УДК 537.311

ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ ФАЗ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ИК ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ GaAs/ZnTe, НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СУММАРНОЙ И РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТ

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 17 мая 2016 г.)

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса нелинейного взаимодействия взаимно-ортогональных линейно-поляризованных субпикосекундных ИК лазерных импульсов с одномерной периодической структурой GaAs/ZnTe. В частности, рассмотрено взаимодействие таких импульсов с одинаковой амплитудой электрического поля 70.71 MB/м, длительностью 333 фс на центральной длине волны $\lambda_0 = 10$ мкм с периодической структурой с толщиной слоев GaAs и ZnTe, равными $\lambda_0/2n_{GaAs} =$ 1.527 мкм и $\lambda_0/4n_{ZnTe} = 0.931$ мкм, соответственно, и количеством периодов, равным 100. Показано, что эффективность генерации излучения суммарной и разностной частот пропорциональна разности фаз взаимодействующих ИК импульсов накачки.

1. Введение

Нелинейно-оптические методы генерации и регистрации широкополосного ИК импульса имеют практическое значение для нестационарной ИК спектроскопии многоатомных молекул, исследования процессов возбуждения и релаксации многоатомных молекул, разработки методов получения неравновесных внутримолекулярных возбуждений, изучения физики узкозонных полупроводников [1–4] и т. д. Определение смещения фазы несущей частоты широкополосного ИК импульса относительно огибающей имеет принципиальное значение при разработке и создании импульсных ИК-лазеров со стабилизацией фазы несущей частоты относительно огибающей. В работе [5] предлагается метод определения фазового сдвига центральной частоты субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн, основанный на генерации излучения суммарной частоты (ИСЧ) двумя одинаковыми линейно-поляризованными лазерными субпикосекундными импульсами накачки с разностью фаз, распространяющимися в кристалле GaSe с регулярной доменной структурой. Показано, что в поле субпикосекунлных ИК лазерных импульсов, распространяющихся в кристалле GaSe с регулярной доменной структурой, эффективность генерации ИСЧ пропорциональна разности фаз взаимодействующих импульсов. Повышение эффективности генерации ИСЧ на фиксированных длинах волн обеспечивается благодаря использованию структуры с периодическим изменением знака нелинейной восприимчивости. При этом толщина домена выбирается таким образом, чтобы имела место одновременная квазисинхронная генерация второй, третьей и четвертой гармоник ИК импульса. Следует отметить, что квазисинхронная генерация может быть также реализована путем использования традиционного дисперсионного механизма компенсации фазовой расстройки за счет изменения (увеличения или уменьшения) эффективного показателя преломления среды на краях запрещенной зоны одномерной периодической структуры – фотонного кристалла (ФК) [6,7]. Для ФК существует также несинхронный механизм повышения эффективности нелинейно-оптического взаимодействия, который связан с локализацией поля в ФК, приводящей к увеличению плотности энергии полей на краях брэгговской запрещенной зоны ФК с большой разностью показателей преломления в соседних слоях [8].

В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса нелинейного взаимодействия взаимно-ортогональных линейно-поляризованных субпикосекундных ИК лазерных импульсов с одномерной периодической структурой GaAs/ZnTe.

2. Генерация ИСЧ и ИРЧ в поле субпикосекундных ИК импульсов, распространяющихся в периодической структуре GaAs/ZnTe

На основе системы нелинейных уравнений Максвелла рассматривается процесс влияния разности фаз между двумя одинаковыми взаимно-ортогональными линейно-поляризованными субпикосекундными ИК лазерными импульсами, распространяющимися в периодической структуре GaAs/ZnTe, на эффективность генерации ИСЧ и ИРЧ. Представленная на рис.1а периодическая структура GaAs/ZnTe – одномерный ФК, состоящий из параллельных друг другу слоев GaAs и ZnTe с толщинами l_g и l_z и коэффициентами преломления $n_g = n_{GaAs}$ и $n_z = n_{ZnTe}$, соответственно. Грани изотропных кристаллов GaAs и ZnTe с кубической кристаллической структурой группы симметрии $\overline{43}m$ параллельны плоскостям (110). На рис.1б показана взаимная ориентация кристаллографических (*XYZ*) и лабораторных (*xyz*) координатных систем. Согласно рис.1а, период изменения



Рис.1. (а) Периодическая структура GaAs/ZnTe и (b) взаимная ориентация кристаллографических (*XYZ*) и лабораторных (*xyz*) координатных систем.

