

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
Հովհաննիսյան Գևորգ Դավթի

ՄԻ ՔԱՆԻ ՏՍՏԱՆՄԱՍԲ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ
ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԵՎ ՆՐԱ ՓՈՒԼԻ ՇԵՂՄԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ա.04.03 << Ռադիոֆիզիկա >> մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության
ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2015

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Оганесян Геворг Давидович

ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСА ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ НЕСКОЛЬКИХ
КОЛЕБАНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ ФАЗЫ

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.03 – “Радиофизика“

ЕРЕВАН 2015

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և
Էլեկտրոնիկայի ինստիտուտում:
Գիտական ղեկավար՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ,
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր
Ա. Ա. Հախումյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր
Խ. Վ. Ներկարարյան

Առաջատար կազմակերպություն՝

ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ
Հ. Վ. Բաղդասարյան
ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկական
հետազոտությունների ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա 2015թ. նոյեմբերի 28-ին՝
ժամը 12.00 -ին, Երևանի պետական համալսարանում գործող ԲՈՀ-ի 049
<<ֆիզիկայի>> մասնագիտական խորհրդի նիստում (հասցեն՝ 0025, ք. Երևան, Ա.
Մանուկյան փ., 1):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ-ի գրադարանում:
Ստեղծագիրն առաքված է 2015 թ. -ի հոկտեմբերի 27 -ին:

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար



ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ
Վ.Ն. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Институте Радиофизики и Электроники НАН РА.
Научный руководитель:

член-корреспондент НАН РА
доктор физ. -мат. наук
А.А. Ахумян

Официальные оппоненты:

доктор физ. -мат. наук
Х.В. Неркарарян
кандидат физ. -мат. наук, доцент
О.В. Багдасарян

Ведущая организация:

Институт физических
исследований НАН РА

Защита диссертации состоится 28-го ноября 2015 г., в 12:00 часов на заседании
действующего в Ереванском государственном университете специализированного
совета ВАК-и 049 "физика" по адресу: 0025, г. Ереван, ул. А. Манукян 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 27-го октября 2015 г.

Ученый секретарь

Специализированного совета:



кандидат физ. -мат. наук, доцент
В.П. Калантарян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Проблема загрязнения окружающей среды продуктами деятельности человека всё острее встаёт перед современным обществом. Техногенные выбросы различных газов в атмосферу приводят к изменению её химического состава и оптических свойств, что не только ухудшает качество вдыхаемого человеком воздуха, но и способствует изменению климата на планете в целом. Заметный вклад в загрязнение окружающей среды вносят различные углеводороды, которые активно используются самыми разными отраслями современного производства и транспортом. По существу, лазерный мониторинг атмосферы – единственная возможность быстрого, как дистанционного, так и локального мониторинга загрязнений. В последние годы исследуются возможности создания компактной техники и устройств генерации и приема электромагнитного излучения среднего ИК и терагерцового диапазонов длин волн. И в этом отношении средний ИК диапазон является уникальной областью спектра. Прежде всего, в этом диапазоне расположены «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” характерных разнообразных молекул. Кроме того, излучение среднего ИК диапазона в «окнах» прозрачности менее подвержено влиянию погодных условий или рассеянию, чем излучения ближнего ИК, видимого или ультрафиолетового диапазонов. В абсорбционной спектроскопии, относящейся к числу оптических методов, выделяются два метода: фотоэлектрический и фотографический. В фотоэлектрическом методе фотоприемным устройством, преобразующим световой сигнал в электрический, регистрируется небольшой спектральный интервал, как правило, соответствующий одной линии. 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. Возможности продвижения фотографического-нестационарного метода абсорбционной спектроскопии в среднюю ИК область связаны с внедрением нелинейно-оптических методов. Нелинейная оптика дает возможности 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) в поле фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ). При нелинейном взаимодействии ФЛИ с нелинейным кристаллом, из широкого спектра ФЛИ выделяются 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 излучения как на суммарной так и разностной частотах практически в любых, в том числе в изотропных (но не центросимметричных) кристаллических средах за счет компенсации сдвига обобщенной фазы при переходе от одного домена к другому (так называемый "квазисинхронизм"). Другим важным свойством РДС-кристаллов являются снятие любых ограничений на состояние поляризации взаимодействующих волн. Другими словами, в РДС-кристаллах возможны все типы взаимодействия, в частности, шесть

типов для одноосных кристаллов: $oo-o$, $oo-e$, $oe-e$, $eo-e$, $ee-o$ и $ee-e$. Одним из важнейших свойств РДС-кристаллов является возможность одновременной генерации двух и более оптических гармоник или суммарных и разностных частот в одном нелинейном кристалле. Для реализации такой "многочастотной" генерации необходимо выбрать длину домена РДС-кристалла такой, чтобы она была равна нечетному числу когерентных длин для всех процессов, участвующих во взаимодействии волн. Вместе с тем, следует отметить, что для нестационарной ИК спектроскопии многоатомных молекул, исследования процессов возбуждения и релаксации многоатомных молекул, разработки методов получения неравновесных внутримолекулярных возбуждений, изучения физики узкозонных полупроводников и разработки импульсных ИК лазеров со стабилизацией фазы несущей частоты относительно огибающей принципиальное значение имеет создание нелинейно-оптического метода определения смещения фазы несущей частоты широкополосного ИК импульса относительно огибающей.

Таким образом, развитие систем нестационарной ИК лазерной спектроскопии во многом будет определяться совершенствованием технологии производства лазеров среднего ИК-диапазона, повышением эффективности генерации широкополосного излучения разностной частоты нелинейно-оптическим методом с использованием кристаллов с РДС и возможностью мониторинга во времени изменения фазы ИК импульса.

Из вышеизложенного следует актуальность работы, обусловленная как фундаментальным интересом к проблеме получения и изучения свойств импульсного излучения в среднем ИК диапазоне длин волн длительностью несколько колебаний, так и возможным практическим применением в нестационарной ИК спектроскопии.

Цель работы. Целью данной диссертационной работы является:

- Теоретическое исследование и численное моделирование особенности процесса нелинейно-оптической генерации импульса ИК излучения в поле лазерного импульса длительностью несколько колебаний распространяющегося в нелинейном кристалле с регулярной и chirпированной доменной структурой.
- Теоретическое исследование и численное моделирование спектрально-временных характеристик и эффективности генерации излучения разностной частоты в ИК диапазоне длин волн 3-4 мкм и 6-18 мкм в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристаллах $LiNbO_3$, $GaAs$ и $GaSe$.
- Теоретическое исследование и численное моделирование нового нелинейно-оптического метода определения смещения фазы несущей волны фемтосекундного импульса ИК излучения относительно огибающей.
- Теоретическое исследование и численное моделирование нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей импульсов излучения в ближнем ИК диапазоне.

Научная новизна работы. Научная новизна работы определяется нижеперечисленным рядом выполненных впервые теоретических работ:

1. Показано, что при генерации излучения на разностной частоте методом оптического выпрямления пространственно-ограниченного фемтосекундного лазерного импульса в поперечном распределении электрического поля ИРЧ на выходе из кристалла каждому спектральному компоненту соответствует определенная координата, что позволит с помощью амплитудно-фазового транспаранта,

установленного непосредственно на выходе кристалла, управлять как спектром, так и временным профилем импульса импульса разностой частоты в дальнем поле.

2. В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей взаимно-ортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний в изотропном и одноосном нелинейных кристаллах с квадратичной нелинейностью с регулярной и чирпированной доменной структурой в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

3. Использовано преобразование Вигнера для исследования время-частотной динамики широкополосного импульса ИК излучения, сгенерированного в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле *GaAs* с периодической и чирпированной доменной структурой в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

4. Проведен вейвлет анализ динамического спектра излучения разностой частоты сгенерированного в поле лазерного импульса длительностью в несколько периодов распространяющегося в кристалле *GaSe*.

5. Методом конечных разностей во временной области проведено численное интегрирование во времени системы нелинейных уравнений Максвелла описывающих процесс уширения спектра, возникающего в результате взаимодействия лазерного импульса длительностью несколько колебаний с изотропным нелинейным кристаллом *GaAs* и с анизотропными нелинейными кристаллами *GaSe* и *LiNbO₃*.

