

УДК 537.311

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ КОРРЕЛЯТОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗЫ СУБПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А.А. АХУМЯН*, Г.Д. ОГАНЕСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: office@irphe.am

(Поступила в редакцию 2 марта 2015 г.)

Предлагается метод определения фазового сдвига центральной частоты субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн. Метод основан на генерации излучения суммарной частоты двумя одинаковыми линейно-поляризованными лазерными субпикосекундными импульсами накачки с разностью фаз, распространяющимися в кристалле GaSe с регулярной доменной структурой. Показано, что в поле субпикосекундного ИК лазерного импульса на центральной длине волны 9.6 мкм, распространяющегося в кристалле GaSe с регулярной доменной структурой с периодом 216 мкм происходит одновременная квазисинхронная генерация второй, третьей и четвертой гармоник импульса накачки на длинах волн 4.8 мкм, 3.2 мкм и 2.4 мкм, соответственно. Полученные результаты могут быть использованы для разработки нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн.

1. Введение

В последние годы многими научными группами исследуются возможности создания компактной техники и устройств генерации и приема электромагнитного излучения среднего ИК диапазона длин волн. Это диктуется, помимо спектроскопических и экологических проблем, также и широкими возможностями применения приёмно-передающих устройств этого диапазона для решения важных задач военного и гражданского назначения. Среди последних важнейшим является мониторинг атмосферы, диагностика повреждений газо- и нефтепроводов, контроль по предотвращению аварий на производстве, медицинская хирургия и офтальмология, тепловидение с повышенным температурным контрастом, беспроводная оптическая связь и др. По существу, лазерный мониторинг атмосферы – единственная возможность быстрого как дистанционного, так и локального мониторинга загрязнений. И в этом отношении средний ИК диапазон является уникальной областью спектра. Прежде всего, в этом диапазоне рас-

положены «окна» прозрачности атмосферы (3–5 мкм, 8–12 мкм и др.) и различные источники теплового излучения. Кроме того, в среднем ИК диапазоне лежат линии поглощения колебательных переходов – «маркеров» разнообразных молекул. Это даёт возможность дистанционного определения по спектрам поглощения и рассеяния сложных органических молекул – загрязнителей атмосферы, содержащих С-Н, С-N и N-O связи. Излучение среднего ИК диапазона в «окнах» прозрачности менее подвержено влиянию погодных условий или рассеянию, чем излучения ближнего ИК, видимого или УФ диапазонов.

В абсорбционной спектроскопии выделяются два метода: фотоэлектрический и фотографический. В фотоэлектрическом методе фотоприёмным устройством, преобразующим световой сигнал в электрический, регистрируется небольшой спектральный интервал, как правило, соответствующий одной линии. Перестройка длины волны излучения в подобных системах нужна, чтобы увеличить чувствительность при анализе загрязнений за счёт свипирования частоты лазера через линию поглощения исследуемого вещества. Одним из путей решения проблемы мониторинга среды является создание мощных оптических перестраиваемых параметрических генераторов на основе твердотельных лазеров и преобразование частоты в нелинейных кристаллах, что позволяет осуществить дистанционный мониторинг на больших расстояниях (1 км и более). В фотографическом методе абсорбционной спектроскопии, где в качестве зондирующего излучения используется импульсное широкополосное ИК излучение, временное разрешение несколько ниже, чем в фотоэлектрическом методе, и определяется длительностью широкополосного ИК излучения.

Фотографический метод получил широкое применение из-за возможности получения большего объема информации. Кроме данных, представляющих непосредственный спектроскопический интерес, широкополосная регистрация поглощения даёт возможность независимого определения температуры поглощающей среды, например, по относительной интенсивности линии. Значительный интерес представляет средняя ИК область спектра, в которой лежат линии поглощения, соответствующие колебательно-вращательным переходам молекул среды. Возможности продвижения фотографического нестационарного метода абсорбционной спектроскопии в среднюю ИК область связаны с внедрением нелинейно-оптических методов.

Прогресс в области генерации субпикосекундных лазерных импульсов в среднем ИК диапазоне определяется также применением нелинейно-оптических методов [1–10]. Нелинейная оптика даёт возможность как получения широкополосного импульса ИК излучения, так и широкополосной регистрации ИК спектров. Получение широкополосного ИК излучения возможно в нелинейно-оптических кристаллах в процессе генерации излучения на разностной частоте (ИРЧ) (down-conversion) в поле фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ). При нелинейном взаимодействии ФЛИ с нелинейным кристаллом из широкого спектра

ФЛИ выделяется множество пар частотных компонент, смещение которых приводит к генерации широкополосного ИК излучения. Применение нелинейно-оптических кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС) позволяет реализовать условия фазового синхронизма взаимодействующих волн для генерации ИРЧ практически в любых, в том числе в изотропных (но не centrosymmetric), кристаллических средах за счет компенсации сдвига обобщенной фазы при переходе от одного домена к другому (так называемый «квазисинхронизм») [11]. Для субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне создание нелинейно-оптических методов определения смещения фазы несущей частоты относительно огибающей имеет весьма важное практическое значение в таких фундаментальных и прикладных задачах, как нестационарная ИК спектроскопия многоатомных молекул, абсорбционная спектроскопия, исследование процессов возбуждения и релаксации многоатомных молекул, изучение физики узкозонных полупроводников и разработка импульсных лазеров в среднем ИК диапазоне со стабилизацией фазы.

В настоящей работе предлагается нелинейно-оптический фазовый коррелятор для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне, основанный на генерации излучения суммарной частоты в поле субпикосекундного лазерного импульса, распространяющегося в среде с РДС.

