

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИРПА СУБПИКОСЕКУНДНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ
ИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СПЕКТРОГРАММЫ
ИМПУЛЬСА ЧЕТВЕРТОЙ ГАРМОНИКИ**

М.Л. МОВСИСЯН*, Д.Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: manushak.mov@mail.ru

(Поступила в редакцию 8 мая 2026 г.)

В данной работе предлагается метод определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне на центральной длине волны 10.0 мкм, основанный на генерации импульсов второй гармоники как спектрально-ограниченным, так и частотно-модулированным субпикосекундными импульсами и последующей неколлимированной генерации излучения четвертой гармоники соответствующими импульсами второй гармоники. В работе приводится временная зависимость мгновенной частоты частотно-модулированного импульса второй гармоники, полученная в результате численного моделирования процесса нелинейного взаимодействия импульсов второй гармоники, распространяющихся в отрицательном одноосном кристалле AgGaS_2 .

1. Введение

В разрабатываемых системах и устройствах фотоники в среднем ИК-диапазоне до последнего времени использовались в основном явления линейной ИК-оптики [1–4]. Однако в последнее десятилетие появились источники импульсного излучения в среднем ИК-диапазоне с энергией в отдельном импульсе вплоть до 125 мкДж и пиковыми интенсивностями до 1013 Вт/см² [5].

Достижения в создании источников мощного импульсного излучения в среднем ИК-диапазоне позволили перейти к развернутым исследованиям в области нелинейной ИК-оптики [6, 7]. На сегодня уже появилось несколько обзоров по этому направлению [8, 9].

Область применения излучения лазеров в среднем ИК-диапазоне непрерывно расширяется благодаря повышению уровня их мощности. Прогресс в области генерации и измерений параметров субпикосекундных лазерных импульсов в среднем ИК-диапазоне определяется применением нелинейно-оптических методов [10]. Для субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК-диапазоне создание нелинейно-оптических методов определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса имеет весьма важное практическое значение в фундаментальных и прикладных задачах нестационарной ИК-спектроскопии и диагностики пучков заряженных частиц [11–13].

В настоящей работе предлагается метод определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне, основанный на генерации

импульсов второй гармоники (ВГ) как спектрально-ограниченным, так и частотно-модулированным субпикосекундными импульсами и последующей неколлимированной генерации излучения четвертой гармоники (ЧГ) соответствующими импульсами ВГ. В качестве нелинейного кристалла предлагается использовать AgGaS_2 (тиогаллат серебра) – отрицательный одноосный кристалл точечной группы симметрии $\bar{4}2m$ с диапазоном прозрачности от 0.5 до 13 мкм.

Метод преобразования частоты лазерного излучения, при котором взаимодействующие пучки пересекаются под углом фазового синхронизма внутри нелинейного кристалла, позволяет расширить фазовый синхронизм и обойти ограничения по полосе частот, характерные для коллинейрной генерации гармоник.

2. Схема нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне

На рис.1 показана схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора для определения chirpa субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне. В качестве источника импульса – MIR PS можно, в частности, использовать параметрический преобразователь частоты на основе одномерной фотонной структуры [14]. В качестве источника можно использовать также нелинейно-оптический перестраиваемый параметрический генератор узкополосного излучения разностной частоты в диапазоне 10–15 мкм с амплитудой электрического поля до 190 В/мкм [16].

Принцип работы нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне достаточно подробно рассматривается в работе [17].

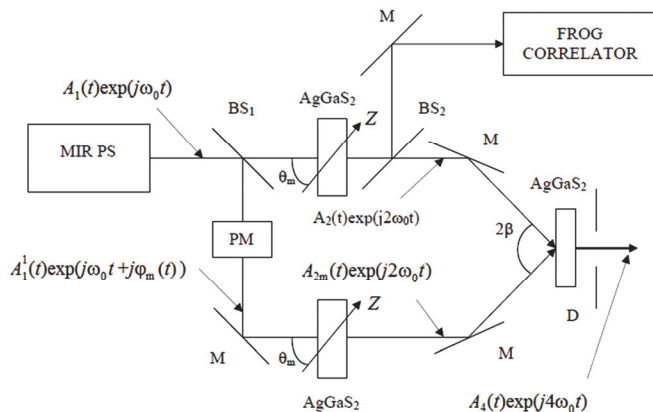
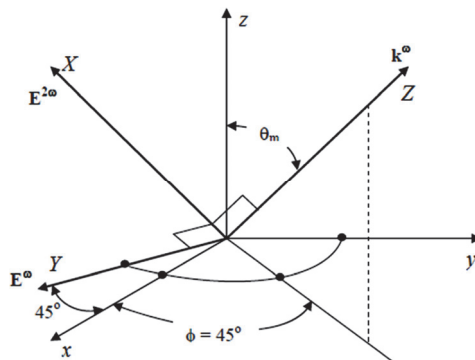


Рис.1. Схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора.