коэффициента преломления $\Lambda = l_g + l_z$. Рассмотрим одинаковые взаимно-ортогональные линейно-поляризованные лазерные импульсы с плоскими волновыми фронтами и компонентами электромагнитного поля (0, E_y , E_z) и (0, H_y , H_z), распространяющиеся вдоль оси x, совпадающей с нормалью к плоскости (110), в периодической структуре GaAs/ZnTe. В этом случае система уравнений Максвелла, описывающая данный процесс, может быть представлена в виде

$$\frac{\partial D_{y}}{\partial t} = -\frac{\partial H_{z}}{\partial x}, \qquad \qquad \frac{\partial D_{z}}{\partial t} = \frac{\partial H_{y}}{\partial x}, \\
\frac{\partial H_{z}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_{0}} \frac{\partial E_{y}}{\partial x}, \qquad (1) \qquad \qquad \frac{\partial H_{y}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_{0}} \frac{\partial E_{z}}{\partial x}, \qquad (2) \\
E_{y} = \frac{D_{y} - P_{y\text{L}} - P_{y\text{NL}}}{\varepsilon_{0}}, \qquad \qquad E_{z} = \frac{D_{z} - P_{z\text{L}} - P_{z\text{NL}}}{\varepsilon_{0}},$$

где D_z и D_y – компоненты электрической индукции, ε_0 и μ_0 – проницаемости вакуума, а P_{zL} , P_{yL} , P_{zNL} и P_{yNL} – соответственно линейная и нелинейная поляризации среды. D_z и D_y определяются согласно материальным уравнениям, в которых учитываются линейная дисперсия и нелинейная поляризация среды

$$D_z = \varepsilon_0 E_z + P_{zL} + P_{zNL} , \qquad (3)$$

$$D_y = \varepsilon_0 E_y + P_{yL} + P_{yNL} \,. \tag{4}$$

Линейная поляризация периодической среды может быть представлена в виде

$$P_{zL}(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{t} \chi^{(1)}(t-\tau) E_z(\tau) d\tau,$$

$$P_{yL}(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{t} \chi^{(1)}(t-\tau) E_y(\tau) d\tau,$$
(5)

где в линейной части поляризации (5) частотно-зависимая линейная восприимчивость $\chi^{(1)}(\omega)$ в рассматриваемой нами геометрии определяется через показатели преломления $n_{\text{GaAs}}(\omega)$ и $n_{\text{ZnTe}}(\omega)$ следующим образом: при $m(l_g + l_z) < x < m(l_g + l_z) + l_g$, ($m \in \mathbb{Z}$ – целое число)

$$\chi^{(1)}(\omega) = n_{\text{GaAs}}^{2}(\omega) - 1 = b_{0} + \sum_{i=1}^{3} \frac{b_{i}(2\pi c)^{2}}{\omega_{i}^{2} - \omega^{2}},$$
 (6a)

где $b_0 = 4.372514$, $b_1 = 27.83972$, $b_2 = 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^{-2}$, $b_3 = 0.00143636$, $\lambda_1 = 0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T$ мкм, $\lambda_2 = 0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^{-2}$ мкм, $\lambda_3 = 36.9166 - 0.011622 \times \Delta T$ мкм, $\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$, $\Delta T = 0$ – девиация значения температуры от комнатной T = 293 K ($t = 22^{\circ}$ C) [9], а при $m(l_g + l_z) + l_g < x < m(l_g + l_z) + l_g + l_z$ и $t = 22^{\circ}$ C

$$\chi^{(1)}(\omega) = n_{Z_{n}Te}^{2}(\omega) - 1 = a_{0} + \sum_{i=1}^{2} \frac{a_{i}(2\pi c)^{2}}{\omega_{i}^{2} - \omega^{2}},$$
(66)

где $a_0 = 3.3033$, $a_1 = 20.9070$, $a_2 = 8.2569 \times 10^{-4}$, $\lambda_1 = 0.37766$ мкм, $\omega_1 = 2\pi c/\lambda_1$, $\lambda_2 = 56.5$ мкм, $\omega_2 = 2\pi c/\lambda_2$ и $c = 3 \times 10^{14}$ мкм/с [10]. Полоса прозрачности кристалла GaAs составляет 0.97–17 мкм, а кристалла ZnTe – 0.55–30 мкм [9,10]. В соответствии с (6), линейный отклик среды может быть записан в виде

$$P_{yL,zL}(\omega) = \varepsilon_0 \left(b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \right) E_{y,z}(\omega) = \varepsilon_0 b_0 E_{y,z}(\omega) + \sum_{i=1}^3 P_{iyL,izL}(\omega)$$
(7a)

при $m(l_g + l_z) < x < m(l_g + l_z) + l_g$ и в виде

$$P_{yL,zL}(\omega) = \varepsilon_0 \left(a_0 + \sum_{i=1}^2 \frac{a_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \right) E_{y,z}(\omega) = \varepsilon_0 a_0 E_{y,z}(\omega) + \sum_{i=1}^2 P_{iyL,izL}(\omega)$$
(76)

при $m(l_g + l_z) + l_g < x < m(l_g + l_z) + l_g + l_z$.