2. Нелинейно-оптическое преобразование разности фаз взаимодействующих субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей гармоник на суммарной частоте

В настоящем разделе на основе системы нелинейных уравнений Максвелла рассматривается процесс влияния разности фаз между двумя одинаковыми линейно-поляризованными субпикосекундными лазерными импульсами в среднем ИК диапазоне длин волн, распространяющихся в кристалле GaSe с РДС, на эффективность генерации излучения на суммарной частоте.

Рассмотрим одинаковые линейно-поляризованные лазерные импульсы с плоскими волновыми фронтами и с компонентами электромагнитного поля (E_{x1} , E_{x2}) и (H_{z1} , H_{z2}), распространяющимися вдоль главной оптической оси (z -срез) кристалла GaSe с точечной группой симметрии $\bar{6}2m$ и с РДС (рис.1). При этом между импульсами существует некоторая разность фаз. Благодаря нелинейной поляризации среды в процессе распространения импульсов генерируются также компоненты поля E_y и H_x . Как видно из рис.1, направление распространения импульсов совпадает с оптической осью Z [001] анизотропного кристалла GaSe, импульс E_y поляризован вдоль кристаллической оси Y [010], а импульс E_x – вдоль X [100]. В рассматриваемой геометрии импульсы (E_{x1} , E_{x2}) и E_y соответствуют волнам с обыкновенной поляризацией. В этом случае система уравнений Максвелла, описывающих данный процесс, может быть представлена в виде

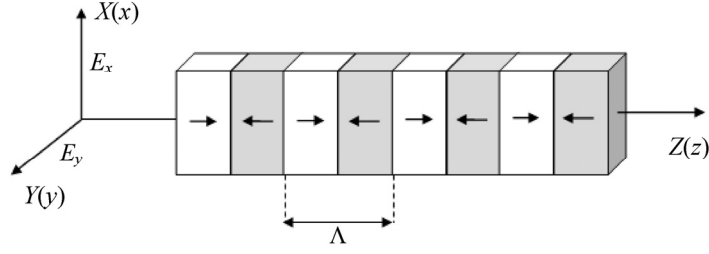


Рис.1. Анизотропный кристалл GaSe с периодической РДС.

$$\begin{aligned}\frac{\partial D_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z}, \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z},\end{aligned}\quad (1)$$

$$E_y = \frac{D_y - P_{yL} - P_{yNL}}{\epsilon_0},$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial D_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z},\end{aligned}\quad (2)$$

$$E_x = \frac{D_x - P_{xL} - P_{xNL}}{\epsilon_0},$$

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

$$D_x = \epsilon_0 E_x + P_{xL} + P_{xNL}, \quad (3)$$

$$D_y = \epsilon_0 E_y + P_{yL} + P_{yNL}. \quad (4)$$

Линейная поляризация среды может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}P_{xL}(t) &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi_x^{(1)}(t-\tau) E_x(\tau) d\tau, \\ P_{yL}(t) &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi_y^{(1)}(t-\tau) E_y(\tau) d\tau.\end{aligned}\quad (5)$$

Нелинейная поляризации оптического кристалла GaSe рассматривается в квазистатическом приближении:

$$P_{xNL}(t) = -2\epsilon_0 d_{22} E_x(t) E_y(t), \quad (6a)$$

$$P_{yNL}(t) = -\varepsilon_0 d_{22} E_x^2(t) + \varepsilon_0 d_{22} E_y^2(t), \quad (66)$$

где $d_{22} = 54$ пм/В – нелинейная восприимчивость кристалла GaSe. Согласно [10], при описании процесса генерации излучения как на суммарной, так и на разностной частоте, в полосе прозрачности кристалла можно использовать квазистатическое приближение, соответствующее мгновенному нелинейному отклику среды. В линейной части поляризации (5) частотно-зависимые линейные восприимчивости $\chi_x^{(1)}(\omega)$, $\chi_y^{(1)}(\omega)$ в рассматриваемой нами геометрии определяются через показатель преломления $n_o(\omega, T)$ обыкновенной волны следующим образом:

$$\chi_x^{(1)}(\omega) = \chi_y^{(1)}(\omega) = n_o^2(\omega) - 1. \quad (7)$$

Вдали от резонанса, в пределах полосы прозрачности (0.62–20 мкм), показатель преломления нелинейного кристалла GaSe аппроксимируется формулой Селмейера [12], которая основана на классической лоренцевской модели атома и которая при $T = 293$ К имеет вид

$$\varepsilon_o(\omega) = n_o^2(\omega) = 7.4437 + \frac{0.3757}{4\pi^2 c^2 / \omega^2 - 0.1260} - 0.00154 \frac{4\pi^2 c^2}{\omega^2}, \quad (8)$$

где λ – длина волны (в мкм), c – скорость света в вакууме (в мкм/с). Согласно (8), линейные частотные функции отклика $\chi_x^{(1)}(\omega)$, $\chi_y^{(1)}(\omega)$ могут быть представлены в виде

$$\chi_x^{(1)}(\omega) = \chi_y^{(1)}(\omega) = a_0 + \frac{b_0 \omega^2}{(2\pi c)^2 - c_0 \omega^2} - q_0 \frac{(2\pi c)^2}{\omega^2}, \quad (9)$$

где $a_0 = 6.4437$, $b_0 = 0.3757$, $c_0 = 0.1260$ и $q_0 = 0.00154$.

