

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ЧИРПА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИК ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

М.Л. МОВСИСЯН^{1*}, Д.Л. ОГАНЕСЯН²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²«Синописис Армения», Ереван, Армения

*e-mail: manushakmov@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 января 2026 г.)

Предлагается новый метод регистрации чирпа фемтосекундного ИК лазерного импульса, основанный на неколлинеарной генерации суммарной гармоники спектрально-ограниченным ИК фемтосекундным импульсом и импульсом со спектральным суперконтинуумом. В работе приводятся временные зависимости мгновенной частоты ИК импульса со спектральным суперконтинуумом, полученные из двумерных распределений динамических спектрограмм. Показано, что относительная погрешность определения чирпа фемтосекундного ИК лазерного импульса предлагаемым методом не превышает 10%. Представленные результаты могут быть использованы при разработке нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы и временного профиля фемтосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне.

1. Введение

Применение широкополосных когерентных источников света в среднем ИК диапазоне весьма актуально в таких областях, как дистанционное зондирование атмосферы, динамическая спектроскопия, биофотоника и т. д. Для формирования таких импульсов используется процесс генерации спектрального суперконтинуума в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом оптическом волокне [1]. В рамках приближения, учитывающего лишь первый порядок дисперсии материала, временное самовоздействие лазерного импульса приводит к симметричному уширению его спектра. Однако имеется ряд физических механизмов, приводящих к асимметрии спектрального уширения уже при умеренных интенсивностях лазерного импульса. Три наиболее важных механизма связаны с самовоздействием [2], образованием ударного фронта огибающей [3] и конечным временем нелинейно-оптического отклика среды [4]. Лазерный импульс, распространяющийся в среде с запаздывающей нелинейностью, испытывает низкочастотный сдвиг. За счет возбуждения молекулярных колебаний происходит перераспределение энергии в спектре импульса, а это приводит, в свою очередь, к смещению максимума спектра импульса в длинноволновую область [5].

Среди всех оптических стекол, применяемых в оптических волокнах, халькогенидные стекла обладают самой широкой полосой прозрачности и самым высоким значением показателя нелинейного преломления третьего порядка (n_2)

[6, 7]. В частности, значение n_2 для стекла As_2S_3 достигает 300×10^{-20} и 1100×10^{-20} м²/Вт для стекла As_2Se_3 . Эти значения на 2–3 порядка больше, чем у двуокиси кремния [8]. Нелинейный отклик $\gamma = 2\pi n_2 / (A_{\text{eff}} \lambda)$ халькогенидного стекла может достичь значения 100 (Вт×м)⁻¹, где A_{eff} – поперечное сечение волокна, n_2 – нелинейная добавка к показателю преломления. Экспериментально измеренные значения коэффициента двухфотонного поглощения (ДФП) для As_2S_3 и As_2Se_3 волокон составляют 6.2×10^{-15} и 2.5×10^{-12} м/Вт, соответственно. Значение ДФП для As_2S_3 является настолько малым, что можно пренебречь его влиянием на процесс распространения импульса. Полоса прозрачности As_2S_3 простирается от 0.57 до 11.8 мкм [9].

Данные характеристики делают халькогенидное стекло As_2S_3 идеальным материалом для генерации ИК фемтосекундного спектрального суперконтинуума, где короткие длины образцов или низкие значения энергии импульса достаточны для обеспечения необходимой эффективности генерации новых спектральных компонент.

2. Схема нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа широкополосного фемтосекундного лазерного импульса в ИК диапазоне

В настоящей работе в качестве нелинейной среды для генерации фемтосекундного спектрального суперконтинуума предлагается использовать As_2S_3 , а для неколлинеарной генерации импульсов суммарной частоты предлагается использовать $AgGaS_2$ (тиогаллат серебра) – отрицательный одноосный кристалл точечной группы симметрии $\bar{4}2m$ с диапазоном прозрачности от 0.5 до 13 мкм.

На рис. 1 показана схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа ИК лазерного импульса. В качестве источников ИК фемтосекундных импульсов можно использовать лазеры, выпускаемые компанией Q-Peak [10] на основе активного кристалла Cr:ZnSe, позволяющего генерировать, в частности, фемтосекундные импульсы длительностью 185 фс с энергией до 1 мДж на длине волны 2.5 мкм при частоте следования импульсов в 1 кГц.