Система уравнений (7) во временной области может быть представлена в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{1}{\omega_i^2} \frac{\partial^2 P_{iy\text{L},iz\text{L}}}{\partial t^2} + P_{iy\text{L},iz\text{L}} = \varepsilon_0 \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2} E_{y,z}(t)$$
(8a)

при $m(l_g + l_z) < x < m(l_g + l_z) + l_g$, где i = 1, 2, 3,ив виде

$$\frac{1}{\omega_i^2} \frac{\partial^2 P_{iy\text{L},iz\text{L}}}{\partial t^2} + P_{iy\text{L},iz\text{L}} = \varepsilon_0 \frac{a_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2} E_{y,z}(t)$$
(86)

при $m(l_g + l_z) + l_g < x < m(l_g + l_z) + l_g + l_z$, где i = 1, 2.

Уравнения (8а) и (8б) описывают линейную дисперсию GaAs и ZnTe в полосе прозрачности в соответствии с классической моделью Лоренца. Нелинейная поляризация периодической структуры GaAs/ZnTe в полосе прозрачности рассматривается в квазистатическом приближении

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

$$P_{yNL}(t) = \sqrt{2}\varepsilon_0 d_{14} E_y(t) E_z(t),$$
(9)

где при $m(l_g + l_z) < x < m(l_g + l_z) + l_g$, $d_{14} = d_{14}$ (GaAs) = 186.4 пм/В, а при $m(l_g + l_z) + l_g < x < m(l_g + l_z) + l_g + l_z$ $d_{14} = d_{14}$ (ZnTe) = 92.15 пм/В [6].

Коэффициент тензора d_{14} определяется через соответствующую компоненту тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ как $d_{14} = \chi^{(2)}_{XYZ}/2$, где X, Y и Z – кристаллографические оси кристалла. В выбранной нами лабораторной координатной системе ось z совпадает с осью Z, а ось X составляет угол 45° с осью y. Выражение (9) соответствует мгновенному нелинейному отклику структуры. С учетом (8) и (9) компоненты вектора электрической индукции D_z и D_y могут быть записаны при $m(l_g + l_z) < x < m(l_g + l_z) + l_g$ в виде

$$D_{z} = \varepsilon_{0}E_{z} + \varepsilon_{0}b_{0}E_{z} + \sum_{i=1}^{3}P_{izL} + \varepsilon_{0}d_{14}E_{y}^{2}, \qquad (10a)$$

$$D_{y} = \varepsilon_{0}E_{y} + \varepsilon_{0}b_{0}E_{y} + \sum_{i=1}^{3}P_{iyL} + \sqrt{2}\varepsilon_{0}d_{14}E_{z}E_{y}, \qquad (106)$$

и при $m(l_g + l_z) + l_g < x < m(l_g + l_z) + l_g + l_z$ в виде

$$D_{z} = \varepsilon_{0}E_{z} + \varepsilon_{0}a_{0}E_{z} + \sum_{i=1}^{2}P_{izL} + \varepsilon_{0}d_{14}E_{y}^{2}, \qquad (11a)$$

$$D_{y} = \varepsilon_{0}E_{y} + \varepsilon_{0}a_{0}E_{y} + \sum_{i=1}^{2}P_{iyL} + \sqrt{2}\varepsilon_{0}d_{14}E_{z}E_{y}.$$
 (116)

Согласно (10) и (11), величины нелинейной добавки к показателям преломления для *z*- и *y*-поляризованных импульсов, обусловленных нелинейной поляризацией среды, можно оценить как

$$\delta n_z \left(E_y, E_z \right) = \frac{d_{14} E_y^2}{2 n_0 E_z},$$
(12)

$$\delta n_y(E_z) = \frac{\sqrt{2}d_{14}E_z}{2n_0},$$
 (13)

где n_0 соответствует $n_{GaAs}(\omega_0) = 3.2741$ и $n_{ZnTe}((\omega_0) = 2.6839$ для GaAs и ZnTe слоев, соответственно. Как видно из (12) и (13), нелинейная добавка к показателю преломления для *z*-поляризованного излучения зависит как от E_z , так и от E_y , а для *y*-поляризованного излучения зависит только от E_z , В соответствии с [6], для эффективной генерации второй гармоники (ГВГ) условие фазового синхронизма в случае бесконечного одномерного ФК, состоящего из составляющих структуру материалов без дисперсии, может быть записано в виде

$$\cos^{2}\left(\frac{\omega_{0}n_{g}(\omega_{0})l_{g}}{c}\right) + \cos^{2}\left(\frac{\omega_{0}n_{z}(\omega_{0})l_{z}}{c}\right)$$

$$-\cos^{2}\left(\frac{\omega_{0}n_{g}(\omega_{0})l_{g}}{c}\right)\cos^{2}\left(\frac{\omega_{0}n_{z}(\omega_{0})l_{z}}{c}\right) = 1,$$
(14)