6. Предложен новый нелинейно-оптический метод определения смещения фазы несущей волны фемтосекундного импульса ИК излучения относительно огибающей.

7. Предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты субпикосекундного лазерного импульса относительно огибающей и нелинейно-оптическое преобразование разности фаз взаимодействующих субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей сгенерированных импульсов излучения в ближнем ИК.

Научные положения, выносимые на защиту:

- Показана возможность пространственно-временной фильтрации излучения разностой частоты полученной при оптическом выпрямлении пространственно-ограниченного фемтосекундного лазерного импульса распространяющегося в кристалле *GaAs* с регулярной доменной структурой.

- Показана возможность применения преобразования Вигнера для исследования спектрально-временной динамики лазерного импульса длительностью несколько колебаний, распространяющегося в изотропном нелинейном кристалле с регулярной и чирпированной доменной структурой в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии с помощью.

- Показана возможность применения непрерывного вейвлет преобразования для спектрально-временного анализа динамического спектра излучения разностой частоты, сгенерированного в поле лазерного импульса длительностью в несколько периодов распространяющегося в одноосном кристалле, с повышенным спектрально-временным разрешением.

- Показана эффективность применения метода конечных разностей во временной области (FDTD) для численного моделирования процессов, описывающих генерацию

фемтосекундного импульса ИК излучения, в поле лазерного импульса длительностью несколько колебаний распространяющегося как в изотропном нелинейном кристалле *GaAs*, так и в анизотропных нелинейных кристаллах *GaSe* и *LiNbO₃*.

- Предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты лазерного импульса длительностью несколько колебаний в ИК диапазоне относительно огибающей, путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих ИК импульсов в разность интенсивностей излучения на разностной частоте.
- Предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне относительно огибающей, путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей излучения на суммарной частоте.

Апробация работы. Основные положения и научные результаты исследования докладывались на международной конференции “SPIE Photonics Europe, Conferences: 13-15 April 2010, Belgium Photonics Europe (2010), Laser Physics 2011, Ashtarak 2011, International Conference on Microwave and THz Technologies and Wireless Communications, October 16-17, 2012, Yerevan, Armenia, International Conference on “Microwave and THz Technologies and Applications” (IRPhE’2014), Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 1415-1420, 2013, и многократно обсуждались на научных семинарах кафедры СВЧ радиофизики и телекоммуникации ЕГУ.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 17 научных работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении формируется цель и задачи работы, показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов, перечислены защищаемые положения и кратко рассматривается содержание диссертационной работы по главам.

В первой главе приведены результаты исследования частотно-углового спектра и спектральной плотности мощности ИРЧ сгенерированной пространственно-ограниченным фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в кристалле *GaAs* с РДС. Рассматривается линейно-поляризованный вдоль оси *у* ФЛИ, распространяющийся вдоль оси *х*, которая совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла *GaAs* с РДС

$$E_y(y, z, x, t) = E_0 H(y, z) g(t - x/u) \cos(\omega_{opt,0}(t - xn_0/c)) \quad (1.1)$$

где $H(y, z) = \exp(-(z^2 + y^2)/a_0^2)$ - пространственное распределение ФЛИ, $g(t) = \exp(-t^2/\tau_0^2)$ - временной профиль ФЛИ, a_0 - радиус пучка накачки, τ_0 - длительность ФЛИ, $u = c/n_g$ - групповая скорость распространения ФЛИ, c/n_0 - фазовая скорость распространения ФЛИ, $\omega_{opt,0}$ - несущая частота ФЛИ. Получено выражение для спектральной плотности мощности ИРЧ, как на выходе из нелинейного кристалла, так и в дальнем поле. Показано, что для гауссова импульса с длительностью 100 фс, радиусом пучка 25 мкм, на длине волны 1.98 мкм, толщине домена $L_x = 74.6$ мкм и длине кристалла *GaAs* с РДС равном $23 \cdot L_x = 1.716$ мм эффективность генерации ИРЧ на длине волны 14 мкм составляет $1.864 \cdot 10^{-6}$.

Показано, что при генерации ИРЧ методом оптического выпрямления пространственно-ограниченного ФЛИ в поперечном распределении ближнего поля каждой спектральной компоненте ИРЧ соответствует определенная координата. На рис. 1.1 показана эволюция временного профиля дальнего поля импульса ИРЧ от - поперечной координаты $r = \sqrt{y^2 + z^2}$.

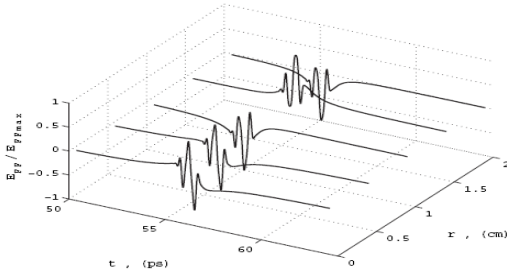


Рис.1.1 Эволюция временного профиля дальнего поля ИРЧ при изменении поперечной координаты пучка - r .

В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих процесс распространения взаимно-ортогонально линейно-поляризованных ФЛИ E_z и E_y нормально к плоскости $\langle 110 \rangle$ кристалла $GaAs$ (вдоль оси x) в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. Рассмотрен случай когда спектр ФЛИ лежит ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. В рассматриваемом приближении центральная длина волны взаимодействующих импульсов должна удовлетворять неравенству $0.8746 \text{ мкм} < \lambda_0 < 36.9166 \text{ мкм}$, а коэффициент преломления, определяемое в соответствии с формулой Селмейера, может быть представлен в виде ряда по степеням ω^{2m} ($m \in \mathbb{Z}$). Получено численное решение системы дифференциальных уравнений методом прямых, с относительной погрешностью 10^{-6} . На рис.1.2 показаны зависимости эффективности генерации спектральных компонент ИРЧ в диапазоне длин волн (4 мкм – 10 мкм) γ_{zDF} от толщины кристалла при начальном значении амплитуды u поляризованного импульса E_{0max} равном 10 МВ/м, 50 МВ/м и 100 МВ/м соответственно. Как видно из рисунка при значении нормированного расстояния $\xi = x/L_{d2} \approx 5.5$ ($x \approx 41 \text{ мкм}$) эффективность генерации излучения на разностной частоте γ_{zDF} достигает максимального значения 0.8 % ($10 \lg(\gamma_{zDF} / 100) = -21 \text{ дБ}$) при $E_{0max} = 100 \text{ МВ/м}$. Показано, что увеличение эффективности генерации ИРЧ, в приближении малой толщины нелинейного кристалла и уменьшения длительности импульса накачки, в основном обусловлено обеспечением режима фазового синхронизма при генерации ИРЧ а также увеличением ширины спектра импульса накачки. В первой главе исследуется также процесс генерации ИРЧ в поле фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ), распространяющегося в кристалле $GaAs$ как с РДС, так и chirпированной доменной структурой (ЧДС) в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

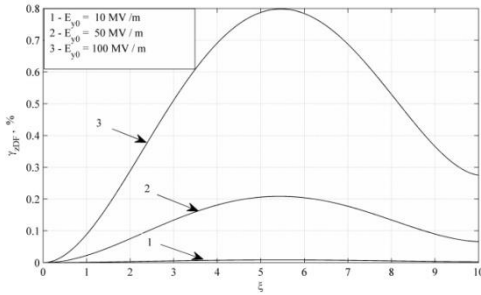


Рис.1.2 Эффективность генерации спектральных компонент сосредоточенных в инфракрасном диапазоне длин волн от толщины кристалла.

