся вдоль нормали к плоскости (110) кристалла ZnTe. Рассматриваются кристаллы ZnTe с толщинами 389 мкм ($\xi = 0.1$), 1.167 мм ($\xi = 0.3$) и 1.945 мм ($\xi = 0.5$). Получено численное решение системы нелинейных уравнений (7) и (8), описывающих процесс генерации z -поляризованного импульса y -поляризованным лазерным импульсом с частотной модуляцией. Разработанная численная схема моделирования позволяет получить величину относительной ошибки 10^{-6} по суммарной энергии. С целью исследования влияния зависимости частотной модуляции y -поляризованного лазерного импульса на эффективность генерации DFR фаза chirпированного импульса аппроксимируется линейной, квадратичной и кубической временными функциями. Приведены результаты фильтрации временных профилей y - и z -поляризованных импульсов DFR, полученных в ходе

численного интегрирования системы уравнений (7) и (8), с помощью встроенной функции `wden` в MATLAB Wavelet-Toolbox. Получены значения пройденных в нелинейном кристалле расстояний $z_{\min}$, при которых имеет место максимальное сжатие по времени частотно-модулированного y -поляризованного импульса, а также минимальные значения длительности y -поляризованного импульса τ_{yout} и значения эффективностей генерации z - и y -поляризованных импульсов DFR γ_z и γ_y . Показано, что увеличение толщины кристалла приводит к ухудшению степени сжатия частотно-модулированного импульса на выходе из кристалла, что, в основном, определяется тем, что с увеличением толщины кристалла в разложениях (5) и (14) следует учитывать члены с высшими степенями разложения. Показано, что для кристаллов ZnTe с толщинами 389 мкм ($\xi = 0.1$), 1.167 мм ($\xi = 0.3$) и 1.945 мм ($\xi = 0.5$) максимальное значение эффективности генерации z -поляризованного DFR получается при использовании y -поляризованного частотно-модулированного импульса с квадратичной частотной модуляцией и длительностями 240 фс, 715 фс и 1.19 пс, а эффективность составляет $1.6 \times 10^{-5}\%$, $1.3 \times 10^{-5}\%$ и $1.2 \times 10^{-5}\%$, соответственно.

Отметим, что chirпированные импульсы могут быть сформированы с помощью оптической линии задержки с положительной дисперсией групповой скорости [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.N. Erschens, D. Turchinovich, P.U. Jepsen.** J. Infrared Millim. Terahertz Waves, **32**, 1371 (2011).
2. **H.H. Li.** J. Phys. Chem. Ref. Data, **13**, 103 (1984).
3. **Y. Lee.** Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.
4. **M. Ebrahim-Zadeh, I.T. Sorokina.** Mid-infrared coherent sources and applications. Results of the NATO Advanced Research Workshop on Middle Infrared Coherent Sources (MICS), Barcelona, Spain 6–11 November, 2005, 105–147.
5. **A. Sadao.** Properties of Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. 2005, Wiley&Sons, Hoboken (USA).
6. **Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян, Г.Д. Оганесян, А.С. Мартirosян, К.А. Оганесян,** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 91 (2011).
7. **W.E. Schiesser, G.W. Griffiths.** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. Cambridge University Press, 2009.
8. Wavelet Toolbox™ User's Guide, 1997–2015 by The MathWorks, Inc.
9. **R.W. Boyd.** Nonlinear Optics. Elsevier, 2008.
10. Time-Frequency Toolbox for Use with MATLAB, CNRS (France) and Rice University (USA), 1996.
11. **O.E. Martinez.** J. Quant. Electr. **23**, 59 (1987).

ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ
ՀԱՃԱԽԱԿԱՆԱՅԻՆ ՄՈՂՈՒԼԱՅԻՆԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻ ԳԵՆԵՐԱՅԻՆԱՅԻ
ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Բերված են տեսական հետազոտությունների և թվային մոդելավորման արդյունքները, որոնք նկարագրում են տարբերային հաճախությամբ ճառագայթման գեներացիայի պրոցեսը՝ պայմանավորված հաճախականային մոդուլացիայով ֆեմտովայրկյանային ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսով: Ցույց է տրված, որ տարբերային հաճախությամբ ճառագայթման գեներացիայի առավելագույն էֆեկտիվություն ստանալու համար, լազերային ֆեմտովայրկյանային ինֆրակարմիր իմպուլսի ակնթարթային հաճախականությունը պետք է ժամանակից կախված լինի քառակուսային օրենքով: Ստացված արդյունքները կախված չեն ոչ գծային բյուրեղի տեսակից, և կարող են օգտագործվել իմպուլսային տարբերային հաճախականությամբ աղբյուրի նախագծման և ստեղծման համար:

INFLUENCE OF FREQUENCY MODULATION OF IR FEMTOSECOND LASER
PULSE ON THE GENERATION EFFICIENCY
OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION

D.L. HOVHANNISYAN, A.H. VARDANYAN, G.D. HOVHANNISYAN

Results of theoretical research and numerical simulation of the difference frequency radiation generation by IR femtosecond laser pulse with frequency modulation are presented. It is shown that to obtain maximal generation efficiency of the difference frequency radiation the instantaneous frequency of the femtosecond IR laser pulse should be the quadratic function of time. Obtained results are independent on the type of nonlinear crystal and can be used for development and creation of the pulse source of difference frequency radiation.