которое выполняется только тогда, когда один из квадратов косинусов равен единице. Например, $\cos^2(\omega_0 n_g(\omega_0) l_g/c) = 1$, в этом случае толщина GaAs слоя равна $l_{g} = \lambda_{0} m / 2 n_{g}$, где m – целое число и $\omega_{0} = 2 \pi c / \lambda_{0}$. Как показано в [6], в ФК, в котором одна из подсистем представляет собой набор полуволновых пластин без нелинейности с пренебрежимо малой дисперсией, а вторая – квадратично-нелинейная среда с зависящим от частоты показателем преломления, возможно одновременно удовлетворить условиям фазового и группового синхронизма только при определенных значениях коэффициентов преломления слоев. С физической точки зрения фазовый и групповой синхронизмы для процесса ГВГ в ФК, в котором нелинейный материал характеризуется дисперсией показателя преломления, достигаются за счет компенсации дисперсии материала дисперсией периодической структуры. С учетом относительно слабо выраженной дисперсии кристаллов GaAs и ZnTe в диапазоне длин волн 4.5-10.5 мкм, для рассматриваемого ФК толщина слоев в соответствии [6] выбиралась из условий $l_g = \lambda_0/2n_g =$ 1.527 мкм и $l_z = \lambda_0/4n_z = 0.931$ мкм, при выполнении которых достигается максимальная эффективность ГВГ в отсутствие частотной дисперсии.

На рис.2 приведены основные дисперсионные характеристики рассматриваемой нами структуры с периодом, равным 100. На рис.2а показана зависимость реальной части выражения

$$\cos(K(\omega)d) = \cos\left(\frac{\omega n_g(\omega)l_g}{c}\right)\cos\left(\frac{\omega n_z(\omega)l_z}{c}\right)$$
$$-\frac{1}{2}\left(\frac{n_g(\omega)}{n_z(\omega)} + \frac{n_z(\omega)}{n_g(\omega)}\right)\sin\left(\frac{\omega n_g(\omega)l_g}{c}\right)\sin\left(\frac{\omega n_z(\omega)l_z}{c}\right)$$

от частоты ω (где $d = l_g + l_z$). На рис.2b показана зависимость реальной части $K(\omega)$ от частоты, на рис.2c – зависимость отношения реальной части фазовой скорости

 $v_p(\omega) = (K(\omega)/\omega)^{-1}$ к скорости света *с* в вакууме, на рис.2d – зависимость отношения реальной части групповой скорости $v_g(\omega) = (dK(\omega)/d\omega)^{-1}$ к скорости света в вакууме. Согласно результатам расчетов, полученных методом матрицы переноса (МП) [11], и как видно из рис.2, запрещенным зонам рассматриваемого ФК соответствуют диапазоны частот (длин волн): 19.13–21.23 ТГц (14.13–15.54 мкм); 38.80–40.97 ТГц (7.322–7.732 мкм); 78.22–80.39 ТГц (3.732–3.835 мкм); 97.87–100.10 ТГц (2.997–3.065 мкм); 136.80–138.90 ТГц (2.159–2.193 мкм). В спектральных диапазонах, соответствующих запрещенным зонам, групповая скорость равна нулю. В спектральных диапазонах, в которых групповая скорость отрицательна, т. е. эффективный коэффициент преломления v_g/c меньше нуля, импульс излучения выходит из среды раньше, чем он полностью в нее войдет [12]. Данное явление, которое противоречит нашим обычным представлениям, было впервые зарегистрировано в линейно-поглощающей среде [13].



Рис.2. Дисперсионные характеристики периодической структуры GaAs/ZnTe с периодом, равным 100.

Из расчетов получено, что $2K(\omega_0) = K(2\omega_0)$ и $\partial K(\omega)/\partial \omega|_{\omega=\omega_0} = \partial K(\omega)/\partial \omega|_{\omega=2\omega_0}$ ($\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\lambda_0 = 10$ мкм), следовательно, для рассматриваемой структуры одновременно выполняются условия фазового и группового синхронизма для ГВГ. В соответствии с (12) и (13), нелинейная добавка к показателю преломления для *z*-поляризованного излучения при амплитуде электрического поля $E_{z0} = E_{y0} = E_0 = 70.71$ МВ/м, составляет 2.021×10^{-3} и 1.218×10^{-3} для GaAs

и ZnTe слоев, соответственно. А для *у*-поляризованного излучения 2.858×10^{-3} и 1.810×10^{-3} для GaAs и ZnTe слоев, соответственно. Согласно расчетам, при указанных величинах нелинейных добавок к показателю преломления смещениями дисперсионных кривых вдоль частотной оси (рис.2) можно пренебречь.

В процессе распространения импульса излучения ВГ в ФК происходит нелинейное взаимодействие импульса излучения ВГ с начальным субпикосекундным лазерным ИК импульсом, что приводит к генерации ИСЧ на длине волны $\lambda_{\rm ИСЧ} = \lambda_0 \times (\lambda_0/2)/3\lambda_0/2 = \lambda_0/3$. В поле субпикосекундного лазерного ИК импульса будет иметь место также генерация ИРЧ на длине волны $\lambda_{\rm ИРЧ} = \lambda_{\rm K} \lambda_{\rm Z}/(\lambda_{\rm Z} - \lambda_{\rm K})$, где $\lambda_{\rm K}$ и $\lambda_{\rm Z}$ – коротковолновые и длинноволновые спектральные компоненты в пределах ширины спектра ИК импульса. Согласно результатам расчетов и как видно из рис.2, для рассматриваемого GaAs/ZnTe ФК с периодом $d = l_g + l_z = 2.458$ мкм и количеством периодов 100 для ИРЧ с длиной волны больше 30 мкм не существует запрещенных зон, т. е. ФК ведет себя как однородная среда со средним показателем преломления.