Рассматривается взаимодействие взаимно-ортогонально линейно поляризованных ФЛИ с кристаллом *GaAs* как с РДС, так и с ЧДС описываемое системой дифференциальных уравнений полученных в приближении однонаправленных волн, в котором коэффициент нелинейной восприимчивости является периодической функцией от координаты. В ходе численного моделирования период L РДС выбирался равным $10L_{d2} \approx 74.57 \text{ мкм}$, а длина нелинейного кристалла равным $10L \approx 745.7 \text{ мкм}$, при $E_{0max} = 100 \text{ МВ/м}$. На рис.1.3 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера u - поляризованного ФЛИ на выходе из нелинейного кристалла с РДС. Частота дискретизации $F_s = 2\pi/\omega_s$, соответствующая результатам, представленным на рис.1.3, равно $2.0084 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$.

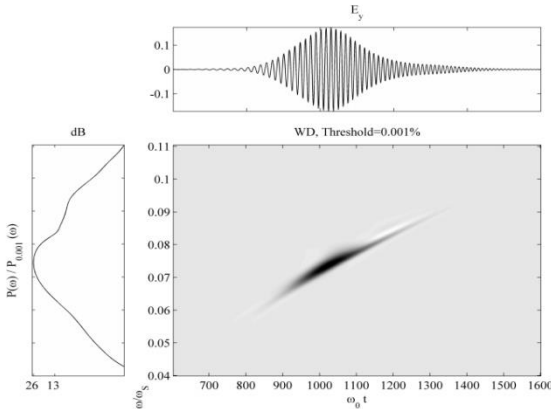


Рис.1.3 Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера u - поляризованного ФЛИ на выходе нелинейного кристалла.

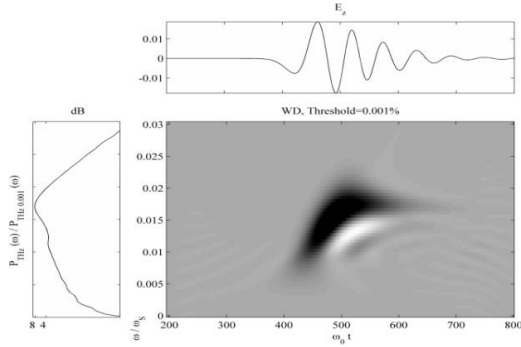


Рис.1.4 Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного ИРЧ на выходе из кристалла с периодической РДС, состоящей из 10 периодов.

На рис.1.4 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z - поляризованного отфильтрованного импульса ИРЧ на выходе из кристалла с РДС. Откуда видно, что максимуму спектра ИРЧ соответствует значение 31.131 ТГц ($\lambda_{DF} = 9.6367$ мкм).

Во второй главе приведены результаты численного исследования процесса генерации ИРЧ в поле линейно-поляризованного лазерного импульса с компонентами электромагнитного поля E_x и H_z , с центральной длиной волны 1.98 мкм, длительностью 30 фс и амплитудой электрического поля 100 МВ/м, распространяющегося вдоль главной оптической оси (z -срез) кристалла группы симметрии $\bar{6}2m$ GaSe с толщиной 198 мкм. Для исследования динамического спектра импульса было использовано непрерывное вейвлет-преобразование (НВП). Получены зависимости эффективности генерации ИРЧ от пройденного в кристалле расстояния при фиксированных значениях 10, 50 и 100 МВ/м амплитуды начального импульса накачки. Показано, что при амплитуде 100 МВ/м указанные эффективности составляют соответственно 0.0048 и 0.0027%. Система уравнений Максвелла, описывающих данный процесс представлен в виде

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad \frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (2.1)$$

$$E_x = \frac{D_x - P_{xL} - P_{xNL}}{\epsilon_0}, \quad E_y = \frac{D_y - P_{yL} - P_{yNL}}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

где D_x, 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. Компоненты электрической индукции D_x, D_y определяются согласно материальным уравнениям, в которых учитываются линейная дисперсия и нелинейная поляризация среды

$$D_x = \epsilon_0 \cdot E_x + P_{xL} + P_{xNL} \quad (2.3) \quad D_y = \epsilon_0 \cdot E_y + P_{yL} + P_{yNL} \quad (2.4)$$

Линейная поляризация среды может быть представлена в виде

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^t \chi_x^{(1)}(t-\tau) \cdot E_x(\tau) \cdot d\tau, P_{yL}(t) = \varepsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^t \chi_y^{(1)}(t-\tau) \cdot E_y(\tau) \cdot d\tau, \quad (2.5)$$

где частотно-зависимые линейные восприимчивости $\chi_x^{(1)}(\omega), \chi_y^{(1)}(\omega)$ в рассматриваемой нами геометрии определяются через показатель преломления $n_{or}(\omega, T)$ обыкновенной волны следующим образом:

$$\chi_x^{(1)}(\omega) = \chi_y^{(1)}(\omega) = n_{or}^2(\omega) - 1, \quad (2.6)$$

а показатель преломления нелинейного кристалла *GaSe* аппроксимируется уравнением Селмейера. Нелинейная поляризации оптического кристалла группы симметрии $\bar{6}2m$, (*GaSe*), рассматривается в квазистатическом приближении:

$$P_{xNL}(t) = -2 \cdot \varepsilon_0 \cdot d_{22} \cdot E_x(t) \cdot E_y(t), P_{yNL}(t) = -\varepsilon_0 \cdot d_{22} \cdot E_x^2(t) + \varepsilon_0 \cdot d_{22} \cdot E_y^2(t) \quad (2.7)$$

где $d_{22} = 54$ пМ/В – нелинейная восприимчивость кристалла *GaSe*. Показано, что для описания процесса генерации ИРЧ можно использовать квазистатическое приближение, соответствующее мгновенному нелинейному отклику среды. Численное моделирование процесса распространения импульса проведено при следующих начальных условиях:

$$E_x(t, z=0) = E_{x0} \cdot \exp\left(-t^2/\tau_{x0}^2\right) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot c \cdot t/\lambda_{x0}), E_y(t, z=0) = 0 \quad (2.8)$$

где E_{x0} – амплитуда x-поляризованного импульса, $\tau_{x0} = 30$ фс – его длительность, а λ_{x0} – центральная длина волны, E_{x0} – амплитуда импульса. Шаг пространственной и временной сетки выбирался равным $\lambda_0/400 = 4.95$ нм и $\Delta t = \Delta z/2c = 8.25 \cdot 10^{-3}$ фс соответственно. В расчетах относительная ошибка определения групповой скорости не превышает 0.018%. Показано, что при $E_{x0} = 100$ МВ/м максимальное значение эффективности генерации ИРЧ составляет $2.7 \cdot 10^{-3}$ %. На рис.2.1а представлены сглаженное псевдо-распределение СПРВВ и нормированная спектральная плотность (НСП), а рис.2.1б – двумерное НВП у-поляризованного импульса $E_y(t, z)$ на выходе из кристалла в дискретный момент времени $n = 333000$.

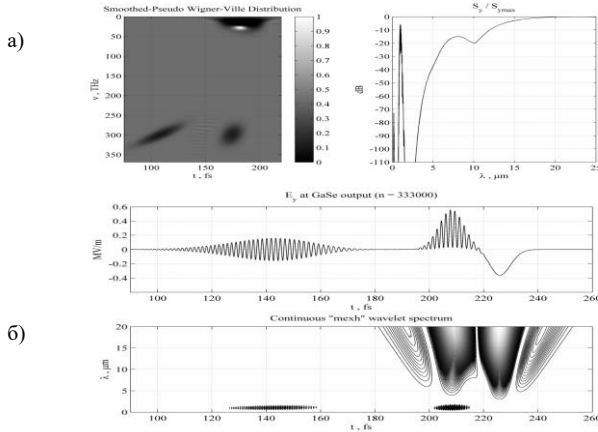


Рис.2.1 Сглаженное псевдо-распределение Вигнера-Вилля (СПРВВ) и нормированная спектральная плотность (НСП) (а), двумерное НВП (б).