С учетом трех слагаемых в формуле (9) линейная поляризация среды во временном представлении может быть записана в виде

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{co} E_x(t) + S_x(t) + G_x(t), \quad (10a)$$

$$P_{yL}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{co} E_y(t) + S_y(t) + G_y(t), \quad (10b)$$

где $\varepsilon_{co} = (a_0 - b_0/c_0)$, а $G_{x,y}(t)$ и $S_{x,y}(t)$ – решения обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} c_0 \frac{\partial^2 S_{x,y}(t)}{\partial t^2} + (2\pi c)^2 S_{x,y}(t) &= \varepsilon_0 \frac{b_0}{c_0} (2\pi c)^2 E_{x,y}(t, y), \\ \frac{\partial^2 G_{x,y}(t)}{\partial t^2} &= -\varepsilon_0 q_0 (2\pi c)^2 E_{x,y}(t, y). \end{aligned} \quad (11)$$

Система уравнений (11) описывает свойства линейной дисперсии среды в области прозрачности. В РДС на границах доменов происходит периодическое

изменение знака квадратичной восприимчивости, что создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. Нелинейная восприимчивость для периодически поляризованных кристаллов может быть представлена в виде [11]

$$d_{22}(z) = d_{22} \sum_{m=0}^M \frac{\sin(2\pi z[2m+1]/\Lambda) \sin[\pi(m+1)/M]}{(2m+1) \pi(m+1)/M}, \quad (12)$$

где Λ – значение периода РДС, $m = 0, 1, 2, \dots M$ и M – количество слагаемых в сумме (12). Очевидно, что в данном случае нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, также будет периодической функцией от координаты.

Выбор значения периода Λ_2 для реализации условия квазисинхронной генерации у-поляризованного излучения второй гармоники (ВГ), с учетом рассматриваемой геометрии задачи, определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_{S2}} &= \frac{2}{\lambda_{IR}}, \\ \frac{n_o(\lambda_{S2})}{\lambda_{S2}} &= \frac{n_o(\lambda_{IR})}{\lambda_{IR}} + \frac{1}{\Lambda_2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где λ_{IR} – центральная длина волны субпикосекундного импульса накачки в среднем ИК диапазоне, λ_{S2} – центральная длина волны импульса ВГ. Как видно из (6а) и (13), в рассматриваемом случае имеет место *ooo*-тип взаимодействия волн. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c2} = \pi/\Delta k_2$, где $\Delta k_2 = 2\pi(n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2} - 2n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR})$.

При дальнейшем *ooo*-типе взаимодействия *x*-поляризованного субпикосекундного ИК импульса накачки с у-поляризованным импульсом ВГ происходит генерация *x*-поляризованного излучения третьей гармоники (ТГ). Выбор значения периода Λ_3 для реализации условия квазисинхронной генерации у-поляризованного ТГ определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda_{S3}} &= \frac{1}{\lambda_{S2}} + \frac{1}{\lambda_{IR}}, \\ \frac{n_o(\lambda_{S3})}{\lambda_{S3}} &= \frac{n_o(\lambda_{S2})}{\lambda_{S2}} + \frac{n_o(\lambda_{IR})}{\lambda_{IR}} + \frac{1}{\Lambda_3}, \end{aligned} \quad (14)$$

где λ_{S3} – центральная длина волны импульса ТГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c3} = \pi/\Delta k_3$, где $\Delta k_3 = 2\pi(n_o(\lambda_{S3})/\lambda_{S3} - n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2} - n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR})$.

Выбор значения периода Λ_4 для реализации условия квазисинхронной генерации у-поляризованного излучения четвертой гармоники (ЧГ), обусловленной *ooo*-типом взаимодействия волн, (см. второе слагаемое в (6б)) определяется из условий

$$\frac{1}{\lambda_{S4}} = \frac{2}{\lambda_{S2}},$$

$$\frac{n_o(\lambda_{S4})}{\lambda_{S4}} = \frac{n_o(\lambda_{S2})}{\lambda_{S2}} + \frac{1}{\Lambda_4},$$
(15)

где λ_{S4} – центральная длина волны импульса ЧГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c4} = \pi/\Delta k_4$, где $\Delta k_4 = 2\pi(n_o(\lambda_{S4})/\lambda_{S4} - 2n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2})$.

При дальнейшем *ooo*-типе взаимодействия х-поляризованного субпикосекундного ИК импульса накачки с у-поляризованным импульсом ЧГ происходит генерация х-поляризованного излучения пятой гармоники (ПГ).

Выбор значения периода Λ_5 для реализации условия квазисинхронной генерации х-поляризованного излучения пятой гармоники (ПГ), обусловленной *ooo*-типом взаимодействия волн, (см. (6а)) определяется из условий

$$\frac{1}{\lambda_{S5}} = \frac{1}{\lambda_{S4}} + \frac{1}{\lambda_{IR}},$$

$$\frac{n_o(\lambda_{S5})}{\lambda_{S5}} = \frac{n_o(\lambda_{S4})}{\lambda_{S4}} + \frac{n_o(\lambda_{IR})}{\lambda_{IR}} + \frac{1}{\Lambda_5},$$
(16)

где λ_{S5} – центральная длина волны импульса ПГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c5} = \pi/\Delta k_5$, где $\Delta k_5 = 2\pi(n_o(\lambda_{S5})/\lambda_{S5} - n_o(\lambda_{S4})/\lambda_{S4} - n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR})$.

При дальнейшем рассмотрении процессы генерации более высоких гармоник не будут учитываться ввиду их весьма малой эффективности. Как показано в [13], для заданного значения λ_{IR} при отношениях когерентных длин L_{c1}/L_{c2} , L_{c1}/L_{c3} , L_{c1}/L_{c4} , L_{c1}/L_{c5} , равных целому нечетному числу или отношению целых нечетных чисел, возможна реализация одновременного квазисинхронизма для всех рассматриваемых процессов *ooo*-типа взаимодействия. С учетом (1)–(6), материальные уравнения могут быть представлены в виде

$$D_y = \varepsilon_0 E_y + \varepsilon_0 \varepsilon_{co} E_y(t) + S_y(t) + G_y(t) - \varepsilon_0 \bar{d}_{22}(z) E_x^2(t) + \varepsilon_0 \bar{d}_{22}(z) E_y^2(t), \quad (17)$$

$$D_x = \varepsilon_0 E_x + \varepsilon_0 \varepsilon_{co} E_x(t) + S_x(t) + G_x(t) - 2\varepsilon_0 \bar{d}_{22}(z) E_x(t) E_y(t). \quad (18)$$