В настоящей работе для исследования влияния разности фаз взаимно-ортогональных линейно-поляризованных ИК субпикосекундных лазерных импульсов, распространяющихся в периодической структуре GaAs/ZnTe, на эффективность генерации ИСЧ и ИРЧ реализован алгоритм FDTD (метод конечных разностей во временной области), позволяющий провести численное интегрирование системы уравнений (1), (2) и (11). Начальные условия для численного решения системы нелинейных уравнений Максвелла выбираются в виде

$$E_{y}(t, x = 0) = E_{0} \exp\left(-\frac{t^{2}}{\tau_{0}^{2}}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_{0}}t + \delta\varphi\right),$$

$$E_{z}(t, x = 0) = E_{0} \exp\left(-\frac{t^{2}}{\tau_{0}^{2}}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_{0}}t\right),$$
(15)

где E_0 – амплитуда ИК импульса, $2\tau_0 = 10T_0 = 10\lambda_0/c = 333 фс – длительность ИК импульса, <math>\lambda_0 = 10$ мкм – центральная длина волны, $\delta\phi$ – разность фаз между взаимно-ортогональными линейно-поляризованными импульсами и амплитуда импульса $E_0 = 70.71$ МВ/м. Использование такого широкополосного импульса накачки с шириной полосы $\Delta v \approx 0.441/\tau_0 = 1.323$ ТГц на несущей частоте $v_0 = c/\lambda_0 = 30$ ТГц может привести к увеличению эффективности генерации ИРЧ, что определяется количеством длинноволновых и коротковолновых спектральных компонент, удовлетворяющих условиям законов сохранения энергии и импульса. Линейный фазовый набег *z*- и *y*-поляризованных импульсов в рассматриваемой структуре одинаковый, поскольку GaAs и ZnTe являются изотропными кристаллами. Согласно (12) и (13), при равных амплитудах электрического поля взаимно-ортогональных поляризованных ИК импульсов нелинейный набег для *y*- поляризованного импульса в $\sqrt{2}$ раза больше, чем для *z*-поляризованного импульса.

В ходе численного интегрирования для определения зависимостей спектральных распределений взаимно-ортогональных поляризованных импульсов ИСЧ и ИРЧ на выходе из кристалла от разности фаз бф между взаимодействующими ИК импульсами на входе кристалла проводилась спектральная фильтрация электрических полей *z*- и *y*-поляризованных импульсов на выходе с помощью фильтров высоких и низких частот с коэффициентами пропускания

$$H_{\text{high}}\left(f\right) = \frac{1}{1 + \left(f_{\text{high}}/f\right)^4},\tag{16}$$

$$H_{\rm low}(f) = \frac{1}{1 + (f/f_{\rm low})^4},$$
(17)

где $f_{high} = 42.86$ ТГц – частота среза фильтра высоких частот, соответствующая длине волны $\lambda_{high} = c/f_{high} = 7$ мкм, $f_{low} = 15$ ТГц – частота среза фильтра низких частот, соответствующая длине волны $\lambda_{low} = c/f_{low} = 20$ мкм. Согласно (9), только спектр *у*-поляризованной нелинейной поляризации является функцией от разности фаз бф взаимодействующих ИК импульсов. При равных амплитудах *z*- и *у*-поляризованных взаимодействующих импульсов спектр *у*-поляризованной нелинейной поляризованной нелинейной поляризованной нелинейной поляризованных взаимодействующих импульсов спектр *у*-поляризованной нелинейной поляризованной нелинейной нелинейнойне

$$\tilde{P}_{yNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega) + \tilde{F}(\omega - 2\omega_0), \qquad (18)$$

а при $\delta \phi = \pi/2$

$$\tilde{P}_{\rm yNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega - 2\omega_0), \qquad (19)$$

где $\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2t^2/\tau_0^2) \exp(-j\omega t) d\omega$ – Фурье-образ огибающей начального ИК импульса. Согласно формулам (18) и (19), при $\delta \phi = 0$ после процесса спектральной фильтрации спектр *у*-поляризованной нелинейной поляризации будет сосредоточен как в окрестности низких частот (ИРЧ), так и в окрестности высоких частот (ИСЧ). При $\delta \phi = \pi/2$ максимум спектра *у*-поляризованной нелинейной поляризации сосредоточен в окрестности высоких частот, т. е. энергия ИСЧ максимальна. Очевидно, что в общем случае произвольного значения разности фаз $\delta \phi$ распределение энергии как ИСЧ, так и ИРЧ является функцией от $\delta \phi$, а нелинейная поляризация среды для *у*-поляризованного излучения может быть представлена в виде

$$P_{y\rm NL}(m,\delta\phi) \propto E_0^2 \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \left(\cos(\delta\phi) + \cos(2\omega_0 t + \delta\phi)\right). \tag{20}$$