3. Коллинеарная генерация второй гармоники частотно-модулированным субпикосекундным лазерным импульсом в среднем ИК-диапазоне. Характеристические расстояния, описывающие процесс генерации ВГ

Как и в работе [17], рассматривается линейно-поляризованный ИК-импульс с плоским волновым фронтом, длительностью $2 \times \tau_0 = 18 \times \lambda_0 / c = 600$ фс, где $2 \times \tau_0$ – длительность импульса, $\lambda_0 = 10$ мкм центральная длина волны, с компонентой электрического поля $E_Y^{(0)}$, распространяющейся вдоль оси Z , совпадающей с

На рис.2 показана взаимная ориентация кристаллографической (XYZ) и лабораторной (xzy) координатных систем. В поле ИК-импульса E_Y^ω с поляризацией, соответствующей обыкновенной волне, распространяющегося в нелинейном кристалле вдоль оси z , будет генерироваться импульс ВГ $E_Z^{2\omega}$ с поляризацией вдоль оси z . Угол θ_m составляет $61^\circ 36'$ [17, 18].



С учетом линейных дисперсионных членов высшего порядка, инерционности нелинейной связи первого порядка и без учета явления двулучепреломления система уравнений, описывающая данный процесс в приближении медленно-меняющихся амплитуд (ММА), может быть представлена в виде [15, 17]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_1(\omega_0) \frac{\partial A_1}{\partial t} + \sum_{m=2}^{10} i^{m-1} \frac{\beta_m(\omega_0)}{m!} \frac{\partial^m A_1}{\partial t^m} = -i\gamma_1 A_2 A_1^* \exp(i\Delta kz) - \frac{\gamma_1}{\omega_0} \frac{\partial(A_2 A_1^*)}{\partial t} \exp(i\Delta kz), \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_1(2\omega_0) \frac{\partial A_2}{\partial t} + \sum_{m=2}^{10} i^{m-1} \frac{\beta_m(2\omega_0)}{m!} \frac{\partial^m A_2}{\partial t^m} = -i\gamma_2 A_1^2 \exp(-i\Delta kz) - \frac{\gamma_2}{2\omega_0} \frac{\partial(A_1^2)}{\partial t} \exp(-i\Delta kz), \quad (2)$$

где A_1, A_2 – комплексная амплитуда у-поляризованного ИК-импульса и х-поляризованного импульса ВГ, соответственно, $\beta_m(\omega_0) = (\partial^m k(\omega) / \partial \omega^m) \big|_{\omega=\omega_0}$, $\beta_m(2\omega_0) = (\partial^m k(\omega) / \partial \omega^m) \big|_{\omega=2\omega_0}$, $k(\omega)$ – волновой вектор, $\gamma_1 = (2\pi d_{14}(\omega_0) \omega_0^2) / k(\omega_0) c^2$ и $\gamma_2 = (2\pi d_{36}(2\omega_0) (2\omega_0)^2) / k(2\omega_0) c^2$ – коэффициенты нелинейной связи волн, $d_{36}(5\text{мкм}) = 13.1 \pm 2.2$ пм/В, $d_{14}(10\text{мкм}) = 12.5 \pm 2.2$ пм/В – нелинейные восприимчивости кристалла AgGaS₂, $1/\beta_1(\omega_0)$ и $1/\beta_1(2\omega_0)$ – групповые скорости основного импульса и импульса второй гармоники, $\Delta k = 2k(\omega_0) - k(2\omega_0)$ – расстройка волновых векторов. Начальные условия для численного решения системы нелинейных уравнений (1) и (2) выбираются в виде

$$A_1(t, z=0) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp\left(-i \frac{C}{\tau^2} t^2\right), \quad A_2(t, z=0) = 0, \quad (3)$$

где A_0 – амплитуда начального ИК-импульса, $2\tau = 18\lambda_0/c = 600$ фс – длительность ИК-импульса, $\lambda_0 = 10$ мкм – центральная длина волны, C – безразмерная постоянная, описывающая линейный чирп импульса в среднем ИК-диапазоне. Длина нелинейного кристалла выбирается равной $L = 997$ мкм и, следовательно, дифракционным расплыванием ИК-импульса $A_1(t)$ можно пренебречь [17]. При расчете импульса ВГ $A_2(t)$ значение постоянной C принимается равным нулю, а при расчете импульса ВГ $A_{2m}(t)$ постоянная C принимает значения ± 0.4 и ± 1.2 . Численное решение системы уравнений (1) и (2) с учетом начальных условий (3) и принимаемых значений C определяется при значениях амплитуды A_0 импульса накачки, равных 50 и 100 В/мкм. Численное решение системы уравнений (1) и (2) получено Фурье-методом с расщеплением по физическим факторам с пространственным шагом, равным 49.85 нм [16]. Длина когерентности L_C при $C = 0$ составляет 1019.21 мкм, а при $C = 0.4$ и 1.2 составляет 946.29 и 652.33 мкм, соответственно [17, 18].