В данной работе вышеописанная модель взаимодействия импульса длительно в несколько колебаний применяется для описания процесса генерации излучения на суммарной частоте (ИСЧ) в поле субпикосекундного лазерного ИК импульса, распространяющегося в кристалле GaSe с РДС. Начальные условия для численного решения системы нелинейных уравнений Максвелла (1)–(6) выбираются в виде

$$E_x(t, z=0) = E_{x0} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{x0}^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_{x0}} t\right) + E_{x0} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{x0}^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_{x0}} t + \delta\phi\right), \quad (19a)$$

$$E_y(t, z=0) = 0, \quad (19b)$$

где E_{x0} – амплитуда x -поляризованного импульса, $\tau_{x0} = 300$ фс – длительность x -поляризованного импульса, $\lambda_{x0} = \lambda_{IR} = 9.6$ мкм – центральная длина волны и $\delta\phi$ – разность фаз между двумя начальными x -поляризованными импульсами. Амплитуда импульса $E_{x0} = 400$ МВ/м. Использование такого широкополосного импульса накачки с шириной полосы $\Delta\nu \approx 1/\tau_{x0} = 3.33$ ТГц на несущей частоте $\nu_0 = c/\lambda_{IR} = 31.25$ ТГц может привести к увеличению эффективности генерации ИСЧ, что определяется количеством длинноволновых и коротковолновых спектральных компонент, удовлетворяющих условиям законов сохранения (13)–(16).

Начальное условие (19a) может быть представлено также в виде

$$E_x(t, z=0) = 2E_{x0} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{x0}^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_{x0}} t + \frac{\delta\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta\phi}{2}\right), \quad (20)$$

откуда следует, что суммарная амплитуда x -поляризованного импульса пропорциональна $\cos(\delta\phi/2)$. Следовательно, изменению разности фаз между двумя x -поляризованными импульсами будет соответствовать изменение интенсивности импульса накачки, а изменению интенсивности импульса накачки будет соответствовать изменение эффективности генерации ИСЧ. Таким образом, при изменении разности фаз $\delta\phi$ от 0 до π имеет место однозначное соответствие между эффективностью генерации ИСЧ и разностью фаз между входными x -поляризованными субпикосекундными ИК импульсами. При этом диапазон длин волн, в котором происходит эффективная селективная генерация ИСЧ, определяется возможностью реализации одновременного квазисинхронизма для всех рассматриваемых процессов генерации гармоник в поле субпикосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaSe с РДС.

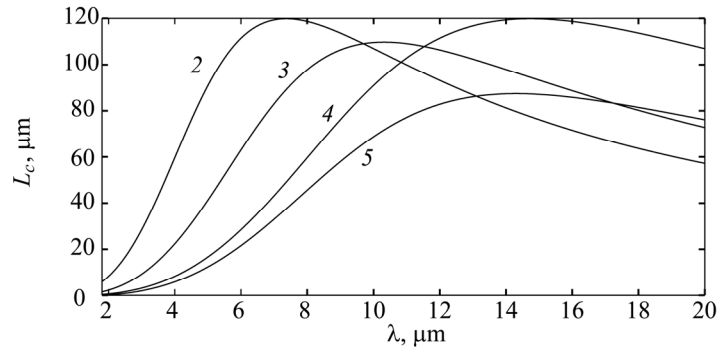


Рис.2. Зависимости когерентных длин для генерации ВГ ($L_{c2} - 2$), ТГ ($L_{c3} - 3$), ЧГ ($L_{c4} - 4$) и ПГ ($L_{c5} - 5$) от центральной длины волны x -поляризованного субпикосекундного импульса накачки λ .

На рис.2 показаны зависимости когерентных длин для генерации ВГ (L_{c2} – кривая 2), ТГ (L_{c3} – кривая 3), ЧГ (L_{c4} – кривая 4) и ПГ (L_{c5} – кривая 5) от центральной длины волны x -поляризованного субпикосекундного импульса накачки λ . Согласно рис.2, при $\lambda = 9.6$ мкм $L_{c2} = L_{c3} = L_0 = 108$ мкм, $L_{c4} = 84$ мкм и $L_0/L_{c4} = 9/7$. Из вышеизложенного следует, что в поле субпикосекундного импульса, распространяющегося в кристалле GaSe с РДС, на центральной длине волны $\lambda_{IR} = 9.6$ мкм и с периодом $2L_0$ возможна реализация квазисинхронной генерации ВГ, ТГ и ЧГ. Вместе с тем, при $\lambda_{IR} = 9.6$ мкм и периоде РДС $2L_0$ квазисинхронная генерация ПГ невозможна.

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

Здесь приведены результаты численных расчетов спектров и временных профилей x - и y -поляризованных ИСЧ, возникающих на выходе из нелинейного кристалла. Период РДС Λ в расчетах выбирался равным 216 мкм, что обеспечивало квазисинхронную генерацию ВГ, ТГ и ЧГ импульса накачки на длинах волн 4.8 мкм, 3.2 мкм и 2.4 мкм, соответственно. Количество периодов рассматриваемой доменной структуры выбиралось равным 15, а длина кристалла с РДС составляла 15×216 мкм = 3.24 мм. С целью обеспечения условий приближения плоской волны длина кристалла должна быть меньше, чем $\pi\sigma^2/2\lambda_{IR}$, где σ – диаметр пучка накачки. Так при $\sigma = 300$ мкм параметр $\pi\sigma^2/2\lambda_{IR} = 14.72$ мм, что в 4.54 раза превосходит выбранную длину кристалла, и следовательно, приближение плоской волны применимо. Характерная нелинейная длина $L_n = \lambda_{IR}/2d_{22}E_{x0}$, на которой сдвиг фазы из-за нелинейного взаимодействия достигает $\pi/2$, равна примерно 222 мкм, а длина дисперсии второго порядка $L_d = \tau_0^2/2|\beta_2|$ равна 55.78 мм