Из формулы (20) следует, что при $\delta \phi = \pi/2$ интенсивность *у*-поляризованного излучения ВГ минимальна, это означает, что минимальна будет также интенсивность третьей гармоники (ИСЧ) на длине волны 3.3 мкм. Следовательно, изменению разности фаз между двумя взаимно-ортогональными поляризованными ИК импульсами будет соответствовать изменение эффективности генерации *у*-поляризованного ИСЧ и ИРЧ. При этом диапазон длин волн, в котором происходит эффективная селективная генерация ИСЧ, определяется возможностью реализации условий одновременного фазового и группового синхронизма для ГВГ, а диапазон длин волн, в котором происходит эффективная генерация ИРЧ, определяется шириной спектра ИК импульса.

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

Ниже приведены результаты численных расчетов спектров у-поляризованных ИСЧ и ИРЧ, возникающих на выходе из нелинейного кристалла. Толщина GaAs и ZnTe слоев одномерного ФК выбиралась равной $\lambda_0/2n_{GaAs} =$ 1.527 мкм и $\lambda_0/4_{n_{ZnTe}} = 0.931$ мкм и период $d = l_g + l_z = 2.458$ мкм, что обеспечило ГВГ на длине волны 5 мкм в условиях одновременной фазовой и групповой синхронизации. Дальнейшее смешение несущей частоты ИК импульса с частотой излучения ВГ приводит к генерации ИСЧ на длине волны 3.33 мкм. Количество периодов рассматриваемого ФК выбиралось равным 100, а длина структуры составляла 100 × 2.458 мкм = 245.8 мкм. С целью обеспечения условий приближения плоской волны длина кристалла должна быть меньше, чем $\pi\sigma^2/2\lambda_0$, где σ – диаметр пучка накачки. Так при $\sigma = 300$ мкм параметр $\pi \sigma^2 / 2\lambda_0 = 14.13$ мм, что в 57 раз превосходит выбранную длину кристалла, и, следовательно, применимо приближение плоской волны. Характерная нелинейная длина, на которой сдвиг фазы из-за нелинейного взаимодействия достигает $\pi/2$, для *z*-поляризованного излучения $L_n = \lambda_0 n_0 / 2 d_{14} E_0$ в GaAs составляла 2.484 мм, а в ZnTe – 2.036 мм, а характерная нелинейная длина для *у*-поляризованного излучения $L_n = \lambda_0 n_0 / L_n$ $2d_{14}E_0$ в GaAs составляла 1.762 мм и в ZnTe – 1.454 мм. Длина дисперсии второго порядка $L_d = \tau_0^2/2|\beta_2|$ при $(\beta_2 = \partial^2 k(\omega)/\partial\omega^2|_{\omega_0})$ равнялась 54.1 мм и 96.1 мм для GaAs и ZnTe, соответственно. Таким образом, выбранная толщина кристалла су-

щественно меньше, чем дисперсионная длина.

Устойчивость и дисперсионные свойства используемой численной схемы FDTD достаточно подробно исследованы нами [14]. Шаг пространственной ячейки Δx выбирается равным $\lambda_0/400 = 25$ нм ($\lambda_0 = 10$ мкм), а шаг по времени Δt определяется условием Куранта $\Delta t = \Delta x/2c = 0.0416$ фс. На рис.3 показана зависимость спектральной плотности прошедшего через ФК *у*-поляризованного субпикосекундного ИК импульса от длины волны в спектральном диапазоне от 1 до 200 мкм при $\delta \phi = 0$ (рис.3а), в спектральном диапазоне от 2 до 8 мкм, полученном в результате фильтрации фильтром высоких частот, (рис.3b) и в спектральном диапазоне от 40 до 200 мкм, полученном в результате использования фильтра низких частот, (рис.3c). Здесь представлена также зависимость спектральной плотности отраженного от ФК *у*-поляризованного субпикосекундного ИК импульса от длины волны в спектральном диапазоне от 2 до 8 мкм (рис.3d) и от 40 до 200 мкм (рис.3e) при $\delta \phi = 0$. В соответствии с результатами расчетов, спектральная плотность прошедшего через ФК *у*-поляризованного импульса излучения ВГ на длине волны 5 мкм составляет –33.25 дБ, а импульса ИСЧ на длине волны 3.3 мкм составляет –60.34 дБ. Согласно результатам расчетов, спектральная плотность отраженного от ФК *у*-поляризованного импульса излучения ВГ на длине волны 5 мкм составляет –33.74 дБ, а импульса ИСЧ на длине волны



Рис.3. Зависимость спектральной плотности прошедшего через ФК у-поляризованного субпикосекундного ИК импульса от длины волны в спектральном диапазоне (а) от 1 до 200 мкм при $\delta \phi = 0$, (b) от 2 до 8 мкм и (c) от 40 до 200 мкм. Зависимость спектральной плотности отраженного от ФК у-поляризованного субпикосекундного ИК импульса от длины волны в спектральном диапазоне (d) от 2 до 8 мкм при $\delta \phi = 0$ и (e) от 40 до 200 мкм.