ИК импульс $A_0(t)\exp(j\omega_0 t)$, где $A_0(t)$ – комплексная амплитуда импульса накачки, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ – центральная частота, λ_0 – центральная длина волны и c – скорость света в вакууме, с выхода лазера Q-Peak FS направляется на расщепитель пучка BS_1 . Часть импульса, прошедшая через расщепитель и равная $0.5 \times A_0(t)$, вводится в одномодовое As_2S_3 оптическое волокно, на выходе которого в результате нелинейного взаимодействия импульса с оптическим волокном формируется широкополосный частотно-модулированный фемтосекундный импульс (ЧМФИ) $A_{SC}(t)\exp(j\omega_0 t + j\gamma(t))$, где $A_{SC}(t)$ – амплитуда ЧМФИ (амплитуда спектрального континуума).

Часть импульса, отраженная от расщепителя BS_1 и зеркала M_1 , равная $0.5 \times A_0(t)$, направляется на расщепитель BS_2 . Часть импульса $A''_1(t)\exp(j\omega_0 t)$, отраженная от расщепителя BS_2 и зеркала M_4 , направляется на нелинейно-оптический FROG коррелятор, с помощью которого определяется фаза и временной профиль импульса $A''_1(t)\exp(j\omega_0 t)$. Импульс $A_{SC}(t)\exp(j\omega_0 t + j\gamma(t))$ с выхода волокна и часть импульса, прошедшая через расщепитель BS_2 – $A'_1(t)\exp(j\omega_0 t)$, с помощью зеркал

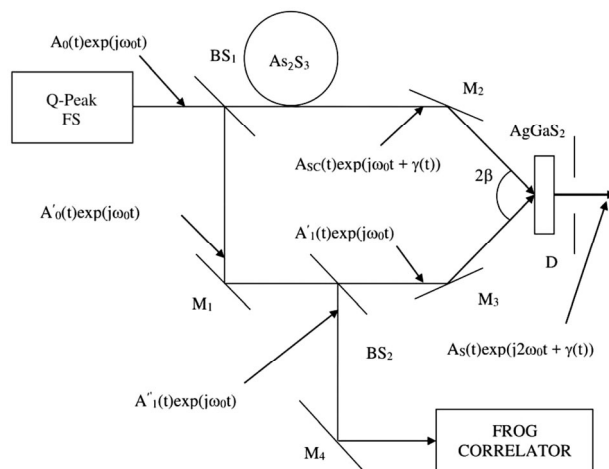


Рис.1. Схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора: Q-Peak FS – источник фемтосекундного импульса ИК диапазона, BS₁ – расщепитель пучка с коэффициентом деления 50%, M₁–M₄ – зеркала, BS₂ – расщепитель пучка с коэффициентом пропускания 70%, D – диафрагма, FROG CORRELATOR – нелинейно-оптический коррелятор.

M₂ и M₃ направляются на нелинейный кристалл AgGaS₂ под углом 2β, обеспечивающим выполнение условия фазового синхронизма для неколлинеарной генерации излучения импульса суммарной частоты $A_S(t)\exp(j2\omega_0 t + j\gamma(t))$. Диафрагма D на выходе кристалла AgGaS₂ позволяет реализовать частотно-угловую пространственную фильтрацию излучения суммарной частоты.

В поперечном распределении энергии импульса суммарной частоты, соответствующем динамической спектрограмме импульса $A_{SC}(t)\exp(j\omega_0 t + j\gamma(t))$, содержится информация о фазе и амплитуде импульса $A_{SC}(t)$. Далее по заданным фазовым и временным профилям импульса $A'_1(t)\exp(j\omega_0 t)$, полученным из регистрируемого поперечного распределения энергии импульса суммарной частоты на выходе FROG коррелятора, можно восстановить фазу импульса $A_S(t)$ (амплитуда импульса суммарной частоты) [11], что, в свою очередь, позволит определить чирп широкополосного частотно-модулированного фемтосекундного ИК лазерного импульса $d\gamma(t)/dt$. В работе [12] в приближении метода медленноменяющихся амплитуд получены результаты численного моделирования процесса генерации спектрального суперконтинуума в ИК диапазоне в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом As₂S₃ оптическом волокне.

3. Характеристические расстояния, описывающие процесс генерации спектрального суперконтинуума в ИК диапазоне в поле фемтосекундного лазерного импульса

В данном разделе приводятся численные оценки как характеристических расстояний, соответствующих дисперсионному расплыванию импульса, вызванному линейными дисперсионными членами второго, третьего, четвертого, пятого, шестого и седьмого порядков, так и характеристических расстояний,

соответствующих проявлению фазовой самомодуляции, укручению фронта импульса накачки, рамановскому рассеянию и укручению фронта импульса, сформированного в результате рамановского рассеяния.