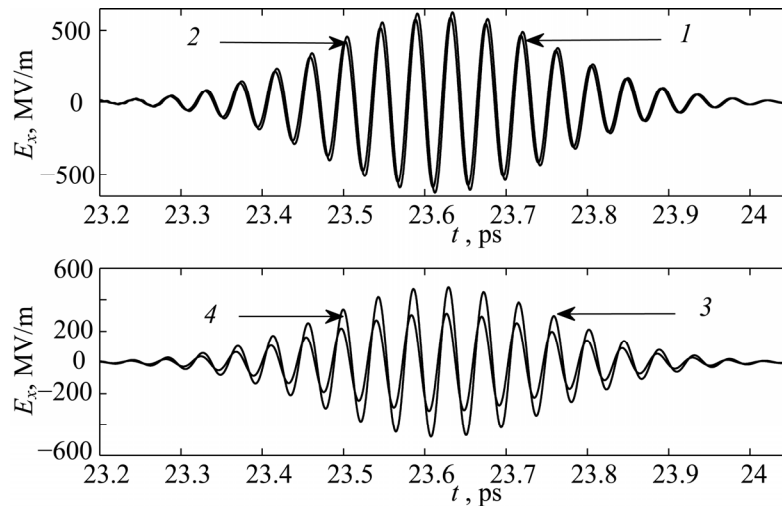


Рис.3. Временные профили x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла при значениях разности фаз $\delta\varphi$ 0° (1), 40° (2), 80° (3) и 120° (4).

(где $\beta_2 = \partial^2 k(\omega) / \partial \omega^2|_{\omega_0}$). Таким образом, выбранная толщина кристалла в 17.2 раза меньше, чем дисперсионная длина.

В ходе численного моделирования процессов, описываемых уравнениями (1)–(6) и (17)–(18), в дальнейшем переходим к сеточным функциям для полей E_x , E_y , H_y и H_x , электрической индукции D_x и D_y линейной и нелинейной откликов [14]. Численная сетка вдоль координаты z определяется как $k\Delta z$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), а по времени – как $n\Delta t$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Шаг пространственной ячейки Δz выбирается равным $\lambda_{IR}/400 = 24$ нм ($\lambda_{IR} = 9.6$ мкм), а шаг по времени Δt определяется условием Куранта $\Delta t = \Delta z/2c = 0.04$ фс. Число пространственных ячеек в расчетах составляет $K = 3 \times 10^5$. В работе [14] показано, что конечно-разностная схема обладает хорошей стабильностью и слабой числовой дисперсией, а учет нелинейности не приводит к расходимости в числовой схеме для рассматриваемых значений амплитуд полей и толщины кристалла. В частности, при $E_{x_max} = 400$ МВ/м и $\gamma = \bar{d}_{22} \bar{E}_{x_max} = 0.0216$ отношение фазовой скорости $v_{pnum}(N = 400)$, полученной численным методом, к величине $v_{p_phys} = c/n(\lambda_0)$ для сплошной среды равно $v_{pnum}(N = 400)/v_{p_phys} = 0.9972$. Численные оценки показывают, что относительная ошибка определения фазовой скорости составляет 0.28%. Отношение групповой скорости $v_g(N = 400)$, полученной численным методом, к величине $v_{g_phys} = c/n(\lambda_0)$ для сплошной среды равно $v_g(N = 400)/v_{g_phys} = 0.9936$. Согласно численным оценкам, относительная ошибка определения групповой скорости составляет 0.64%.

На рис.3 показаны временные профили x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\varphi$ 0° , 40° , 80° , 120° и 160° . Согласно (20) и как видно из рисунка, увеличение разности фаз $\delta\varphi$ приводит к увеличению смещения фазы центральной частоты импульса

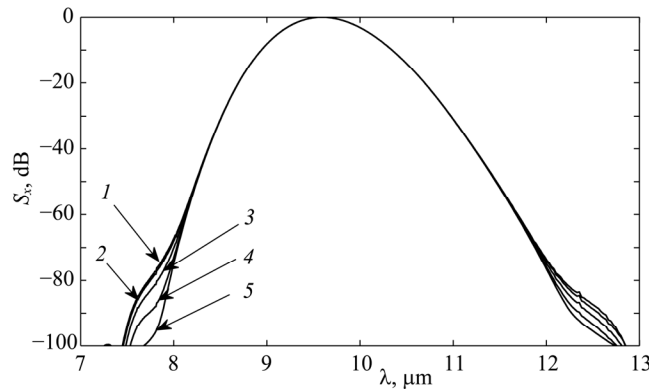


Рис.4. Зависимости нормированных на максимум спектральных плотностей x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла при значениях разности фаз $\delta\varphi$ 0° (1), 40° (2), 80° (3), 120° (4) и 160° (5) в диапазоне длин волн от 7 мкм до 13 мкм.

относительно огибающей и к уменьшению амплитуды импульса.

На рис.4 приведены нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\phi$ 0° , 40° , 80° , 120° и 160° в диапазоне длин волн от 7 мкм до 13 мкм. Как видно из рисунка, в спектральном распределении ниже уровня -65 дБ с уменьшением разности фаз $\delta\phi$ наблюдается уширение спектра как в коротковолновую, так и в длинноволновую часть спектра.