Согласно [15, 17], для выбранного типа кристалла длиной 997 мкм дисперсионным расплыванием как спектрально-чистого, так и частотно-модулированного начального импульса (3) можно пренебречь. При $C = 0$ и значениях амплитуды A_0 , равных 50 и 100 В/мкм, нелинейное расстояние $L_{NL} = 1/(\gamma_2 A_0)$ составляет 795.14 и 397.57 мкм.

В работе [17] путем численного интегрирования получены временные зависимости огибающей, мгновенной частоты импульса накачки $A_1(t)$, временные зависимости огибающей и мгновенной частоты импульса ВГ $A_{2m}(t)$. Приведены зависимости коэффициентов преобразования энергии от длины пройденного в кристалле пути z . Вышеуказанные зависимости получены при значениях начального чирпа $C = \pm 0.4; \pm 0.8; \pm 1.2$ и значениях начальной амплитуды $A_0 = 50; 75$ и 100 В/мкм. Там же показано, что по мере распространения импульса накачки линейная временная зависимость мгновенной частоты импульса ВГ $A_{2m}(t)$ становится нелинейной, а расстояния, при которых начинает проявляться нелинейность, совпадают с соответствующими значениями расстояний L_{NL} , при которых начинает проявляться нелинейность временной зависимости мгновенной частоты импульса накачки. Следовательно, с целью сохранения линейности временной зависимости мгновенной частоты импульса накачки необходимо уменьшить значение начальной амплитуды A_0 при фиксированном большом значении толщины нелинейного кристалла либо увеличить значение начальной амплитуды A_0 при фиксированном малом значении толщины нелинейного кристалла.

При выполнении вышеупомянутых условий, когда по мере распространения импульса накачки сохраняется линейность временной зависимости частоты импульса ВГ $\varphi_{2m}(t) = 2\varphi_m(t)$, с помощью предлагаемого метода можно определить чирп субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне из динамической спектрограммы импульса ЧГ с относительной погрешностью не более 10% [19].

Процесс неколлинеарной генерации излучения ЧГ соответствующими импульсами ВГ подробно описан в следующем разделе.

В отличие от работы [17], в настоящей работе приводятся результаты численного моделирования процесса восстановления временного профиля

огибающей, мгновенной частоты и чирпа импульса ЧГ из динамической спектрограммы излучения ЧГ. Временные зависимости огибающей импульса ЧГ $A_4(t, z)$, мгновенной частоты и чирпа импульса ЧГ $A_4(t)$ рассчитаны для временного интервала, удовлетворяющего условию $|A_4|^2 / |A_{4\max}|^2 \geq 0.1$, где $A_{4\max}$ – максимальное значение A_4 .

4. Неколлинеарная генерация ЧГ спектрально-чистым и частотно-модулированным субпикосекундными лазерными импульсами ВГ

С целью измерения чирпа импульса излучения ЧГ импульсы $A_2(t)$ и $A_{2m}(t)$ направляются на нелинейный кристалл AgGaS_2 под углом β к нормали, обеспечивающим выполнение условия фазового синхронизма для неколлинеарной генерации ЧГ импульса в среднем ИК-диапазоне. На рис.3 показана взаимная ориентация кристаллографической (XYZ) и лабораторной (xyz) координатных систем. На рис.3 оптическая ось кристалла AgGaS_2 перпендикулярна плоскости рисунка, импульсы $A_2(t)$ и $A_{2m}(t)$ с векторами поляризации, соответствующими волнам с обыкновенной поляризацией и находящимися в плоскости рисунка, направляются на нелинейный кристалл под углом $\beta = a \sin(n_{o\omega o2} \sin(\phi_{\pm m})) = 12^\circ 16'$ к нормали, где $\phi_{\pm m} = \pm a \cos(|k_{e4}| / (|k_{o2}| + |k_{o2}|)) = 10^\circ 10'$, ϕ_{+m} , ϕ_{-m} – углы между обыкновенно-поляризованными импульсами $A_2(t)$ и $A_{2m}(t)$ и направлением распространения импульса ЧГ внутри нелинейного кристалла, k_{e4} – волновой вектор необыкновенно-поляризованного импульса ЧГ, k_{o2} – волновой вектор обыкновенно-поляризованного импульса ВГ (рис.3). Импульс ЧГ распространяется вдоль оси y , составляющей 45° с кристаллографической осью X и угол $\theta_m = 90^\circ$ с оптической осью одноосного отрицательного кристалла AgGaS_2 , а условие фазового синхронизма $k_{e4} - k_{o2} \cos(\phi_{+m}) - k_{o2} \cos(\phi_{-m}) = 0$ выполняется для центральных длин волн $\lambda_o/2$ и $\lambda_o/4$. В кристалле AgGaS_2 , когда поляризация импульсов $A_2(t)$ и $A_{2m}(t)$ соответствует волнам с обыкновенной поляризацией,

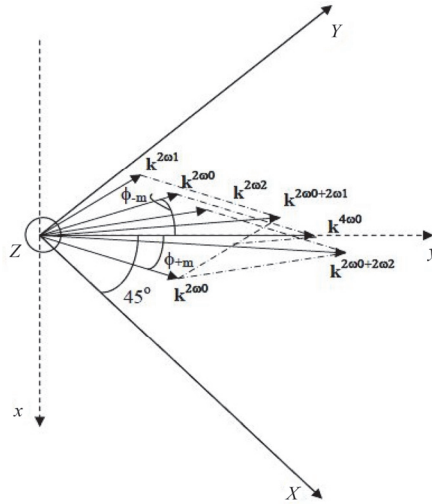


Рис.3. Геометрия неколлинеарного *ооо* синхронизма.