Процесс распространения фемтосекундного лазерного импульса вдоль оси z в одномодовом волокне в приближении плоских волн описывается нелинейным уравнением Шредингера, которое в обозначениях [3] может быть представлено в виде

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = - \sum_{m=2}^M \left[i^{m-1} \frac{\alpha_m}{m!} \frac{\partial^m E}{\partial \tau^m} + i \gamma' (1 - f_R) \left(E |E|^2 + \frac{i}{\omega_0 \tau_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (E |E|^2) \right) \right. \\ \left. + i \gamma' f_R \left(E \int_0^\infty h'_R |E(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' + \frac{i}{\omega_0 \tau_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[E \int_0^\infty h'_R |E(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right] \right) \right], \quad (1)$$

где $E(\xi, \tau) = A(\xi, \tau)/P_0^{1/2}$, $A(\xi, \tau)$ – комплексная амплитуда линейно поляризованного ИК импульса, $\xi = (z/|\beta_2|)/\tau_0^2$, P_0 – мощность начального импульса, $\alpha_m = (\beta_m/\tau_0^m)/(|\beta_2|/\tau_0^2)$, $\beta_m(\omega_0) = (\partial^m k(\omega)/\partial \omega^m)|_{\omega=\omega_0}$, β_2 – дисперсия групповых скоростей, $k(\omega)$ – волновой вектор, ω_0 – несущая частота импульса, τ_0 – длительность начального импульса, $\gamma' = \gamma P_0/(|\beta_2|/\tau_0^2)$, $\gamma = n_2 \omega_0/(c A_{\text{eff}}) = 373$ (Вт×км²)⁻¹ – коэффициент нелинейности, c – скорость света в вакууме, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ – несущая частота ($\lambda_0 = 2.5$ мкм), $A_{\text{eff}} = \pi d_{\text{eff}}^2/4 = 28.274$ мкм² – эффективная площадь моды, $d_{\text{eff}} = 2.4 \times \lambda_0$ – эффективный диаметр волокна, $n_2 = 4.2 \times 10^{-18}$ м²/Вт – нелинейный коэффициент преломления [7], $\tau = (t - z/v_g)/\tau_0$ – время в бегущих системах координат, v_g – групповая скорость, $h'_R = h_R \tau_0$, $\xi = (z/|\beta_2|)/\tau_0^2$, $f_R(t) = ((\tau_1^2 + \tau_2^2)/\tau_1 \tau_2^2) \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1)$ – рамановский отклик среды, $f_R = 0.031$ – безразмерный коэффициент, определяющий вклад рамановского рассеяния по отношению к полному нелинейному вкладу в нелинейную поляризацию среды, $\delta(t)$ – дельта функция Дирака, $h_R(t)$ – рамановский отклик среды, $\tau_1 = 15.2$, $\tau_2 = 230.5$ фс [10]. Для данного типа волокна дисперсионные характеристики определяются в соответствии с выражением для показателя преломления [13, 14]

$$n^2 - 1 = \frac{1.8983678\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0225} + \frac{1.9222979\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0625} + \frac{0.8765134\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1225} + \frac{0.1188704\lambda^2}{\lambda^2 - 0.2025} + \frac{0.9569903\lambda^2}{\lambda^2 - 750} \quad (2)$$

и равны $\lambda_0 = 2.5$ мкм, $\beta_2 = 261.83$ фс²/мм, $\beta_3 = 375.17$ фс³/мм, $\beta_4 = 116.69$ фс⁴/мм, $\beta_5 = 194.46$ фс⁵/мм, $\beta_6 = 177.49$ фс⁶/мм, $\beta_7 = 323.77$ фс⁷/мм.

Характеристические расстояния, соответствующие дисперсионным расплываниям импульса, которые определяются дисперсионными членами второго, третьего, четвертого, пятого, шестого и седьмого порядков, равны $Z_{\text{Disp}2} = \tau_0^2/|\beta_2|$, $Z_{\text{Disp}3} = 3\tau_0^3/|\beta_3|$, $Z_{\text{Disp}4} = 12\tau_0^4/|\beta_4|$, $Z_{\text{Disp}5} = 60\tau_0^5/|\beta_5|$, $Z_{\text{Disp}6} = 360\tau_0^6/|\beta_6|$, $Z_{\text{Disp}7} = 2520\tau_0^7/|\beta_7|$. Значения дисперсионных характеристических расстояний при $\tau_0 = 50$ фс равны $Z_{\text{Disp}2} = 9.72$, $Z_{\text{Disp}3} = 998.75$, $Z_{\text{Disp}4} = 64.25 \times 10^4$, $Z_{\text{Disp}5} = 96.25 \times 10^6$, $Z_{\text{Disp}6} = 31.68 \times 10^9$, $Z_{\text{Disp}7} = 60.78 \times 10^{11}$ мм.