Во второй главе рассматривается процесс генерации ИРЧ в поле взаимно-ортогонально линейно-поляризованных лазерных импульсов с плоскостями поляризации E_z и E_x , с длительностями 30 фс, с центральной длиной волны 1.98 мкм и амплитудой электрического поля 200 МВ/м распространяющимися вдоль нормали к плоскости $\langle 110 \rangle$ кристалла $GaAs$ с РДС. В численных расчетах толщина кристалла выбирается равной 17Λ . Показано что, при изменении периода Λ кристалла $GaAs$ с РДС в диапазоне значений от 23.02 мкм до 37.29 мкм, спектральная плотность ИРЧ на выходе из кристалла с РДС в диапазоне длин волн от 5.48 мкм до 10.12 мкм на 8 дБ больше спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла без РДС. Система уравнений Максвелла, описывающих данный процесс представлен в виде, аналогичном (2.1) и (2.2), а коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла $GaAs$ $\tilde{d}_{14}(y)$ с РДС, которая может быть представлена в виде ряда

$$\tilde{d}_{14}(y) = d_{14} \sum_{m=0}^M \frac{\sin(2\pi y [2m+1]/\Lambda)}{(2m+1)} \frac{\sin[\pi(m+1)/K]}{\pi(m+1)/K} \quad (2.9)$$

где $d_{14} = 150 \times 10^{-12}$ М/В. Выбор значения периода Λ РДС определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$1/\lambda_p = 1/\lambda_s + 1/\lambda_{TE}, \quad n(\lambda_p)/\lambda_p = n(\lambda_s)/\lambda_s + n(\lambda_{DF})/\lambda_{DF} + 1/\Lambda. \quad (2.10)$$

В РДС фазовый квазисинхронизм осуществляется для всех пар коротковолновых $\lambda_1 = \lambda_p$ и длинноволновых $\lambda_2 = \lambda_s$ спектральных компонент, для которых выполняются условия (2.10). Численные расчеты методом конечных разностей во временной области (FDTD) были проведены при следующих начальных условиях:

$$E_{z,x}(t, z=0) = E_{z0,x0} \cdot \exp(-t^2/\tau_{z0,z0}^2) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot c \cdot t/\lambda_{z0,x0}) \quad (2.11)$$

где $E_{x0} = E_{z0} = E_0 = 200$ МВ/м начальное значение амплитуды импульсов, $\tau_{x0} = \tau_{z0} = \tau_0 = 30$ фс длительность импульсов, и $\lambda_{x0} = \lambda_{z0} = \lambda_0 = 1.98$ мкм длина волны импульсов. Шаг пространственной и временной дискретизации выбирался равным $\lambda_0/300 = 6.6$ нм и $\Delta t = \Delta z/2c = 0.011$ фс соответственно. Относительная ошибка определения групповой скорости не превышает 0.06%. На рис.2.2 показана зависимость отношения спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла с РДС к спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла без РДС от длины кристалла.

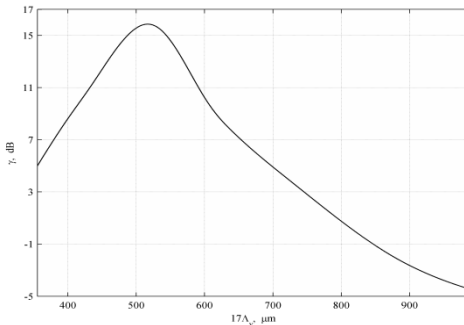


Рис.2.2 Зависимость отношения спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла с РДС к спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла без РДС от длины кристалла.

Как видно из рис.2.2 при $L_m = 517$ мкм ($\Lambda_m = 30.41$ мкм) превышение спектральной плотности ИРЧ на выходе из кристалла с РДС над спектральной плотностью ИРЧ на выходе из кристалла без РДС составляет 15.87 дБ ($\gamma_{\max} = 15.87$ дБ). Во второй главе приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса генерации ИРЧ в диапазоне от 1.5 мкм до 4 мкм в поле ФЛИ с плоскостью поляризации E_x , длительностью 10 фс на длине волны 0.81 мкм, распространяющегося перпендикулярно оптической оси в кристалле $LiNbO_3$ с РДС с периодом равным 12.6 мкм, что соответствует генерации ИРЧ на длине волны равной 3 мкм в условиях выполнения фазового квазисинхронизма. Система уравнений Максвелла для компонент электрического поля (E_z, E_x) и для компонент магнитного поля (H_z, H_x), представлен в виде аналогичном (2.1) и (2.2). При выбранной геометрии нелинейная поляризация кристалла $LiNbO_3$ с РДС, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатистическом приближении может быть представлена в виде

$$P_{xNL}(t) = 2 \cdot \epsilon_0 \cdot \tilde{d}_{31}(y) \cdot E_x(t) \cdot E_z(t), P_{zNL}(t) = \epsilon_0 \cdot \tilde{d}_{33}(y) \cdot E_z^2(t) + \epsilon_0 \cdot \tilde{d}_{31}(y) \cdot E_x^2(t). \quad (2.18)$$

где $\tilde{d}_{33}(y), \tilde{d}_{31}(y)$ пространственно-модулированные нелинейные восприимчивости кристалла $LiNbO_3$ с РДС, которые можно представить в виде ряда (2.15), где учитываются коэффициенты $d_{31} = 5.44 \cdot 10^{-12}$ м/В, $d_{33} = 2.76 \cdot 10^{-12}$ м/В нелинейные восприимчивости кристалла $LiNbO_3$, Λ период РДС.

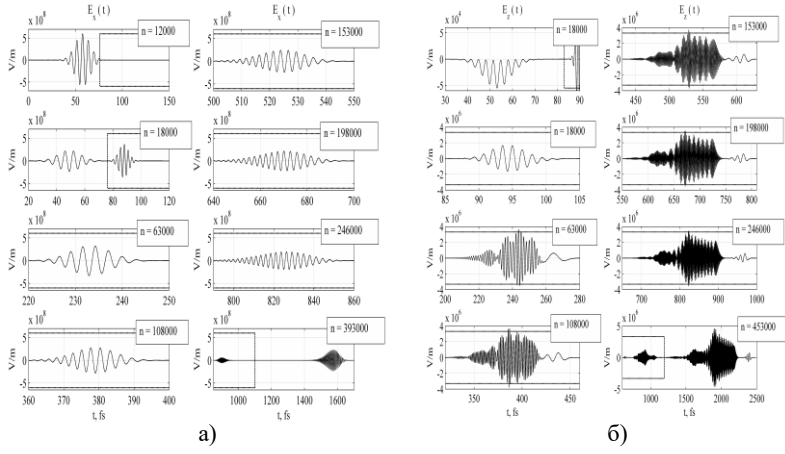


Рис.2.3 Временные профили x - поляризованного импульса $E_x(t,y)$ (а) и z - поляризованного импульса $E_z(t,y)$ (б) распространяющихся в кристалле $LiNbO_3$ с РДС состоящей из 20 доменов с периодом $\Lambda_{DF} = 12.6$ мкм при $E_{x0} = 600$ МВ/м, в разные дискретные моменты времени n соответственно.

В диапазоне длин волн 0.35 мкм – 5.5мкм коэффициенты преломления кристалла $LiNbO_3$ определяются уравнениями Селмейера при $T = 293K$.

Численные расчеты были проведены при следующих начальных условиях:

$$E_x(t, y = 0) = E_{x0} \cdot \exp(-t^2/\tau_{x0}^2) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot c/\lambda_{x0} \cdot t), E_z(t, y = 0) = 0 \quad (2.20)$$

где E_{x0} – амплитуда x - поляризованного импульса, $\tau_{i0} = 10$ фс длительность импульса, $\lambda_{x0} = 0.81$ мкм центральная длина волны. В расчетах значение амплитуды E_{x0} варьируется от 90 МВ/м до 600 МВ/м, период Λ кристалла $LiNbO_3$ с РДС выбирается равным 12.6 мкм, а длина кристалла как с РДС, так и без РДС выбирается равным $L = 10 \cdot \Lambda = 126$ мкм, что соответствует квазисинхронной генерации ИРЧ на 3мкм, а $\Delta y = \lambda_0/400 = 2.025$ нм и $\Delta t = \Delta y/2c = 3.375 \cdot 10^{-3}$ фс. Эффективность генерации ИРЧ для кристалла $LiNbO_3$ с РДС на 4.2 дБ (2.5 раза) больше эффективности генерации ИРЧ при использовании кристалла $LiNbO_3$ без РДС. На рис.2.3(а), рис.2.3(б) показаны временные профили x - поляризованного импульса $E_x(t,y)$, и z - поляризованного импульса $E_z(t,y)$ взятые в разные дискретные моменты n времени.