поляризация импульса ЧГ имеет лишь Z -компоненту $P_z = 2d_{36}E_x^\omega E_y^\omega$ [18].

В спектре фазомодулированного импульса $A_{2m}(t)$ содержатся длинноволновые $\lambda_1/2$ и коротковолновые $\lambda_2/2$ спектральные компоненты, волновые векторы $k^{2\omega_1}$ и $k^{2\omega_2}$ которых в нелинейном кристалле пространственно разнесены относительно волнового вектора $k^{2\omega_0}$ (рис.3). В процессе нелинейного неколлинеарного взаимодействия спектральных компонент $2\omega_1$ и $2\omega_2$ с компонентой $2\omega_0$ в кристалле генерируются компоненты излучения на суммарных частотах $\omega_{SFR} = 2\omega_1 + 2\omega_0$ и $\omega_{SFR} = 2\omega_2 + 2\omega_0$, которые пространственно разнесены вдоль оси x . Таким образом, угловое расхождение излучения суммарной частоты определяется шириной спектра частотно-модулированного импульса $A_{2m}(t)$. Как было показано в работах [17, 19], нелинейный кристалл служит анализатором спектра импульса

$A_{2m}(t)$ с аппаратной функцией $\sin c \left\{ \frac{L_x}{2} \left[a(\omega_{SFR} - 4\omega_0) - \frac{\omega_{SFR}}{c} \sin(\varphi(\omega_{SFR})) \right] \right\}$, где L_x –

длина кристалла вдоль оси x , $a = \sin(\phi_m)/u$, u – групповая скорость импульсов

ВГ, $\varphi(\omega_{SFR})$ – угол между волновым вектором $k_{SFR} = \omega_{SFR}/c$ и $k^{4\omega_0}$. При толщине кристалла AgGaS_2 , равной 120 мкм, $L_x = 5$ мм ($1/L_x = 0.2 \times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$) диапазону волновых векторов от $k^{2\omega_0+2\omega_1} = 2\pi\nu_{SFR1}/c = 1.247 \text{ мкм}^{-1}$ до $k^{2\omega_0+2\omega_2} = 2\pi\nu_{SFR2}/c = 1.279 \text{ мкм}^{-1}$ (рис.3) соответствует примерно 160 пространственно-разрешаемым волновым векторам излучения ЧГ. Согласно результатам расчетов [17], при толщине кристалла AgGaS_2 , равной 997 мкм, предназначенного для генерации спектрально-чистого импульса накачки ВГ (рис.1), длительность импульса $A_2(t)$ на выходе кристалла составляет 460 фс, а ширина спектра импульса – $3.2 \times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, что на порядок меньше ширины спектра $A_{2m}(t)$, которая составляет 0.032 мкм^{-1} .

Поперечное распределение энергии излучения ЧГ вдоль оси x при определенных условиях соответствует кросскорреляционной функции (ККФ) профилей интенсивности взаимодействующих импульсов $A_{2m}(t)$ и $A_2(t)$. Определим условия генерации импульса ЧГ, при которых регистрируемое двумерное распределение энергии импульса ЧГ соответствует динамической спектрограмме импульса $A_{4m}(t)$.

Процесс генерации ЧГ должен быть реализован в ненасыщенном режиме, т. е. энергия излучения ЧГ W_3 на выходе нелинейного кристалла должна удовлетворять условию $W_3 \ll W_1, W_2$, где W_1 и W_2 – энергии импульсов $A_2(t)$ и $A_{2m}(t)$, соответственно. Рассматриваются условия неколлинеарной генерации ЧГ, которые соответствуют режиму заданного поля импульсов накачки ВГ. Толщина кристалла AgGaS_2 – L_4 , предназначенная как для генерации ЧГ, так и для генерации ВГ в FROG корреляторе, составляет 120 мкм. Оптимальная юстировка угла фазового синхронизма достигается при соблюдении условия $(k_{e4} - k_{o2} \cos(\phi_{+m}) - k_{o2} \cos(\phi_{-m}))L_4/2 \ll 1$ в пределах ширины спектра как импульса $A_2(t)$, так и импульса $A_{2m}(t)$. При выполнении указанных требований измеряемая зависимость распределения энергии излучения суммарной частоты от временной задержки $\tau = x \sin(\phi_m)/u$ пропорциональна ККФ интенсивностей взаимодействующих импульсов [19]

$$W_3(\tau) \propto \frac{1}{\gamma_4^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_2(t-\tau) A_{2m}(t+\tau) dt \right|^2, \quad (4)$$

где $\gamma_4 = (2\pi d_{36}(4\omega_0)(4\omega_0)^2)/k_e(4\omega_0)c^2$, $\sin(\phi_m)/u = 1.429$ фс/мкм – коэффициент пространственно-временной развертки.