В настоящей работе рассматривается случай, когда центральная длина волны импульса, равная 2.5 мкм, находится в спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости. Характеристические расстояния, соответствующие фазовой самомодуляции, укручению фронта импульса накачки, рамановскому рассеянию и укручению фронта импульса, сформированного в результате рамановского рассеяния, определяются как

$$\begin{aligned} Z_{\text{SPM}} &= 1/(\gamma P_0), \quad Z_{\text{SS}} = (\omega_0 \tau_0)/(\gamma P_0), \\ Z_{\text{RS}} &= 1/(\gamma P_0 h_{R0} \tau_0), \quad Z_{\text{RSSS}} = (\omega_0 \tau_0)/(\gamma P_0 h_{R0} \tau_0), \end{aligned} \quad (3)$$

где $h_{R0} = ((\tau_1^2 + \tau_2^2)/\tau_1 \tau_2)$, Z_{SPM} – длина самовоздействия, Z_{SS} – длина образования ударного фронта огибающей, Z_{RS} – длина рамановского рассеяния, Z_{RSSS} – длина инерционности рамановского нелинейного отклика среды.

Значения нелинейных характеристических расстояний при $P_0 = 280.53$ Вт, $\tau_0 = 50$ фс равны $Z_{\text{SPM}} = 9.72$, $Z_{\text{SS}} = 359.953$, $Z_{\text{RS}} = 2.890$ и $Z_{\text{RSSS}} = 108.952$ мм.

Как видно из вышеприведенных значений характеристических дисперсионных и нелинейных расстояний, при длине волокна, равной Z_{Disp2} , и мощности импульса, равной P_0 , дисперсионные члены высших порядков не влияют на эволюцию импульса. Однако роль линейных дисперсионных членов высших порядков может увеличиться по мере увеличения мощности импульса накачки, что определяется процессом уширения спектра импульса.

В данной работе рассматриваются процессы распространения импульсов с мощностями, равными P_0 , $4P_0$, $9P_0$, $16P_0$ и $25P_0$ при длине волокна, равном $\pi Z_{\text{Disp2}}/2 = 15$ мм. Здесь приводятся результаты численного моделирования предлагаемого нелинейно-оптического метода регистрации чирпа частотно-модулированного фемтосекундного ИК лазерного импульса при максимумах мощности начального фемтосекундного импульса с выхода лазера $P = N^2 \times P_0$, где $N = 1; 2; 3; 4; 5$.

Вышеприведенные значения характеристических дисперсионных и нелинейных расстояний позволяют определить вклад линейных дисперсионных и нелинейных членов разных порядков в процесс генерации спектрального суперконтинуума, при заданных параметрах начального импульса и длине одномодового оптического волокна.

Временные профили импульсов на выходе волокна при разных значениях максимумов мощности начального фемтосекундного импульса были получены в результате численного интегрирования уравнения (1) методом расщепления по физическим процессам с использованием преобразования Фурье (Split-Step Fourier Method) [3]. Указанные в третьем разделе временные профили нами были использованы для численного моделирования процесса генерации динамической spectroграммы ЧМФИ.

Начальное условие для численного решения нелинейного уравнения (1) выбирается в виде

$$A(t, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right), \quad (4)$$

где A_0 – амплитуда начального фемтосекундного ИК импульса, $\tau_0 = 50$ фс – длительность спектрально-ограниченного ИК импульса, $\lambda_0 = 2.5$ мкм – центральная длина волны ($f_0 = c/\lambda_0$ – центральная частота).

4. Неколлинеарная генерация суммарной гармоники спектрально-ограниченным и частотно-модулированным фемтосекундными ИК импульсами в среднем ИК диапазоне

С целью измерения чирпа ЧМФИ импульсы $A_{\text{SC}}(t) \exp(j\gamma(t))$ и $A'_1(t)$ направляются на нелинейный кристалл AgGaS_2 под углом β к нормали, обеспечивающим

выполнение условия фазового синхронизма для неколлинеарной генерации суммарной гармоники (СГ) импульса в среднем ИК диапазоне (рис.1). На рис.2 показана взаимная ориентация кристаллографической (XYZ) и лабораторной (xyz) координатных систем.

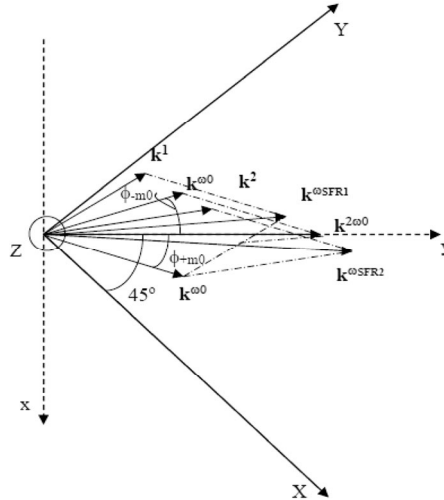


Рис.2. Взаимная ориентация кристаллографической (XYZ) и лабораторной (xyz) координатных систем: \mathbf{k}^{ω_0} – волновой вектор спектрально-ограниченного импульса накачки, \mathbf{k}^{ω_1} , \mathbf{k}^{ω_2} – волновые векторы фемтосекундного широкополосного импульса накачки.