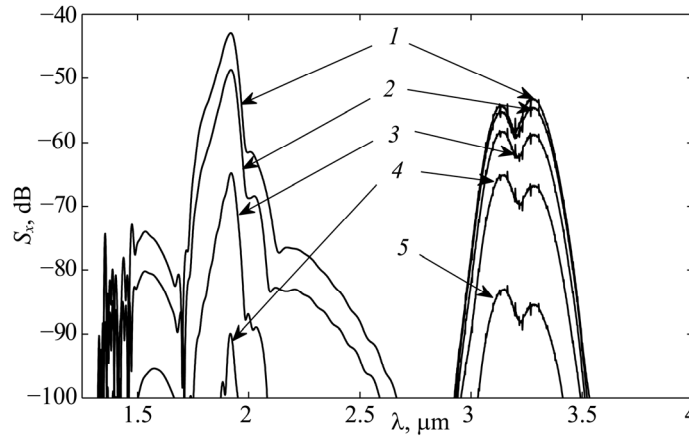


Рис.5. Зависимости нормированных на максимум спектральных плотностей x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла при значениях разности фаз $\delta\phi$ 0° (1), 40° (2), 80° (3), 120° (4) и 160° (5) в диапазоне длин волн от 1 мкм до 4 мкм.

На рис.5 представлены нормированные на максимум зависимости спектральных плотностей x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\phi$ 0° , 40° , 80° , 120° и 160° в диапазоне длин волн от 1 мкм до 4 мкм. Согласно рис.5, с увеличением разности фаз $\delta\phi$ амплитуда спектра в окрестностях длин волн, соответствующих ТГ (3.2 мкм) и ПГ (1.92 мкм), уменьшается. При этом, если генерация ТГ имеет место в условиях квазисинхронизма, то как было отмечено выше, генерация ПГ происходит в отсутствие условия квазисинхронизма. Согласно (20), в приближении бездисперсного распространения волн интенсивность гармоник (ВГ, ТГ, ЧГ и ПГ) определяется через интенсивность импульса накачки (основной гармоники) и разность фаз следующим образом:

$$I_{n\omega_0} \propto I_{\omega_0}^n \cos^{2n} \left(\frac{\delta\phi}{2} \right). \quad (21)$$

На рис.6 показаны временные профили y -поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\phi$ 0° , 40° , 80° и 120° . Как

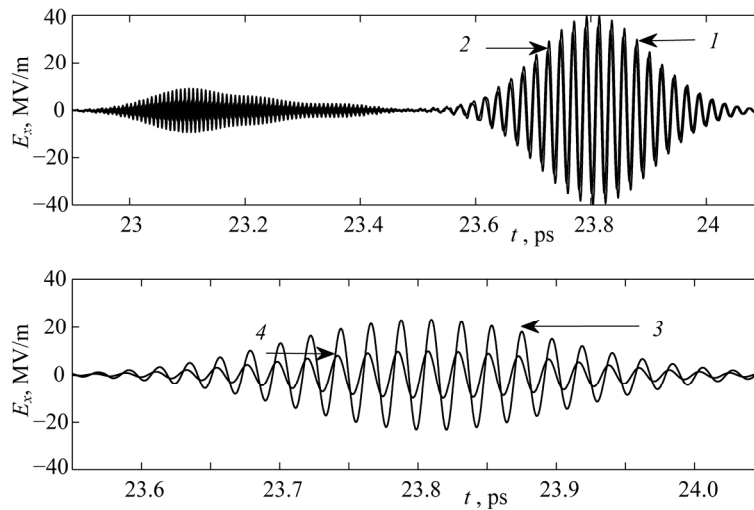


Рис.6. Временные профили у поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла при значениях разности фаз $\delta\varphi$ 0° (1), 40° (2), 80° (3) и 120° (4).

видно из рисунка, увеличение разности фаз $\delta\varphi$ приводит к уменьшению амплитуды импульсов второй и четвертой гармоник. Для значений $\delta\varphi$ 80° и 120° амплитуды импульса ЧГ становятся пренебрежимо малы по сравнению с амплитудой импульса ВГ. Как было отмечено выше, генерация как ЧГ, так и ВГ происходит в условиях квазисинхронизма.

На рис.7 представлены зависимости нормированных на максимум спек-

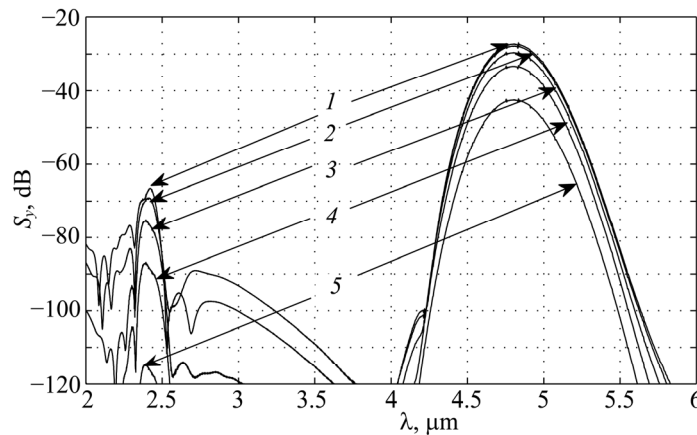


Рис.7. Нормированные на максимум спектральной плотности x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса спектральные плотности y -поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла при значениях разности фаз $\delta\varphi$ 0° (1), 40° (2), 80° (3), 120° (4) и 160° (5) в диапазоне длин волн от 2 мкм до 6 мкм.