3.3 мкм – (-69.91 дБ).

На рис.4 приведены нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей прошедшего через ФК и отраженного от ФК *у*-поляризованного импульса ИСЧ от разности фаз $\delta\phi$ в диапазоне длин волн от 2 до 4 мкм. Согласно вышеизложенному и как видно из рис.4, значение $\delta\phi = 90^{\circ}$ соответствует минимуму спектральной плотности как отраженного, так и прошедшего *у*-поляризованного импульса ИСЧ в диапазоне длин волн от 2 до 4 мкм. При увеличении $\delta\phi$ от 0 до 90° спектральная плотность прошедшего излучения уменьшается от -61.8до -76.4 дБ, а спектральная плотность отраженного излучения уменьшается от -75.7 до -87.8 дБ.



Рис.4. Нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей прошедшего через ФК и отраженного от ФК *у*-поляризованного импульса ИСЧ от разности фаз бф в диапазоне длин волн от 2 до 4 мкм.

На рис.5 приведены нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей прошедшего через ФК и отраженного от ФК *у*-поляризованного импульса ИРЧ от разности фаз $\delta\phi$ в диапазоне длин волн от 40 до 200 мкм. Значение $\delta\phi = 90^{\circ}$ соответствует минимуму спектральной плотности как отраженного, так и прошедшего *у*-поляризованного импульса ИРЧ в диапазоне длин волн от 40 до 200 мкм. При увеличении $\delta\phi$ от 0 до 90° спектральная плотность прошедшего излучения уменьшается от -57 до -91 дБ, а спектральная плотность отраженного излучения уменьшается от -60 дБ до -100 дБ.

Согласно формуле (20), в приближении бездисперсного распространения волн интенсивность ИРЧ определяется через интенсивность импульса накачки (основной гармоники) и разность фаз как



Рис.5. Нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей прошедшего через ΦK и отраженного от ΦK *у*-поляризованного импульса ИРЧ от разности фаз $\delta \phi$ в диапазоне длин волн от 40 до 200 мкм.

$$I_{\rm MPY} \propto I_{\omega_0}^2 \cos^2(\delta\phi),$$
 (21)

а коэффициент пропорциональности между отношением интенсивности ИРЧ к интенсивности основной гармоники и разностью фаз, согласно (21), как

$$\left|\frac{d(I_{\rm HPY}/I_{\omega_0})}{d(\delta\phi)}\right| = I_{\omega_0}\sin(2\delta\phi).$$
(22)

Из формулы (22) следует, что коэффициент пропорциональности определяется интенсивностью основной гармоники, а максимальное значение коэффициент пропорциональности принимает при разности фаз $\delta \phi = \pi/4$. В общем случае в выражении (22) следует учитывать изменение временных профилей и спектров импульсов накачки, обусловленных нелинейным взаимодействием с дисперсным ФК GaAs/ZnTe.

Таким образом, при генерации ИСЧ и ИРЧ в поле двух сонаправленных взаимно-ортогональных линейно-поляризованных субпикосекундных ИК лазерных импульсов, распространяющихся в ФК GaAs/ZnTe, эффективность генерации ИСЧ в диапазоне длин волн от 2 до 4 мкм и ИРЧ в диапазоне длин волн от 40 до 200 мкм при изменении разности фаз от 0 до 90° пропорциональна разности фаз между субпикосекундными импульсами.