Во третьей главе предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты фемтосекундного лазерного импульса в ИК диапазоне относительно огибающей, путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих ИК импульсов в разность интенсивностей излучения на разностной частоте. Метод основан на генерации ИРЧ взаимно-ортогонально линейно-поляризованными лазерными импульсами распространяющимися в кристалле $GaSe$ с РДС. Рассматривается случай, когда длительности взаимодействующих импульсов накачки равны 30 фс, центральные длины волн составляют 1.98 мкм, а длина волны ИРЧ находится в диапазоне длин волн 8–12 мкм. В приближении однонаправленных волн описывается процесс распространения линейно-поляризованных лазерных импульсов с взаимно ортогональными плоскостями поляризации E_x и E_y вдоль оси z , совпадающей с оптической осью Z ([001]) в анизотропном в кристалле $GaSe$ с РДС (рис.3.1). Согласно рис.3.1, импульс E_x поляризован вдоль кристаллической оси X ([100]), а импульс E_y – вдоль Y ([010]).

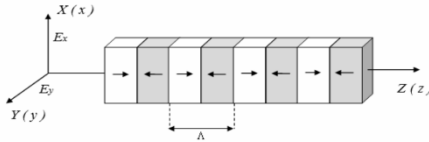


Рис.3.1 Анизотропный кристалл GaSe с РДС.

В рассматриваемой геометрии импульсы накачки E_x и E_y соответствуют волнам с обыкновенной поляризацией. В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих процесс распространения E_x и E_y поляризованных ФЛИ в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. При выбранной геометрии нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении может быть представлена в виде

$$P_{NL}(t) = -2\varepsilon_0 d_{22}(z) E_x(t) E_y(t) \quad P_{NL}(t) = -\varepsilon_0 d_{22}(z) E_x^2(t) + \varepsilon_0 d_{22}(z) E_y^2(t), \quad (3.1)$$

где $d_{22}(z)$ определяются в соответствии с выражением аналогичным (2.9).

В рассматриваемом приближении коэффициент преломления, определяемое в соответствии с формулой Селмейера, представлен в виде ряда по степеням ω^{2m} ($m \in \mathbb{Z}$). Начальные условия для численного решения системы дифференциальных уравнений выбираются в виде

$$\begin{aligned}\Phi_x(\xi=0, \eta) &= \Phi_{x0} \exp(-\eta^2 / \tau_p^2) \cos(\eta), \\ \Phi_y(\xi=0, \eta) &= \Phi_{y0} \exp(-\eta^2 / \tau_p^2) \cos(\eta - \delta\varphi),\end{aligned}\quad (3.2)$$

где $\Phi_{y0} = \Phi_{x0} = \Phi_0$ – начальные нормированные значения амплитуд импульсов с y - и x - поляризациями соответственно, $2\tau_p$ длительность импульсов, $\delta\varphi$ – разность фаз между взаимодействующими импульсами. Выбор значения длины волны ИРЧ при $\delta\varphi = 0$ определяется выбором величины периода L регулярной доменной структуры в соответствии с (2.10). Значение периода L регулярной доменной структуры выбирался равным 304 мкм, что соответствуют квазисинхронной генерации ИРЧ на длине волны 11.87 мкм. Количество периодов рассматриваемой РДС выбирался равным 11. Для определения зависимостей спектральных распределений взаимортогонально поляризованных импульсов ИРЧ на выходе из кристалла от разности фаз $\delta\varphi$ между взаимодействующими импульсами накачки на входе кристалла проводилась спектральная фильтрация электрических полей импульсов на выходе с помощью фильтра низких частот частотой среза $f_c = 85.71$ ТГц ($\lambda_c = 3.5$ мкм). Согласно (3.1), при равных амплитудах x - и y - поляризованных взаимодействующих импульсов спектр нелинейной поляризации среды при $\delta\varphi = 0$ определяется как $\tilde{P}_{xNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega) + \tilde{F}(\omega - 2\omega_0)$ и $\tilde{P}_{yNL}(\omega) = 0$, а при $\delta\varphi = \pi/2$ как $\tilde{P}_{xNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega - 2\omega_0)$ и $\tilde{P}_{yNL}(\omega) \propto \tilde{F}(\omega - 2\omega_0)$, где $\tilde{F}(\omega)$ – Фурье образ огибающей начального импульса. Таким образом, при $\delta\varphi = 0$ после процесса спектральной фильтрации спектр сгенерированной в среде x - поляризованной нелинейной поляризации будет сосредоточен в окрестности низких частот и отличен от нуля, а спектр сгенерированной в среде y - поляризованной нелинейной поляризации равен нулю. А при $\delta\varphi = \pi/2$ спектры x - и y - поляризованных, сгенерированных в среде излучений будут равны нулю. На рис.3.2 показана зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектра для x - и y - поляризованных импульсов (A_{xIR} , A_{yIR}) от разности фаз. Согласно рис.3.2, при изменении $|\delta\varphi|$ от 0 до 45° A_{xIR} изменяется от 15.1 мкм до 16 мкм. Таким образом, при изменении $|\delta\varphi|$ от 0 до 45° для x - поляризованного импульса ИРЧ существует однозначное соответствие между значением величины A_{xIR} и разностью фаз. При “смешивании” x - поляризованного ИРЧ на длинах волн от 15.1 мкм до 16 мкм с излучением одномодового квантово-каскадного лазера, работающего при комнатной температуре на длине волны 16 мкм, частота сигнала биений будет находиться в радиодиапазоне и будет пропорциональна разности фаз между взаимодействующими импульсами.

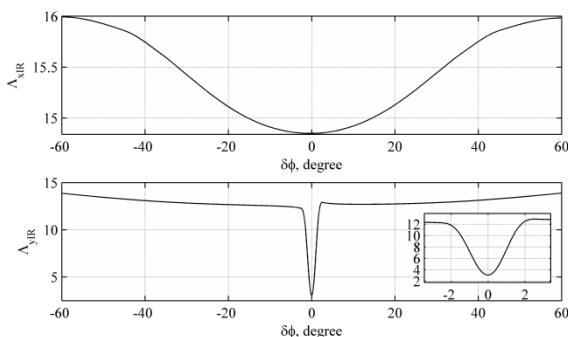


Рис.3.2 Зависимость длины волны ИРЧ, соответствующая максимуму спектра для x - и y -поляризованных импульсов (λ_{xIR} , λ_{yIR}) от разности фаз.

Полученная зависимость может быть использована для фазовой синхронизации двух волоконно-оптических фемтосекундных лазеров, один из которых является частотно-стабилизированным.