Оптическая ось кристалла AgGaS_2 , предназначенная для генерации СГ, перпендикулярна плоскости рисунка, импульсы $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и $A'_1(t)$ с векторами поляризации, соответствующими волнам с обыкновенной поляризацией и находящимися в плоскости рисунка, направляются на нелинейный кристалл под углом $\beta = \arcsin(n_o(\omega_o)\sin(\phi_{\pm m_o})) = 19^\circ 44'$ к нормали, где $\phi_{\pm m_o} = \pm \arccos(|k_{e2}|/2|k_o|) = 8^\circ 30'$, ϕ_{+m_o} и ϕ_{-m_o} – углы между спектральными компонентами ω_o обыкновенно-поляризованных импульсов $A'_1(t)$ и $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и направлением распространения импульса СГ на частоте $2\omega_o$ внутри нелинейного кристалла, $k_{e2}(2\omega_o)$ – волновой вектор необыкновенно поляризованного импульса СГ, k_o – волновой вектор обыкновенно поляризованного импульса (рис.2).

Импульс СГ распространяется вдоль оси y , составляющей угол 45° с кристаллографической осью X и угол $\theta_m = 90^\circ$ с оптической осью одноосного отрицательного кристалла AgGaS_2 , а условие фазового синхронизма $k_{e2} - k_o \cos(\phi_{+m_o}) - k_o \cos(\phi_{-m_o}) = 0$ выполняется для центральных длин волн λ_o и $\lambda_o/2$.

В спектре ЧМФИ импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ содержатся длинноволновые λ_1 и коротковолновые λ_2 спектральные компоненты, волновые векторы \mathbf{k}^{ω_1} и \mathbf{k}^{ω_2} которых в нелинейном кристалле разнесены в пространстве относительно волнового вектора \mathbf{k}^{ω_0} . В процессе нелинейного неколлинеарного взаимодействия спектральных компонент ω_1 и ω_2 с компонентой ω_o в кристалле генерируются компоненты излучения на суммарных частотах (SFR – summary frequency radiation) $\omega_{SFR1} = \omega_1 + \omega_o$ и $\omega_{SFR2} = \omega_2 + \omega_o$, которые разнесены в пространстве

вдоль оси x .

Углы между спектральными компонентами ω_0 импульса $A_1'(t)$ и $\omega_{1(2)}$ импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и направлением распространения импульса СГ на частоте $\omega_0 + \omega_{1(2)}$ внутри нелинейного кристалла определяется из условия $k_{e_1,(e_2)}(\omega_0 + \omega_{1(2)}) - k_o \cos(\phi_{+m_1,(2)}) - k_{o1,(o2)} \cos(\phi_{-m_1,(2)}) = 0$, где значение угла $\phi_{m_1,(2)}$ определяется из условия $(\phi_{+m_1,(2)}) = (\pi + a \cos\{(k_o^2 + k_{o1,(o2)}^2 - k_{e_1,(e_2)}^2)/2k_o k_{o1,(o2)}\})/2$.

В кристалле AgGaS₂, когда поляризация импульсов $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и $A_1'(t)$ соответствует волнам с обыкновенной поляризацией, поляризация импульса СГ имеет лишь Z -компоненту: $P_Z = 2d_{36}E_X^\omega E_X^\omega$ [16].

Угловое расхождение излучения суммарной частоты определяется шириной спектра частотно-модулированного импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$. Как было показано в работе [15], нелинейный кристалл служит анализатором спектра импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ с аппаратной функцией $\text{sinc}\left\{\frac{L_x}{2}\left[a(\omega_{SFR} - \omega_{SFR0}) - \frac{\omega_{SFR}}{c} \sin(\phi(\omega_{SFR}))\right]\right\}$, где L_x – длина кристалла вдоль оси x , $\phi(\omega_{SFR})$ – угол между волновым вектором $k^{\omega_{SFR1(2)}}$ и k^{ω_0} , $a = \sin(\phi_{m_0})/u_0$ – при центральной частоте $\omega_{SFR0} = 2\omega_0$ излучения СГ, u_0 – групповая скорость импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$. Пространственное разрешение анализатора обратно пропорционально L_x , а спектрально-угловое разрешение определяется как $d\phi(\omega_{SFR})/d\omega_{SFR}$, где $\phi(\omega_{SFR}) = a \sin(ca(\omega_{SFR} - \omega_{SFR0})/\omega_{SFR})$.