4. Заключение

Показано, что в поле субпикосекундного лазерного ИК импульса на центральной длине волны 10 мкм, с длительностью 333 фс и амплитудой электрического поля 70.71 MB/м, распространяющегося в ФК GaAs/ZnTe с толщинами слоев $l_g = \lambda_0/2n_g = 1.527$ мкм и $l_z = \lambda_0/4n_z = 0.931$ мкм и количеством периодов 100 происходит ГВГ ИК импульса на длине волны 5 мкм при условиях выполнения одновременного фазового и группового синхронизма. Смешение частоты излучения ВГ с несущей частотой ИК импульса приводит к генерации третьей гармоники ИК импульса. А смешение высокочастотных и низкочастотных спектральных компонент в пределах ширины спектра ИК импульса приводит к генерации ИРЧ, для которых рассматриваемый ФК ведет себя как однородная среда со средним показателем преломления. Показано, что изменению разности фаз между двумя взаимно-ортогональными линейно-поляризованными ИК импульсами от 0 до 90° будет соответствовать изменение эффективности генерации уполяризованного ИСЧ и ИРЧ. При этом диапазон длин волн, в котором происходит эффективная селективная генерация ИСЧ, определяется возможностью реализации условий одновременного фазового и группового синхронизма для ГВГ, а диапазон длин волн, в котором происходит эффективная генерация ИРЧ определяется шириной спектра ИК импульса. Полученные зависимости между разностью фаз и эффективностью селективной генерации ИСЧ и ИРЧ могут быть использованы для создания импульсных ИК лазеров со стабилизацией фазы несущей частоты относительно огибающей. Полученные результаты могут быть также использованы при разработке нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V. Petrov, F. Rotermund, F. Noack. J. Opt. Pure Appl. 3, R1 (2001).
- R.A. Kaindl, M. Wurm, K. Reimann, P. Hamm, A.M. Weiner, M. Woerner. J. Opt. Soc. Am. B, 17, 2086 (2000).
- 3. F. Rotermund, V. Petrov, F. Noack. Opt. Commun, 185, 177 (2000).
- 4. **А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян.** Известия НАН Армении, Физика, **50**, 476 (2015).
- 5. А.А. Ахумян, Р.М. Мартиросян, Д.Л. Оганесян, Г.Д. Оганесян. Физические основы приборостроения, 5, 20 (2016).
- 6. А.В. Тарасишин, А.М. Желтиков, С.А. Магницкий. Письма в ЖЭТФ, 70, 800 (1999).
- 7. **Б.И. Манцызов.** Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. Москва, Физматлит, 2009.
- T. Skauli, P.S. Kuo, K.L. Vodopyanov, T.J. Pinguet, O. Levi, L.A. Eyres, J.S. Harris, M.M. Fejer, E.L. Ginzton, B. Gerard, L. Becouarn, E. Lallier. J. Appl. Phys., 94, 6447 (2003).
- 9. H.H. Li. J. Phys. Chem. Ref. Data, 13, 103 (1984).

- 10. A. Sadao. Properties of Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. John Wiley & Sons, 2005.
- 11. А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. Москва, Мир, 1987.
- 12. L.J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu. Nature, 406, 277 (2000).
- 13. C. Chu, S. Wong. Phys. Rev. Lett., 48, 738 (1982).
- 14. D.L. Hovhannisyan, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyan. Modern Optics, 57, 1075 (2010).

GaAs/ZnTe ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՏԱՐԱԾՎՈՂ ՍՈՒԲՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՄՆԵՐԻ ՓՈՒԼԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳՈՒՄԱՐԱՅԻՆ ԵՎ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ԱՐԴՑՈՒՆԱՎԵՏՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

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

Ներկայացված են փոխուղղահայաց գծային բևեռացմամբ, ենթապիկովայրկյանային ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսների և միաչափ GaAs/ZnTe պարբերական միջավայրերի ոչ գծային փոխազդեցությունը նկարագրող տեսական հետազոտության և թվային մոդելավորման արդյունքները։ Յույց է տրված, որ գումարային և տարբերային հաձախային բաղադրիչների գեներացման արդյունավետությունը համեմատական է միմյանց հետ փոխազդող մղման ինֆրակարմիր իմպուլսների փուլերի տարբերությանը։ Մասնավորապես, դիտարկված է 70.71 ՄՎ/մ էլեկտրական դաշտի լարվածությամբ, 333 ֆվ տևողությամբ և 10 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ փոխուղղահայաց գծային բևեռացմամբ ենթապիկովայրկյանային ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսների փուլսների փոխազդեցությունը GaAs / ZnTe պարբերական միջավայրերում։ GaAs և ZnTe միջավայրերի հաստություները համապատասխանաբար $\lambda_0/2n_{GaAs} = 1.527$ մկմ և $\lambda_0/4n_{ZnTe} = 0.931$ մկմ են, իսկ պարբերությունեների քանակը հավասար է 100-ի։ Մտացված արդյունքները կարող են կիրառվել միջին ինֆրակարմիր տիրույթի լազերային իմպուլսների տարբերությունը դետեկտող ոչ գծային օպտիկական փուլային կողուլայատորի մշակման համար.

THE EFFECT OF PHASE DIFFERENCE OF SUBPICOSECOND IR LASER PULSES PROPAGATING IN A GaAs/ZnTe PERIODIC STRUCTURE ON THE EFFICIENCY OF GENERATION OF THE SUM AND DIFFERENCE FREQUENCIES RADIATIONS

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

Results of the theoretical research and numerical simulation of nonlinear interaction process of mutually orthogonal and linearly polarized subpicosecond IR laser pulses with a one-dimensional periodic structure of GaAs/ZnTe are presented. In particular, considered the interaction of such pulses with the same amplitude of the electric field 70.71 MV/m, duration of 333 fs at a central wavelength $\lambda_0 = 10 \ \mu\text{m}$ with a periodic structure of GaAs and the ZnTe with thickness of layers, equal $\lambda_0/2n_{\text{GaAs}} =$ 1.527 $\ \mu\text{m}$ and $\lambda_0/4n_{\text{ZnTe}} = 0.931 \ \mu\text{m}$, respectively, and with the number of periods equal to 100. It is shown that the efficiency of generation of sum and difference frequency radiation is proportional to the phase difference of the interacting IR pump pulses.