В третьей главе предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты субпикосекундного лазерного импульса (СПЛИ) в среднем ИК диапазоне относительно огибающей, путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих СПЛИ излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей излучения на суммарной частоте. Метод основан на генерации излучения суммарной частоты (ИСЧ) двумя одинаково линейно-поляризованными СПЛИ накачки с разностью фаз, распространяющимися в кристалле $GaSe$ с РДС. Показано, что в поле субпикосекундного лазерного ИК импульса накачки на центральной длине волны 9.6 мкм, распространяющегося в кристалле $GaSe$ с РДС с периодом равным 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. На основе нелинейных систем уравнений Максвелла рассматривается процесс влияния разности фаз между двумя одинаково линейно-поляризованными СПЛИ в среднем ИК диапазоне длин волн с компонентами электромагнитного поля (E_{x1}, E_{x2}) и (H_{z1}, H_{z2}) , распространяющихся вдоль главной оптической оси (z -срез) кристалла $GaSe$ точечной группы $\bar{6}2m$ с РДС (рис.3.1), на эффективность генерации ИСЧ. Выбор периода Λ_2 для реализации условия квазисинхронной генерации y - поляризованного излучения второй гармоники (ВГ), определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$1/\lambda_{s2} = 2/\lambda_{IR}, \quad n_o(\lambda_{s2})/\lambda_{s2} = n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR} + 1/\Lambda_2 \quad (3.3)$$

где λ_{IR} – центральная длина волны субпикосекундного импульса накачки в среднем ИК диапазоне длин волн, λ_{s2} – центральная длина волны импульса ВГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c2} = \pi/\Delta k_2$, где $\Delta k_2 = 2\pi(n_o(\lambda_{s2})/\lambda_{s2} - 2n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR})$. Выбор значения периода Λ_3 для реализации условия квазисинхронной генерации y - поляризованного излучения третьей

гармоники (ТГ), определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса

$$1/\lambda_{S3} = 1/\lambda_{S2} + 1/\lambda_{IR}, \quad n_o(\lambda_{S3})/\lambda_{S3} = n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2} + n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR} + 1/\Lambda_3 \quad (3.4)$$

где λ_{S3} – центральная длина волны импульса ТГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c3} = \pi/\Delta k_3$, где

$$\Delta k_3 = 2\pi(n_o(\lambda_{S3})/\lambda_{S3} - n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2} - n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR}). \text{ Выбор значения периода } L_4 \text{ для реализации условия квазисинхронной генерации } y\text{-поляризованного излучения четвертой гармоники (ЧГ), определяется из условий}$$

$$1/\lambda_{S4} = 2/\lambda_{S2}, \quad n_o(\lambda_{S4})/\lambda_{S4} = n_o(\lambda_{S2})/\lambda_{S2} + 1/\Lambda_4 \quad (3.5)$$

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

Выбор значения периода L_5 для реализации условия квазисинхронной генерации x -поляризованного излучения пятой гармоники (ПГ) определяется из условий

$$1/\lambda_{S5} = 1/\lambda_{S4} + 1/\lambda_{IR}, \quad n_o(\lambda_{S5})/\lambda_{S5} = n_o(\lambda_{S4})/\lambda_{S4} + n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR} + 1/\Lambda_5 \quad (3.6)$$

где λ_{S5} – центральная длина волны импульса ПГ. Когерентная длина для данного процесса определяется как $L_{c5} = \pi/\Delta k_5$, где

$$\Delta k_5 = 2\pi(n_o(\lambda_{S5})/\lambda_{S5} - n_o(\lambda_{S4})/\lambda_{S4} - n_o(\lambda_{IR})/\lambda_{IR}).$$

Процессы генерации более высоких гармоник не учитываются ввиду их весьма малой эффективности. Известно, что 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 или целому нечетному числу, или отношению целых нечетных чисел возможна реализация одновременного квазисинхронизма для всех рассматриваемых процессов генерации гармоник. На рис.3.3 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.3.3, при $\lambda = 9.6$ мкм $L_{c2} = L_{c3} = L_0 = 108$ мкм, $L_{c4} = 84$ мкм, а $L_0/L_{c4} = 9/7$. Вместе с тем, при $\lambda_{IR} = 9.6$ мкм и периоде РДС равном $2L_0$ квазисинхронная генерация ПГ не возможна. Начальные условия для численного решения системы нелинейных уравнений Максвелла выбираются в виде

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

$$\cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_{x0}} \cdot t + \delta\varphi\right) = 2E_{x0} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{x0}^2}\right) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_{x0}} \cdot t + \frac{\delta\varphi}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right),$$

$$E_y(t, z = 0) = 0$$

где E_{x0} – амплитуда x -поляризованного импульса, $\tau_{x0} = 300$ фс длительность x -поляризованного импульса, а $\lambda_{x0} = \lambda_{IR} = 9.6$ мкм – центральная длина волны, $\delta\varphi$ – разность фаз между двумя начальными x -поляризованными импульсами. Амплитуда импульса $E_{x0} = 400$ МВ/м.

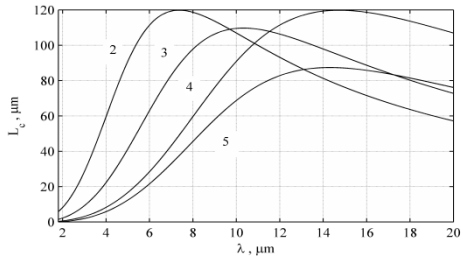


Рис.3.3 Зависимости когерентных длин для генерации ВГ (L_{c2} – кривая 2), ТГ (L_{c3} – кривая 3), ЧГ (L_{c4} – кривая 4) и ПГ (L_{c5} – кривая 5) от центральной длины волны λ – поляризованного СПЛИ накачки – λ .

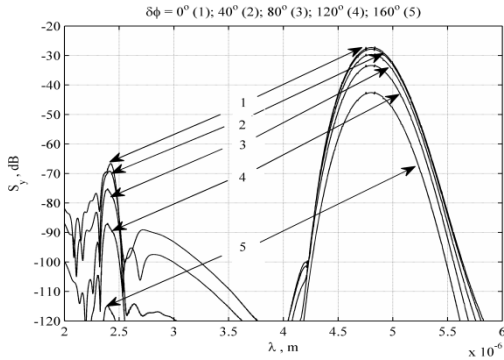


Рис.3.4 Зависимости, нормированных на максимум спектральной плотности λ – поляризованного СПЛИ, спектральные плотности y – поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\varphi$ равных 0° , 40° , 80° и 120° в диапазоне длин волн от 2 мкм до 6 мкм.

На рис.3.4 приведены зависимости, нормированных на максимум спектральной плотности λ – поляризованного субпикосекундного ИК импульса, спектральные плотности y – поляризованного импульса ИСЧ на выходе из кристалла для значений разности фаз $\delta\varphi$ равных 0° , 40° , 80° и 120° в диапазоне длин волн от 2 мкм до 6 мкм. Как видно из рисунка, увеличению разности фаз $\delta\varphi$ соответствует уменьшение интенсивности импульсов ВГ и ЧГ.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЕ

1. В результате теоретического исследования и численного моделирования показано, что при генерации ИРЧ методом оптического выпрямления пространственно-ограниченного фемтосекундного лазерного импульса в поперечном распределении электрического поля ИРЧ на выходе из кристалла каждому спектральному компоненту соответствует определенная координата, что позволит с помощью амплитудно-фазового транспаранта, установленного непосредственно на выходе

кристалла, управлять как спектром, так и временным профилем импульса ИРЧ в дальнем поле.

2. В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей взаимно-ортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний в изотропном и одноосном нелинейных кристаллах с квадратичной нелинейностью с регулярной и чирпированной доменной структурой в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

3. Для исследования время-частотной динамики широкополосного импульса ИК излучения, сгенерированного в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле *GaAs* с периодической и чирпированной доменной структурой в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии использовано преобразование Вигнера.

4. Для повышения частотно-временного разрешения проведен вейвлет анализ динамического спектра ИРЧ, сгенерированного в поле лазерного импульса длительностью в несколько периодов распространяющегося в кристалле *GaSe*.

5. Методом конечных разностей во временной области проведено численное интегрирование во времени системы нелинейных уравнений Максвелла описывающих процесс уширения спектра, возникающего в результате взаимодействия лазерного импульса длительностью несколько колебаний с изотропным нелинейным кристаллом *GaAs* и с анизотропными нелинейными кристаллами *GaSe* и *LiNbO₃*.

6. Предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты лазерного импульса длительностью несколько колебаний в ИК диапазоне относительно огибающей, путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих ИК импульсов в разность интенсивностей излучения на разностной частоте.

7. Предложен новый метод определения смещения фазы центральной частоты лазерного субпикосекундного импульса длительностью нескольких колебаний относительно огибающей путем нелинейно-оптического преобразования разности фаз взаимодействующих субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне в разность интенсивностей сгенерированных импульсов излучения в ближнем ИК.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

1. А.А. Ахумян, Э.М. Лазиев, А.С. Никогосян, Д.Л. Оганесян, Г.Д. Оганесян, “Генерация разностной частоты в кристалле *GaAs* с периодической доменной структурой при оптическом выпрямлении фемтосекундного лазерного импульса”, Известия НАН Армении, Физика, т.45, №1, с.28-38, 2010.
2. Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян, Г.Д. Оганесян, А.С. Мартиросян, К.А. Оганесян, “Генерация излучения разностной частоты в *GaAs* в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии”, Известия НАН Армении, Физика, т.46, №2, с.91-108, 2011.