При $L_x = 2.5$ мм ($1/L_x = 0.4 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹) происходит пространственно-угловое разрешение волновых векторов излучения суммарной частоты в диапазоне от $k^{\omega_{SFR1}} = 3.622$ до $k^{\omega_{SFR2}} = 8.519$ мкм⁻¹ (рис.2). Очевидно, что с учетом дифракции количество пространственно-угловых разрешенных волновых векторов будет меньше.

Согласно результатам численного интегрирования уравнения (1), при $N^2 = 1$ [12] ширина спектра импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ максимальна на входе среды и простирается от $\nu_{10} = 116.252$ ($\lambda_{10} = 2.581$, $k^{10} = 5.871$) до $\nu_{20} = 123.748$ ТГц ($\lambda_{20} = 2.424$ мкм, $k^{20} = 6.254$ мкм⁻¹). Углы, которые составляет волновой вектор спектральной компоненты ω_0 обыкновенно-поляризованного импульса $A_1'(t)$ с волновыми векторами спектральных компонент $\nu_{10} + \nu_0$ и $\nu_{20} + \nu_0$ необыкновенно-поляризованного излучения $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$, составляют $\phi_{m_1} = 8.37'$ и $\phi_{m_2} = 8.23'$, соответственно. При толщине кристалла AgGaS₂, равной $L_C = 0.5$ мм, частотные компоненты излучения $\nu_{10} + \nu_0$ и $\nu_{20} + \nu_0$ на выходном торце кристалла из-за частотно-угловой дисперсии в кристалле будут разнесены вдоль оси x на величины $L_C \tan(\phi_{m_1} - \phi_{m_0}) = -1.108$ мкм и $L_C \tan(\phi_{m_0} - \phi_{m_2}) = 0.967$ мкм, соответственно (рис.2). Согласно рис.2, частоте излучения $2\nu_0$ необыкновенно-поляризованного излучения соответствует координата $x = 0$. В табл.1 приведены значения параметров, полученные в результате численного интегрирования уравнения (1), при $N^2 = 4; 9; 16$ и 25 .

Следует отметить, что рефракция излучения на границе кристалл–воздух приведет к увеличению частотно-угловой дисперсии спектральных компонент

Табл.1. Значения параметров, полученные в результате численного интегрирования

N^2	z/z_s	v_{SFR1} , ТГц	v_{SFR2} , ТГц	λ_{SFR1} , мкм	λ_{SFR2} , мкм	k^{oSFR1} , мкм ⁻¹	k^{oSFR2} , мкм ⁻¹	ϕ_{m1}	ϕ_{m2}	$L_C \tan(\phi_{m1}-\phi_{m0})$, мкм	$L_C \tan(\phi_{m2}-\phi_{m0})$, мкм
4	0.482	106.646	133.354	2.813	2.250	5.382	6.744	8.56'	8.4'	3.734	3.704
9	0.716	92.038	147.962	3.259	2.028	4.639	7.491	9.23'	7.34'	-8.146	7.784
16	0.778	80.985	159.015	3.704	1.887	4.077	8.058	9.46'	7.8'	-11.834	11.036
25	0.113	72.028	167.972	4.165	1.786	3.622	8.519	10.5'	6.46'	-15.105	13.910

широкополосного когерентного источника света в среднем ИК диапазоне.

Очевидно, что увеличение толщины кристалла L_C приведет к увеличению линейно-частотной дисперсии нелинейно-оптического анализатора, однако толщина кристалла ограничивается дисперсионным расплыванием взаимодействующих импульсов. Длина дисперсионного расплывания импульса накачки $L_D = \tau_0^2 / (2|\beta_2(\omega_0)|)$ составляет 4.77 мм, что приблизительно в 9.54 раза больше $L_C = 500$ мкм, и, следовательно, при заданной толщине кристалла дисперсионным расплыванием импульсов можно пренебречь.

Поперечное распределение энергии излучения СГ вдоль оси x при определенных условиях соответствует кросскорреляционной функции (ККФ) профилей интенсивности взаимодействующих импульсов $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и $A_1'(t)$ [16–18]. Определим такие условия генерации импульса СГ, чтобы регистрируемое двумерное распределение энергии импульса СГ адекватно соответствовало динамической спектрограмме импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$.