Эффективность преобразования энергии излучения импульса ВГ $A_{2m}(t)$ в энергию излучения импульса ЧГ в выше рассмотренном приближении определяется как

$$\sigma_4 = \frac{|A_{4e}|^2}{|A_{2m}|^2} = \left((2\pi d_{36}(4\omega_0)(4\omega_0)^2)/k_e(4\omega_0)c^2 \right)^2 L_4^2 |A_{20}(y=0)|^2, \quad (5)$$

где $d_{36}(2.53 \text{ мкм}) = 13.7 \pm 2.2$ пм/В – нелинейная восприимчивость кристалла AgGaS_2 на длине волны 2.53 мкм, $A_{20}(y=0)$ – амплитуда импульса ВГ на входе нелинейного кристалла.

Таким образом, если регистрируемое излучение ЧГ направить на спектрограф со щелью вдоль оси x , то на выходе спектрографа будем иметь динамическую спектрограмму частотно-модулированного импульса $|A_{2m}(t)|^2$, которая содержит информацию о зависимости несущей частоты импульса $A_{2m}(t)$ от времени и соответствует интегралу:

$$I_{\text{FWM}}(\tau, \nu) \propto \left| \int A_2(t-\tau) A_{2m}(t) \exp(j2\pi\nu t) dt \right|^2, \quad (6)$$

где, согласно вышесказанному, временной профиль интенсивности $|A_2(t)|^2$ определяется отдельным FROG кросс-коррелятором (рис.1).

В качестве спектрографа, помещенного на выходе нелинейного кристалла, рассматривается дифракционная решетка с постоянной 600 шт/мм со щелями, направленными вдоль оси x , и установленная на расстоянии L_{SP} от нелинейного кристалла. В случае, когда излучение ЧГ падает на дифракционную решетку под углом 45° к нормали, спектральные компоненты излучения ЧГ $\nu_{4SFR1} = 119.08$ ТГц и $\nu_{4SFR2} = 122.12$ ТГц на расстоянии $L_S = 0.1$ м будут разнесены вдоль перпендикулярного к оси x направления на величину $\delta z = L_S (d\phi(\omega_{4SFR})/d\omega_{4SFR}) \Delta\omega_{4SFR} = 6.35$ мм, где $\Delta\omega_{4SFR} = 2\pi(\nu_{4SFR2} - \nu_{4SFR1}) = 19.09$ ТГц. Регистрацию динамической спектрограммы $I_{\text{FWM}}(\tau, \nu)$ можно реализовать с помощью CCD камеры. Из зарегистрированной динамической спектрограммы определяются временные зависимости амплитуды, мгновенной частоты и чирп импульса излучения ЧГ.

Для построения указанных динамических спектрограмм был использован интеграл (6), где $A_{2m}(t)$ и $A_2(t)$ – профили интенсивностей взаимодействующих импульсов, найденные в процессе решения связанных нелинейных интегральных уравнений (1) и (2).

При экспериментальной реализации предлагаемого метода с целью повышения КПД генерации ВГ толщину нелинейного кристалла, предназначенного для коллинеарной генерации частотно-модулированного импульса ВГ – $A_{2m}(t)$ и спектрально-чистого импульса ВГ – $A_2(t)$, при заданной амплитуде импульса накачки A_0 , следует выбирать не больше характерной нелинейной длины $L_{NL} = 1/(\gamma_4 A_0)$.

На рис.4, 6, 8 и 10 показана динамическая спектрограмма импульса излучения ЧГ, когда начальное значение амплитуды A_0 и начальное значение чирпа C импульса накачки в (3) ($A_1(t, z=0) = A_0 \exp(-t^2/\tau^2) \exp(-iCt^2/\tau^2)$) принимают следующие значения: -50 В/мкм, 0.4 ; 50 В/мкм, -0.4 ; 100 В/мкм, 1.2 и 100 В/мкм, -1.2 .

Показанные на рис.4, 6, 8 и 10 двумерные распределения динамических спектрограмм частотно-модулированных импульсов ЧГ получены при численном решении интегрального уравнения (6). При решении интегрального уравнения используются временные зависимости импульсов ВГ, полученные при численном интегрировании системы нелинейных дифференциальных уравнений (1) и (2) для случаев, когда $C = 0 - A_2(t)$ и $C \neq 0 - A_{2m}(t)$.