3. A.S. Martirosyan, D.L. Hovhannisyanyan, V.O. Chaltikyan, G.D. Hovhannisyanyan, "Radiation of difference frequencies at optical rectification of spatially-limited femtosecond laser pulse in the periodically-poled GaAs crystal", Proceedings Paper, DOI: 10.1117/12.852578, SPIE Photonics Europe, Conferences: 13-15 April 2010, Belgium Photonics Europe (2010).
4. D.L. Hovhannisyanyan, V.O. Chaltikyan, G.D. Hovhannisyanyan, "Generation of difference frequency radiation in the field of few-cycle laser pulse propagating in GaAs crystal with periodic and aperiodic domain structure", Laser Physics 2011, International Journal of Modern Physics: Conference Series, Vol. 15 (2012) 91–98, World Scientific Publishing Company.
5. Д.Л. Оганесян, А.О. Варданян, Г.Д. Оганесян, "Генерация излучения на разностной частоте в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в кристалле GaAs с доменной структурой", Квантовая Электроника, 2013, Том 43, № 6, с. 519-525.
6. А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян, "Динамика процесса генерации излучения разностной частоты в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний распространяющегося в кристалле GaAs с доменной структурой", Известия НАН Армении, Физика, т.49, N 2, сс. 99-113, (2014).
7. G.D. Hovhannisyanyan, "Summary and difference frequency radiation generation in the field of few-cycle laser pulse propagating in GaSe", Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), vol.22, N3, pp. 135-147, 2013.
8. D.L. Hovhannisyanyan, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyanyan, "Theoretical investigation and computational modeling of the difference frequency generation of few cycle laser pulse in GaAs", Journal of Modern Optics, 57, 10, 1228 (2010).
9. D.L. Hovhannisyanyan, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyanyan, "Modeling of difference frequency radiation energy redistribution process in a spectrum of laser pulse of a few optical cycles propagating in a quasi-phase-matching GaAs crystal", Journal of Modern Optics, Vol. 57, No. 12, 10 July 2010, 1075–1086.
10. G. Hovhannisyanyan, "Generation of Summary and Difference Frequency Radiation in the Field of Few-Cycle Laser Pulse Propagating in Periodically Poled Lithium Niobate", Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), 2013, Vol. 22, No. 1, pp. 37–55. © Allerton Press, Inc., 2013.
11. G.D. Hovhannisyanyan, "Generation of difference frequency radiation in the field of few-cycle laser pulse propagating in periodically-poled Lithium Niobate", pp.33-43, PROCEEDINGS of the International Conference on Microwave and THz Technologies and Wireless Communications, October 16-17, 2012, Yerevan, Armenia.
12. D.L. Hovhannisyanyan, A.H. Hovhannisyanyan, V.O. Chaltikyan, G.D. Hovhannisyanyan, K.A. Hovhannisyanyan, "2D Simulation of Generation of Difference Frequency Radiation by Few-Cycle Laser Pulse in Thin Crystal of GaAs", Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), v. 21, No. 3 pp. 145–158, 2012.
13. A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, G.D. Hovhannisyanyan, "Generation of Difference-frequency Radiation by Spatially Limited Few-cycle Laser Pulse in Thin Crystal of GaAs", Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 1415-1420, 2013.

14. D. Hovhannisyan, E. Laziev, S. Dupont, G. Hovhannisyan, “Theoretical study and 2D computational modeling of middle-infrared radiation generation in the field of few-cycle laser pulse propagating in GaSe slab waveguide”, Journal of Modern Optics, v. 61, 20, pp. 1641-1655, 2014.
15. А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян, “Определение смещения фазы центральной частоты лазерного импульса длительностью в несколько колебаний относительно огибающей”, Известия НАН Армении, Физика, т.50, №2, 212-227, 2015.
16. A.A. Hakhumyan, G.D. Hovhannisyan, “Method of determination the femtosecond fiber laser pulse central wavelength phase offset respect to the envelope”, International Conference on Microwave and THz Technologies and Applications, October 02 – 03, pp. 23-28, Aghveran, Armenia, 2014.
17. А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян, “Нелинейно-оптический фазовый коррелятор для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне длин волн”, Известия НАН Армении, Физика, т.50, 4, сс. 476-491, 2015.

**ՄԻ ՔԱՆԻ ՏՍԱՆՄԱՍԲ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ
ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ և ՆՐԱ ՓՈՒԼԻ ՇԵՂՄԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ**

ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ

1. Հետազոտված է ֆեմտոպայրկյանային լազերային իմպուլսի տարածական սահմանափակվածության ազդեցությունը պարբերական դոմենային կառուցվածքով GaAs –ի բյուրեղում տարբերային հաճախականության ճառագայթման (SՀՃ) գեներացիայի արդյունավետության վրա: Ցույց է տրվել, որ SՀՃ տարածման ժամանակ, լայնական բաշխվածությունում տեղի է ունենում տարածական սպեկտրալ – անկյունային գտում: Ստացվել է արտահայտություն SՀՃ հաճախականային – անկյունային սպեկտրի համար: Ցույց է տրվել, որ 1.716 մմ հաստությամբ և 74.6 մկմ պարբերությամբ պարբերական դոմենային կառուցվածքով GaAs –ի բյուրեղում տարածվող 100 ֆվ տևողությամբ, 1.98 մկմ ալիքի երկարությամբ, 24 մկմ շառավղով և 30նՋ էներգիայով ֆեմտոպայրկյանային մղման փնջի դեպքում, 14 մկմ ալիքի երկարությանը համապատասխանող SՀՃ գեներացիայի էֆեկտիվությունը կազմում է 2×10^{-6} :
2. Միառոզղված ալիքների մոտարկմամբ դուրս է բերված մասնակի անանցյալներով կապված դիֆֆերենցիալ հավասարումների համակարգ, որը նկարագրում է փոխռոզղահայաց գծայնորեն բևեռացված մի քանի տատանում տևողությամբ լազերային իմպուլսների էլեկտրական դաշտի փոփոխությունը ոչ գծային միջավայրում տարածվելիս թույլ արտահայտված խրոմատիկ դիսպերսիայի դեպքում:
3. Դիտարկված է պարբերային բևեռացմամբ GaAs բյուրեղում մի քանի օպտիկական պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի տարածման միջոցով SՀՃ գեներացիայի պրոցեսը թույլ արտահայտված դիսպերսիայի ռեժիմում: Ուղիղների եղանակի միջոցով ստացված է ոչ գծային մասնավոր

ածանցյալներով կապված դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի թվային լուծումը, որը նկարագրում է մի քանի պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի էլեկտրական դաշտի տարածման փոփոխությունը պարբերական և ոչ պարբերական բևեռացված GaAs միջավայրում: Ցույց է տրված, որ պարբերական բևեռացմամբ GaAs միջավայրի կիրառումը թույլ է տալիս ղեկավարել լայնաշերտ տարբերային հաճախության իմպուլսի հաճախային մոդուլյացիայի օրենքը:

4. *GaSe* բյուրեղում մի քանի տատանմամբ լազերային իմպուլսի միջոցով գեներացված SZՃ – ի սպեկտրի ժամանակային դինամիկայի լուծողականության բարձրացման նպատակով կիրառվել է վեյֆլետ վերլուծություն:

5. Կատարվել է մի քանի տատանմամբ լազերային իմպուլսի և ոչ գծային բյուրեղների *GaAs*, *GaSe* և *LiNbO3*, փոխազդեցության միջոցով սպեկտրի հարստացումը նկարագրող Մաքսվելի հավասարումների թվային ինտեգրումը ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարբերությունների եղանակով:

6. Առաջարկված է մի քանի տատանում տևողությամբ լազերային իմպուլսի կենտրոնական հաճախության և փաթույթի միջև եղած փուլի շեղման որոշման եղանակը: Այն հիմնված է S2 բաղադրիչների գեներացման հիման վրա որոնք առաջանում են պարբերական բևեռացված դոմենային կառուցվածք ունեցող *GaSe* բյուրեղում փոխօրթոգոնալ գծային բևեռացմամբ լազերային իմպուլսների տարածման ժամանակ: Ստացված է SZՃ սպեկտրի մաքսիմումին համապատասխանող ալիքի երկարության կախվածությունը գծային բևեռացմամբ մղման լազերային իմպուլսների փուլերի շեղումից: Ստացված է տարբերային հաճախային բաղադրիչների սպեկտրի նորմավորված բաշխվածությունների կախվածությունը մղման իմպուլսների փուլերի շեղումից: Դիտարկված է 30 ֆվ տևողությամբ լազերային իմպուլս 1.98 մկմ ալիքի երկարությամբ, իսկ տարբերային բաղադրիչների ալիքի երկարություններն ընկած են 8-12 մկմ տիրույթում: Ցույց է տրված, որ առաջարկված եղանակը կարելի է կիրառել երկու ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների փուլային սինքրոնիզացիայի համար:

7. Առաջարկված է ենթապիկտոպրկյանային լազերային իմպուլսի կենտրոնական հաճախության փուլային շեղման որոշման եղանակ միջին ԻԿ տիրույթում: Մեթոդը հիմնված է գումարային հաճախային բաղադրիչների գեներացման վրա որոնք առաջանում են պարբերական բևեռացված դոմենային կառուցվածք ունեցող *GaSe* բյուրեղում տարբեր փուլերով երկու գծային բևեռացմամբ ԻԿ լազերային իմպուլսների տարածմամբ: Ցույց է տրված որ 9.6 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ ենթապիկտոպրկյանային լազերային ԻԿ իմպուլսի 216 մկմ պարբերությամբ կանոնավոր դոմենային կառուցվածք ունեցող *GaSe* բյուրեղում տարածվելիս տեղի է ունենում մղման իմպուլսի երկրորդ, երրորդ և չորրորդ հարմոնիկների միաժամանակյա քվազիսինքրոն գեներացում 4.8 մկմ, 3.2 մկմ և 2.4 մկմ ալիքների երկարությունների վրա համապատասխանաբար:

Ստացված արդյունքները կարող են կիրառվել ոչգծային օպտիկական փուլային կորեյաստորի նախագծման նպատակով միջին ԻԿ ենթապիկովարկյանային լազերային իմպուլսի փուլի որոշման համար:

FEW CYCLE INFRARED RADIATION PULSE GENERATION AND ITS PHASE SHIFT DETERMINATION

SUMMARY

1. The difference frequency radiation (DFR) features generated by spatially-limited femtosecond laser pulse with Gaussian spatial profile of intensity and the amplitude front in periodically-poled GaAs crystal are considered. An expression for the frequency-angular spectrum and the spectral density of DFR in the far field is obtained. It is shown that generating the DFR via optical rectification of spatially-limited femtosecond laser pulse in cross-section distribution of DFR near field a certain coordinate corresponds to the appropriate spectral component. It is shown that removing from the axis x the low-frequency filtration of DFR pulse time profile takes place. It's shown that for a pumping beam by radius $24 \mu\text{m}$, with wavelength $1.98 \mu\text{m}$, duration 100 fs and energy 30 nJ propagating in periodically-poled GaAs crystal with length 1.716 mm , with periodic of domain $74.6 \mu\text{m}$, efficiency of generation on frequency 21.428 THz is 2×10^{-6} .

2. A system of coupled differential equations in partial derivatives in the approximation of unidirectional waves which describe the evolution of electric fields of mutually-orthogonal linearly polarized laser pulses with duration of few optical oscillations in a nonlinear crystal with quadratic nonlinearity in the regime of weakly expressed chromatic dispersion were derived.

3. The process of DFR generation by a femtosecond laser pulse propagating in GaAs crystal with both periodic and aperiodic domain structure is studied. It's obtained the numerical solution of this system by the method of lines, calculated the temporal profile and the spectrum of the DFR pulse produced via filtration of spectral supercontinuum formed at the output of nonlinear crystal and obtained the time dependences of instantaneous frequencies of the DFR pulse. It's shown that employing aperiodically polarized domain structures allows controlling the law of frequency modulation of the broadband DFR pulse. For study of time-frequency distribution of the broadband DFR pulse the Wigner transformation (WT) were applied.

4. The results of numerical study of the generation process of DFR arising via interaction of linearly polarized a few cycle laser pulses propagating in a GaSe crystal is present. The interaction of pulse having the central wavelengths of $1.98 \mu\text{m}$, duration of 30 fs with the electric field amplitude 100 MV/m , propagating along the optical axis is considered. The thickness of GaSe crystal in numerical simulations is $198 \mu\text{m}$. For study the pulse dynamic spectrum evolution the smoothed pseudo Wigner distribution (SPWVD) transformation was applied. In order to increase the time and frequency resolution of the pulse dynamic spectrum the Mexican-hat wavelet based continuous wavelet transform (CWT) was applied. The dependence of DFR generation efficiency versus propagation distance inside of crystal at fixed values of initial pump pulse amplitude 10 MV/m , 50 MV/m and 100 MV/m is obtained. The DFR generation efficiency dependence versus initial pump pulse amplitude is

obtained also. It's shown that the maximum value of DFR generation efficiency at initial pump pulse amplitude 100 MV/m is 4.8×10^{-3} % and 2.7×10^{-3} % respectively.

5. The results of numerical study of the generation process of DFR arising via interaction of linearly polarized a few-cycle laser pulses propagating in a quasi-phase-matching (QPM) LiNbO₃ crystal is present. Considered the interaction of pulses having the central wavelengths of 0.81 μm , duration of 10 fs with the electric field amplitude 600 MV/m, propagating along the normal to the optical axis. The period of QPM LiNbO₃ crystal in numerical simulations is 12.6 μm and chosen such that QPM generation of DFR takes place at 3 μm . It is shown that at this period take place the simultaneous QPM for SFR at 0.41 μm , 0.36 μm , 0.33 μm , and 0.31 μm and for DFR at 3 μm wavelengths respectively. It's presented the results of theoretical studies of the generation process of DFR arising via interaction of mutually orthogonal linearly- polarized a few-cycle laser pulses propagating in GaAs crystal. Numerical time-integration by the finite-difference method of nonlinear Maxwell equations systems has been performed. Considered the interaction of pulses having the central wavelengths of 1.98 μm and 1.55 μm , duration of 30 fs with the electric field amplitudes 295×10^6 V/m and 463×10^6 V/m correspondingly, propagating along the normal to the $\langle 110 \rangle$ plane in the 854 μm -thickness of the GaAs crystal. The process of DFR pulses formation arising via spectral filtration of supercontinuum formed in the spectra of pump pulses at the output of nonlinear crystal is studied.

6. A method for determination of the few cycle duration laser pulse central frequency phase offset respect to envelope is proposed. The method is based on the DFR generation by mutually orthogonal linearly polarized laser pulses propagating in a crystal GaSe with regular periodical domain structure. The dependence of the wavelength of the DFR, corresponding to the maximum of the spectrum, vs. the phase difference between the mutually orthogonal linearly polarized pump pulses is obtained. The dependences of mutually orthogonal polarized laser pulses normalized spectral densities at the difference frequency vs. the phase difference between the pump pulses are obtained. It's considered the case where the duration of the interacting pulses are 30 fs, the central wavelength is 1.98 μm and the difference frequency radiation wavelength is in the (8-12) μm range. It is shown that this method can be applied for the two femtosecond fiber lasers phase locking.

7. The method of determination of the phase shift of the central frequency of subpicosecond laser pulse in the mid-IR wavelength range is offered. The proposed method is based on the generation of radiation at sum frequency by two equally linearly polarized subpicosecond laser pulses 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 RDS 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.