тральной плотности x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса спектральные плотности y -поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\phi$ 0° , 40° , 80° , 120° и 160° в диапазоне длин волн от 2 мкм до 6 мкм. В соответствии с выражением (21) и как видно из рисунка, увеличению разности фаз $\delta\phi$ соответствует уменьшение интенсивности импульсов ВГ и ЧГ. Коэффициент пропорциональности между интенсивностью n -ой гармоники, деленной на интенсивность основной гармоники, и разностью фаз, согласно (21), определяется как

$$\left| \frac{d(I_{n\omega_0}/I_{\omega_0})}{d(\delta\phi)} \right| = I_{\omega_0}^{n-1} \frac{\sin(\delta\phi)}{2}. \quad (22)$$

Как следует из (22), коэффициент пропорциональности определяется $(n - 1)$ -ой степенью интенсивности основной гармоники, а максимальное значение коэффициента пропорциональности принимает при разности фаз $\delta\phi$ $\pi/2$.

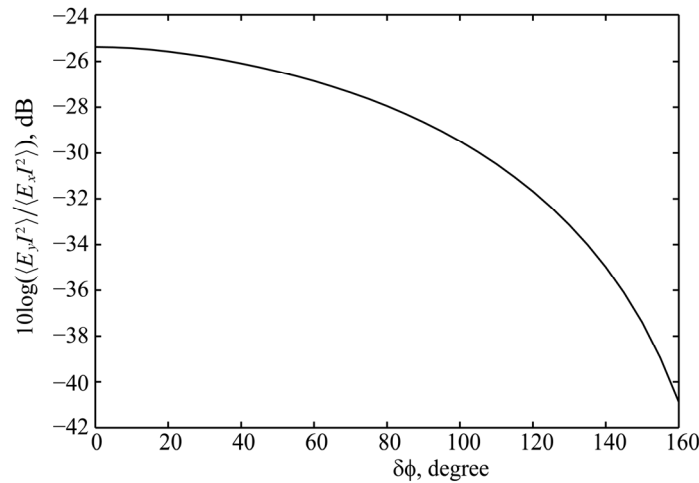


Рис.8. Зависимость отношения интенсивности y -поляризованного импульса ВГ к интенсивности x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса в децибелах.

На рис.8 показана зависимость отношения интенсивности y -поляризованного импульса ВГ к интенсивности x -поляризованного субпикосекундного ИК импульса в децибелах. В общем случае, в выражении (22) следует учитывать изменение временных профилей и спектров импульсов накачки, обусловленных нелинейным взаимодействием с дисперсным нелинейным кристаллом GaSe с РДС. Как видно из рис.8, максимум эффективности генерации y -поляризованного излучения ВГ при $\delta\phi = 0^\circ$ составляет -25.52 дБ, а при $\delta\phi = 160^\circ$ составляет -41 дБ.

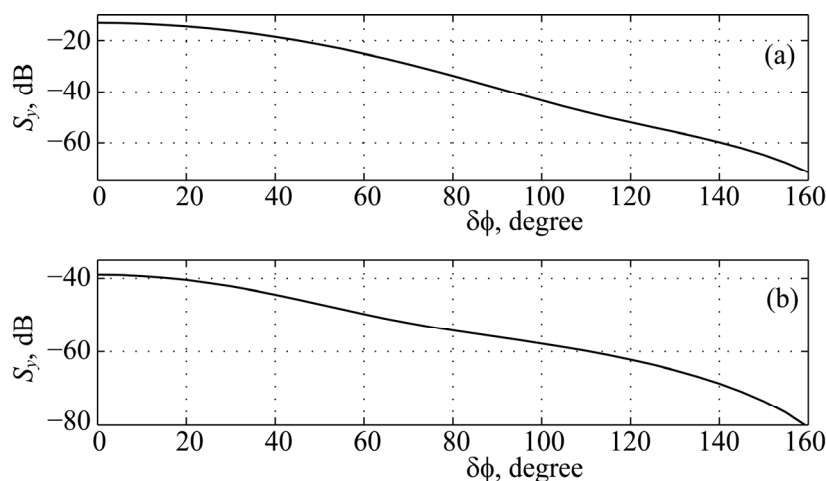


Рис.9. Зависимости (а) нормированной на максимум спектральной плотности у-поляризованного импульса ВГ спектральной плотности у-поляризованного импульса ИСЧ в диапазоне длин волн от 1 мкм до 4 мкм и (б) нормированной на максимум спектральной плотности х-поляризованного импульса накачки спектральной плотности х-поляризованного импульса ИСЧ в диапазоне длин волн от 1 мкм до 6 мкм на выходе из кристалла от разности фаз $\delta\phi$.

На рис.9 приведена зависимость нормированной на максимум спектральной плотности у-поляризованного импульса ВГ спектральная плотность у-поляризованного импульса ИСЧ в спектральном диапазоне от 1 мкм до 4 мкм на выходе из кристалла от разности фаз $\delta\phi$. Согласно рисунку, максимум эффективности генерации у-поляризованного ИСЧ в диапазоне от 1 мкм до 4 мкм на выходе из кристалла при $\delta\phi = 0^\circ$ составляет -12.8 дБ, а при $\delta\phi = 160^\circ$ составляет -70 дБ. Там же показана зависимость нормированной на максимум спектральной плотности х-поляризованного импульса накачки спектральная плотность х-поляризованного импульса ИСЧ в спектральном диапазоне от 1 мкм до 6 мкм на выходе из кристалла от разности фаз $\delta\phi$. Согласно рисунку, максимум эффективности генерации х-поляризованного ИСЧ в диапазоне от 1 мкм до 6 мкм на выходе из кристалла при $\delta\phi = 0^\circ$ составляет -38.1 дБ, а при $\delta\phi = 160^\circ$ составляет -80 дБ.

Таким образом, как следует из вышеизложенного, при генерации ИСЧ в поле двух сонаправленных субпикосекундных линейно-поляризованных лазерных импульсов в среднем ИК диапазоне, распространяющихся в нелинейном кристалле с РДС, эффективность генерации ИСЧ пропорциональна разности фаз между субпикосекундными импульсами. А диапазон длин волн, в котором происходит селективная эффективная генерация ИСЧ, определяется периодом РДС.