На рис.5а, 7а, 9а и 11а показаны временные зависимости огибающей, рис.5б, 7б, 9б и 11б – мгновенной частоты, и рис.5с, 7с, 9с и 11с – чирпа частотно-

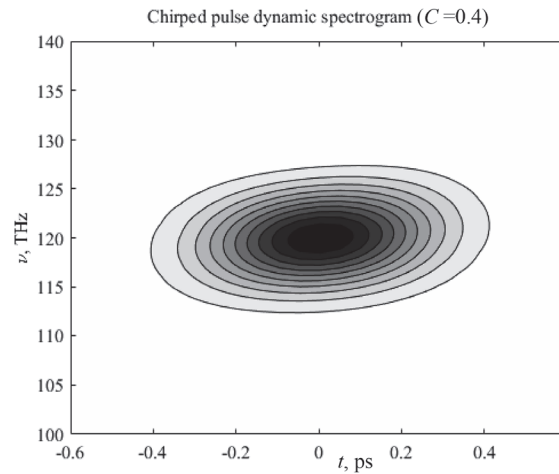


Рис.4. Двумерное распределение динамической спектрограммы частотно-модулированного импульса второй гармоники при $C = 0.4$ и $A_0 = 50$ В/мкм.

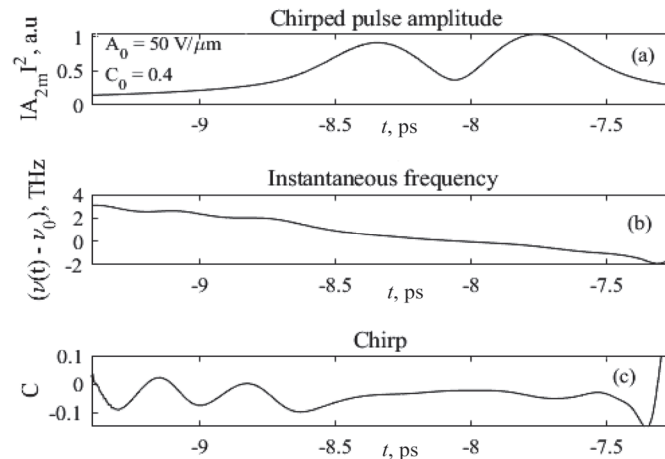


Рис.5. Временные зависимости (а) огибающей, (б) мгновенной частоты и (с) чирпа частотно-модулированного импульса ВГ $A_{2m}(t)$ при $C = 0.4$ и $A_0 = 50$ В/мкм.

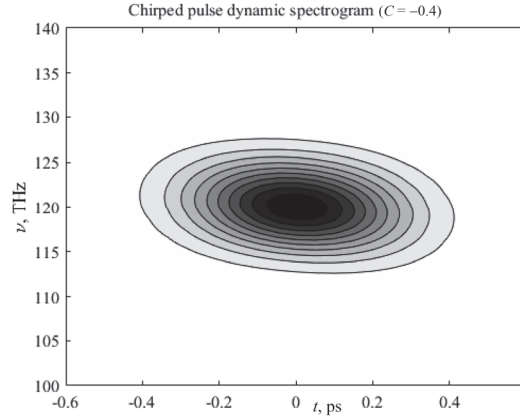


Рис.6. Двумерное распределение динамической спектрограммы частотно-модулированного импульса ВГ при $C = -0.4$ и $A_0 = 50$ В /мкм.

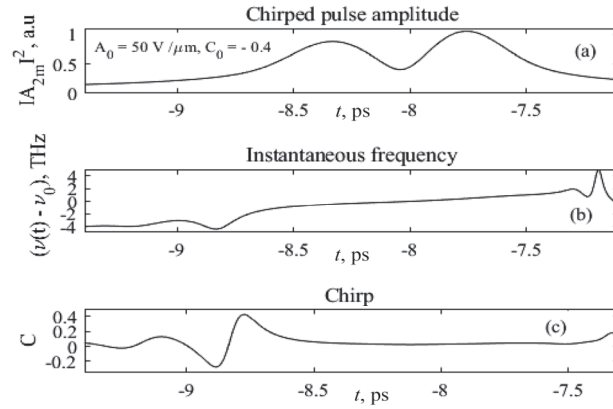


Рис.7. Временные зависимости (а) огибающей, (b) мгновенной частоты и (с) чирпа частотно-модулированного импульса ВГ $A_{2m}(t)$ при $C = -0.4$ и $A_0 = 50$ В /мкм.

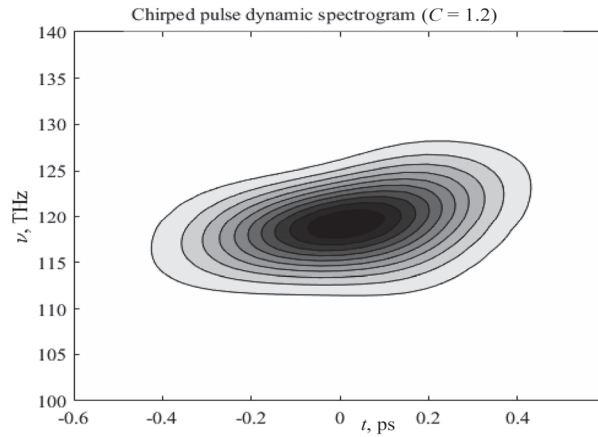


Рис.8. Двумерное распределение динамической спектрограммы частотно-модулированного импульса ВГ при $C = 1.2$ и $A_0 = 100$ В /мкм.