Процесс генерации СГ должен быть реализован в ненасыщенном режиме, т. е. энергия излучения СГ W_3 на выходе из нелинейного кристалла должна удовлетворять условию $W_3 \ll W_1, W_2$, где W_1 и W_2 – энергии импульсов $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ и $A_1'(t)$, соответственно. При этом важно уменьшить влияние дисперсионных эффектов, влияние эффекта группового разбегания импульсов и дисперсии групповых скоростей, а также диафрагменно-апертурного эффекта, обусловленного угловым сносом необыкновенной волны, соответствующей импульсу СГ. Рассматриваемые условия неколлинеарной генерации СГ соответствуют режиму генерации при заданных полях импульсов накачки. При рассматриваемом 90°-синхронизме пространственный снос необыкновенной волны отсутствует. Таким образом, толщина кристалла L_C AgGaS₂, предназначенная для генерации СГ в FROG корреляторе, выбирается исходя из вышеизложенного и составляет 0.5 мм.

Другим важным аспектом является точность юстировки угла фазового синхронизма. Оптимальная юстировка достигается при соблюдении условия $(k_{e2} - k_o \cos(\phi_{+m0}) - k_o \cos(\phi_{-m0})) L_C / 2 \ll 1$ в пределах ширины спектра как импульса $A_1'(t)$, так и импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$. При выполнении указанных требований измеряемая зависимость распределения энергии излучения СГ от временной задержки $\tau = x \sin(\phi_m) / u$ пропорциональна ККФ интенсивностей взаимодействующих импульсов [17, 18]

$$W_3(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |A_{SC}(t - \tau) \exp(j\gamma(t - \tau))|^2 |A'_1(t + \tau)|^2 dt, \quad (5)$$

где $\sin(\phi_{m0})/u = 1.1996$ фс/мкм – коэффициент пространственно-временной развертки.

Таким образом, если регистрируемое излучение СГ направить на спектрограф с щелью вдоль оси x , то на выходе спектрографа будем иметь динамическую спектрограмму частотно-модулированного импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$, которая содержит информацию о зависимости несущей частоты импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$ от времени t

$$I_3(\tau, \nu) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_{SC}(t - \tau) \exp(j\gamma(t - \tau)) A'_1(t) dt \right|^2, \quad (6)$$

где, согласно вышесказанному, временной профиль интенсивности $|A'_1(t)|^2$ определяется отдельным FROG кросс-коррелятором (рис. 1). В качестве спектрографа, помещенного на выходе нелинейного кристалла, рассматривается дифракционная решетка с постоянной 600 шт/мм с щелями, направленными вдоль оси x , и установленная на некотором расстоянии L_S от нелинейного кристалла. Расстояние следует выбирать таким образом, чтобы дифракцией излучения СГ можно было бы пренебречь. В случае, когда излучение СГ падает на дифракционную решетку под углом 20° к нормали, спектральные компоненты излучения СГ $\nu_{\omega_{SFR1}} = 72.028$ и $\nu_{\omega_{SFR2}} = 167.972$ ТГц на расстоянии $L_S = 0.2$ м будут разнесены вдоль оси z на величину $\delta z = L_S (d\varphi(\omega_{SFR})/d\omega_{SFR}) \Delta\omega_{SFR} = 352.88$ мкм, где $\Delta\omega_{SFR} = 2\pi (\nu_{SFR2} - \nu_{SFR1}) = 602.83$ ТГц ($\Delta\omega_{SFR}$ – изменение частоты суммарного излучения). Регистрацию динамической спектрограммы $I(\tau, \nu)$ можно реализовать с помощью CCD камеры. По зарегистрированной динамической спектрограмме определяются амплитуда и фаза импульса излучения спектрального суперконтинуума $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$, а чирп определяется из временной зависимости фазы импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$ [10, 11, 12, 13].

На рис.3а–е приведены двумерные распределения динамических спектрограмм импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$, сформированные на выходе волокна при значениях мощности входного импульса, равных $P_0 = 280.53$, $4P_0 = 1120$, $9P_0 = 2520$, $16P_0 = 4490$ и $25P_0 = 7010$ Вт, и рассчитанные в соответствии с (6) с учетом рамановского рассеяния ($h_R \neq 0$).