4. Заключение

Показано, что в поле субпикосекундного лазерного ИК импульса на центральной длине волны 9.6 мкм, распространяющегося в кристалле GaSe с РДС с периодом $\Lambda = 216$ мкм происходит одновременная квазисинхронная генерация ВГ, ТГ и ЧГ импульса накачки на длинах волн 4.8 мкм, 3.2 мкм и 2.4 мкм, соответственно. Показано, что при изменении разности фаз $\delta\varphi$ между x -поляризованными субпикосекундными лазерными импульсами от 0° до 160° эффективность генерации y -поляризованного излучения ВГ изменяется от -25.52 дБ до -41 дБ, а эффективность генерации y -поляризованного ИСЧ в диапазоне длин волн от 1 мкм до 4 мкм на выходе из кристалла изменяется от -12.8 дБ до -70 дБ. Полученные зависимости между разностью фаз и эффективностью селективной генерации ИСЧ могут быть использованы для определения фазы одного из x -поляризованных субпикосекундных лазерных импульсов в среднем ИК диапазоне длин волн, когда в качестве второго x -поляризованного субпикосекундного лазерного импульса используется импульс от лазерного источника со стабилизированной фазой.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bianchi, M. Garbi. Opt. Commun., **30**, 122 (1979).
2. K.L. Vodopyanov, L.A. Kulevskii, V.G. Voevodin, A.I. Gribenyukov, K.R. Allakhverdiev, T.A. Kerimov. Opt. Commun., **83**, 322 (1991).
3. A.O. Okorogu, S.B. Mirov, W. Lee, D.I. Crouthamel, N. Jenkins, A.Yu. Dergachev, K.L. Vodopyanov, V.V. Badikov. Opt. Commun., **155**, 307 (1998).
4. R.A. Kaindl, M. Wurm, K. Reimann, P. Hamm, A.M. Weiner, M. Woerner. J. Opt. Soc. Am. B, **17**, 2086 (2000).
5. R. Huber, A. Brodschelm, F. Tauser, A. Leitenstorfer. Appl. Phys. Lett., **76**, 3191 (2000).
6. W. Shi, Y.J. Ding, X. Mu, N. Fernelius. Appl. Phys. Lett., **80**, 3889 (2002).
7. K. Finsterbusch, A. Bayer, H. Zacharias. Appl. Phys. B, **79**, 457 (2004).
8. W. Shi, Y.J. Ding. Appl. Phys. Lett., **84**, 1635 (2004).
9. T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, T. Sasaki. J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, 155 (2004).
10. G.D. Hovhannisyan. Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), **22**, 135 (2013).
11. А.А. Ахумян, Э.М. Лазиев, А.С. Никогосян, Д.Л. Оганесян, Г.Д. Оганесян. Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 28 (2010).
12. D.N. Nikogosyan. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. Springer, 2005.
13. В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. Прикладная нелинейная оптика. Москва, Наука, 2004.
14. D.L. Hovhannisyan, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyan. J. Modern Optics, **57**, 1228 (2010).

ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՓՈԻԼԱՅԻՆ ԿՈՐԵԼԱՏՈՐ ՄԻՋԻՆ ԻՎ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ
ԵՆԹԱՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ
ՓՈԻԼԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա.Ա. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Առաջարկված է ենթապիկտվարկյանային լազերային իմպուլսի կենտրոնական հաճախության փուլային շեղման որոշման եղանակ միջին ԻՎ տիրույթում: Մեթոդը հիմնված է գումարային հաճախության բաղադրիչների ճառագայթման գեներացման վրա, որոնք առաջանում են պարբերական բևեռացված դոմենային կառուցվածք ունեցող GaSe բյուրեղում տարբեր փուլերով երկու զծային բևեռացմամբ ԻՎ լազերային իմպուլսների տարածմամբ: Ցույց է տրված որ 9.6 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ ենթապիկտվարկյանային լազերային ԻՎ իմպուլսի 216 մկմ պարբերությամբ կանոնավոր դոմենային կառուցվածք ունեցող GaSe բյուրեղում տարածվելիս տեղի է ունենում մղման իմպուլսի երկրորդ, երրորդ և չորրորդ հարմոնիկների միաժամանակյա քվադրսինքրոն գեներացում 4.8 մկմ, 3.2 մկմ և 2.4 մկմ ալիքների երկարությունների վրա համապատասխանաբար: Ստացված արդյունքները կարող են կիրառվել ոչ զծային օպտիկական փուլային կորելյատորի նախագծման նպատակով միջին ԻՎ ենթապիկտվարկյանային լազերային իմպուլսի փուլի որոշման համար:

NONLINEAR OPTICAL PHASE CORRELATOR FOR DETERMINATION
OF THE PHASE OF SUBPICOSECOND LASER PULSES
IN THE MID-IR WAVELENGTH RANGE

A.A. HAKHOUMIAN, G.D. HOVHANNISYAN

The method of determination of the phase shift of the central frequency of subpicosecond laser pulse in the mid-IR wavelength range is proposed. The method is based on the generation of sum frequency radiation by two equally linearly polarized subpicosecond laser pulses of pump with a phase difference, propagating in GaSe crystals with a regular domain structure. It is shown that in the field of subpicosecond IR laser pulse at the 9.6 μm central wavelength propagating in GaSe crystal with a regular domain structure with a period 216 μm takes place simultaneous quasi-synchronous generation of the second, third and fourth harmonics of the pump pulse at 4.8 μm , 3.2 μm and 2.4 μm wavelengths, respectively. The obtained results can be used for developing the nonlinear optical phase correlator for determination of the phase of subpicosecond mid-IR laser pulse.