модулированного импульса ВГ $A_{2m}(t)$ для вышеуказанных значений начальной амплитуды A_0 и чирпа C , соответственно.

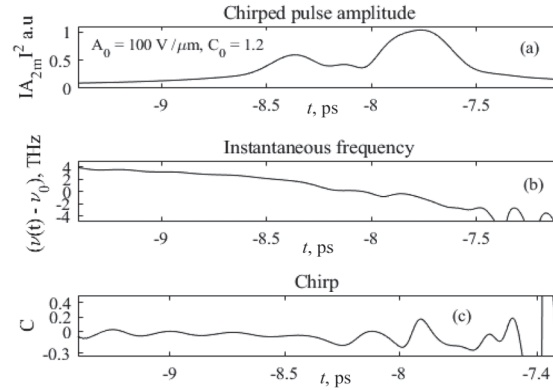


Рис.9. Временные зависимости (а) огибающей, (б) мгновенной частоты и (с) чирпа частотно-модулированного импульса ВГ $A_{2m}(t)$ при $C = 1.2$ и $A_0 = 100$ В /мкм.

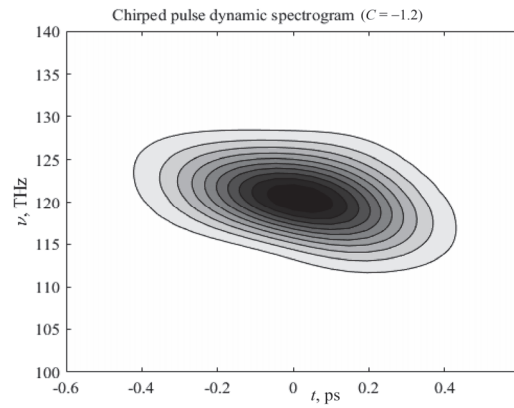


Рис.10. Двумерное распределение динамической спектрограммы частотно-модулированного импульса ВГ при $C = -1.2$ и $A_0 = 100$ В /мкм.

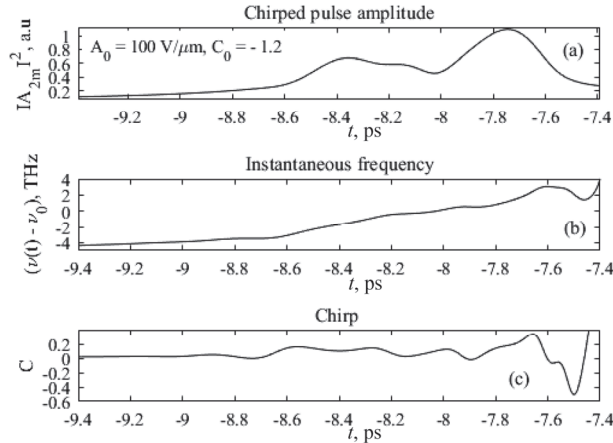


Рис.11. Временные зависимости (а) огибающей, (б) мгновенной частоты и (с) чирпа частотно-модулированного импульса ВГ при $C = -1.2$ и $A_0 = 100$ В /мкм.

5. Заключение

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса коллинеарной генерации импульса ВГ как спектрально-

ограниченными, так и частотно-модулированными субпикосекундными импульсами в среднем ИК-диапазоне в режиме больших КПД преобразования энергии импульса накачки в энергию импульса ВГ в нелинейном кристалле AgGaS_2 (тиогаллат серебра). Приводятся результаты численного решения системы уравнений, полученных в приближении медленно-меняющихся амплитуд и описывающих процесс генерации ВГ частотно-модулированным импульсом накачки в среднем ИК-диапазоне длительностью 600 фс, на центральной длине волны 10 мкм, амплитудой электрического поля 50 и 100 В/мкм и линейным чирпом 0.4 и 1.2. Учитываются линейные дисперсионные члены высших порядков и дисперсия нелинейной связи первого порядка.

Показано, что, при неколлинеарной генерации ЧГ спектрально-ограниченными и частотно-модулированными субпикосекундным импульсом ВГ пространственное распределение энергии излучения ЧГ соответствует динамической спектрограмме частотно-модулированного импульса ВГ, что позволяет определить временной профиль, фазу и мгновенную частоту модулированного импульса ВГ.

В настоящей работе в ходе численного эксперимента показана возможность применения динамической спектрограммы ЧГ для корректного определения временной зависимости фазы импульса ВГ $\varphi_{2m}(t)$ для случая, когда по мере распространения импульса накачки сохраняется линейность $\varphi_{2m}(t) \approx 2 \cdot \varphi_m(t)$.

Представленные в работе результаты могут быть использованы для разработки нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК-диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y.V. Grachev. IEEE Photonics Technology Letters, **30**, 103 (2018).
2. X. Liu, N.V Petrov, M. S Kulya, A.N Tsyppkin, Ya. V Grachev, S. A Kozlov. J. Phys: Conf. Series, **1410**, 012177 (2019).
3. T. Nagatsuma, G. Ducournau, C. C. Renaud. Nat. Photonics **10**, 371 (2016).
4. J. Dong, A. Locquet, M. Melis, D.S. Citrin. Scientific reports, **7**, 15098 (2017).
5. J.A. Fülöp. Adv. Optical Mater., **8**, 1900681 (2019).
6. V. Petrov. Prog. Quantum Electron., **42**, 1 (2015).
7. J. Haas, B. Mizaikoff. Annu. Rev. Anal. Chem., **9**, 45 (2016).
8. Z. Du, S. Zhang, J. Li, N. Gao, K. Tong. J. Appl. Sci., **9**, 338 (2019).
9. S.M Schulte, D. Köster, M.A. Jochmann, R.U. Meckenstock. Sci. Total Environ., **665**, 1064 (2019).
10. S. Bodrov, Yu. Sergeev, A. Murzanev, A. Stepanov. J. Chem. Phys., **147**, 084507 (2017).
11. S. Sarbak, G. Sharma, C.S. Joseph, W.E. Kucia, K. Dobek, R.H. Giles, A. Dobek. J. Chem. Phys., **9**, 26749 (2017).
12. H. Zhao, Y. Tan, L. Zhang, R. Zhang, M. Shalaby, C. Zhang, Y. Zhao, X.C. Zhang. Nanomaterials, **15**, 1386 (2025).
13. P. Rasekh, A. Safari, M. Yildirim, R. Bhardwaj, J.M. Ménard, R.W. Boyd, K. Dolgaleva. ACS Photonics, **8**, 683 (2021).
14. A.M. Weiner. Ultrafast Optics. John Wiley & Sons, Inc., 2009.
15. S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin. Optics of Femtosecond Laser Pulses. Moscow, 1988.

16. **A. Cartella, T.F. Nova, A. Oriana, G. Cerulli, M. Forst, C. Manzoni.** Optics Letters, **42**, 663 (2017).
17. **Д.Л. Оганесян, А.О. Варданян, Г.Д. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **53**, 152 (2018).
18. **А. Ярив, П. Юх.** Оптические волны в кристаллах. Москва, Мир, 1987.
19. **М.Л. Мовсисян, Д.Л.Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **61**, 109 (2026).

**ԵՆԹԱՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԶԻՐՊԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՉՈՐՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿ ԻՊՈՒԼՍԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՍՊԵԿՏՐՈԳՐԱՄԻ ՄԻՋԻՆ
ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՄԻՋԱԿԱՅՔՈՒՄ**

Մ.Լ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Առաջարկվում է մերոդ՝ որոշելու ենթապիկովայրկյանային լազերային իմպուլսի չիրպը միջին ինֆրակարմիր 10.0 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարության միջակայքում, որը հիմնված է երկրորդ հարմոնիկ իմպուլսների առաջացման վրա՝ ինչպես փոխակերպմամբ սահմանափակված, այնպես էլ հաճախականությամբ մոդուլավորված ենթապիկովայրկյանային իմպուլսներով եւ հետագա չորրորդ հարմոնիկ ճառագայթման ոչ-գծայինի առաջացումով՝ համապատասխան երկրորդ հարմոնիկ իմպուլսների միջոցով: Աշխատությունում ներկայացված է հաճախականությամբ մոդուլացված երկրորդ հարմոնիկ իմպուլսի ակնթարթային հաճախականության ժամանակային կախվածությունը, որը ստացվել է բացասական միառանցքային AgGaS_2 բյուրեղում տարածվող երկրորդ հարմոնիկ իմպուլսների ոչ-գծային փոխազդեցության գործընթացի թվային մոդելավորման արդյունքում: Աշխատանքում ներկայացված արդյունքները կարող են կիրառվել ոչ գծային օպտիկական փուլային կորեկցատորի մշակման մեջ՝ ենթապիկովայրկյանային լազերային իմպուլսի ակնթարթային հաճախականության փուլային, ժամանակային կախվածությունը և ժամանակային պրոֆիլը միջին ինֆրակարմիր ալիքի երկարության տիրույթում որոշելու համար:

**DETERMINATION OF THE CHIRP OF A SUBPICOSECOND LASER PULSE
IN THE MID – IR FROM THE DYNAMIC SPECTROGRAM
OF THE FOURTH HARMONIC PULSE**

M.L. MOVSISYAN, D.L. HOVHANNISYAN

A method is proposed for determining the chirp of a subpicosecond laser pulse in the mid-IR range at a central wavelength of 10.0 μm , based on the generation of second harmonic pulses by both transform-limited and frequency-modulated subpicosecond pulses and subsequent non-collinear generation of fourth harmonic radiation by the corresponding second harmonic pulses. The paper presents the time dependence of the instantaneous frequency of a frequency-modulated second harmonic pulse, obtained as a result of numerical modeling of the process of non-collinear interaction of second harmonic pulses propagating in a negative uniaxial AgGaS_2 crystal. The results presented in the work can be used in the development of a nonlinear optical phase correlator for determining the phase, time dependence of the instantaneous frequency and time profile of a subpicosecond laser pulse in the mid-IR wavelength range.