На рис.4(а)–4(е) приведены восстановленные из динамических спектрограмм временные зависимости мгновенной частоты импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$, сформированные на выходе волокна с учетом рамановского нелинейного отклика ($f_R \neq 0$) и при значениях мощности начального импульса равным 280.53, 1120, 2520, 4490 и 7010 Вт, соответственно. Характеристические расстояния: (а) $Z_{SPM} = 9.72$, $Z_{SS} = 359.95$, $Z_{RS} = 2.89$ и $Z_{RSS} = 108.95$ мм; (б) $Z_{SPM} = 2.43$, $Z_{SS} = 90$, $Z_{RS} = 0.72$ и $Z_{RSS} = 27.24$ мм; (в) $Z_{SPM} = 1.09$, $Z_{SS} = 40$, $Z_{RS} = 0.32$ и $Z_{RSS} = 12.10$ мм; (д) $Z_{SPM} = 0.61$, $Z_{SS} = 22.5$, $Z_{RS} = 0.18$ и $Z_{RSS} = 6.81$ мм; (е) $Z_{SPM} = 0.39$, $Z_{SS} = 14.4$, $Z_{RS} = 0.11$ и $Z_{RSS} = 4.36$ мм. На рис.4(ф)–4(ж) приведены восстановленные из динамических спектрограмм временные зависимости мгновенной частоты импульса $A_{SC}(t) \exp(j\gamma(t))$, сформированные на выходе волокна без учета рамановского нелинейного отклика ($f_R = 0$) и при значениях мощности начального

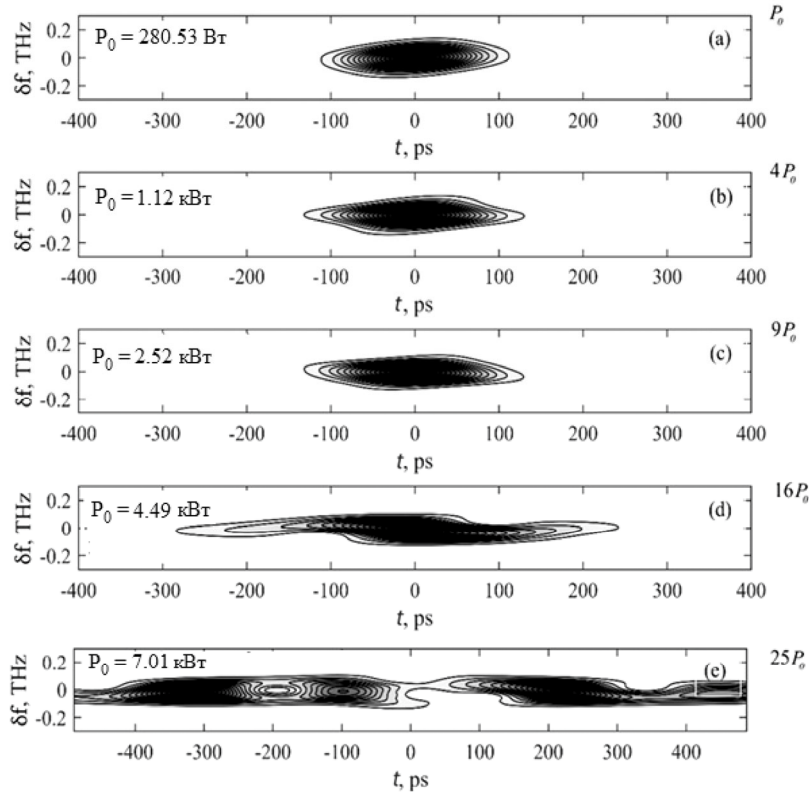


Рис.3. Двумерные распределения динамических спектрограмм импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$ на выходе волокна длиной в 15 мм с учетом рамановского нелинейного отклика ($f_R \neq 0$) при значениях мощности начального импульса (а) 280.53, (б) 1120, (в) 2520, (д) 4490 и (е) 7010 Вт, соответственно.

импульса равным 280.53, 1120, 2520, 4490 и 7010 Вт, соответственно. Характеристические расстояния: (f) $Z_{SPM} = 9.72$, $Z_{SS} = 359.95$ мм; (g) $Z_{SPM} = 2.43$, $Z_{SS} = 90$ мм; (h) $Z_{SPM} = 1.09$, $Z_{SS} = 40$ мм; (i) $Z_{SPM} = 0.61$, $Z_{SS} = 22.5$ мм; (j) $Z_{SPM} = 0.39$, $Z_{SS} = 14.4$ мм.

На рис. 4(а)–4(г) пунктирными линиями показаны соответствующие зависимости мгновенных частот, полученных из результатов численного интегрирования уравнения (1).

Согласно результатам расчетов и как видно из рис.4(а)–(г) и 4(ф)–(и), при значениях мощности входного импульса 280.53, 1120 и 2520 Вт временные зависимости мгновенной частоты импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$, полученные из результатов численных интегрирований уравнения (1) совпадают с соответствующими зависимостями, полученными из двумерных распределений динамических спектрограмм импульса $A_{SC}(t)\exp(j\gamma(t))$, с относительной погрешностью не более 3–5% (нормированное значение средне-квадратичного отклонения).

В работе [19] приведены результаты теоретического исследования корректности восстановления временного профиля фемтосекундного импульса кросс-корреляционным методом. Показано, что относительная погрешность

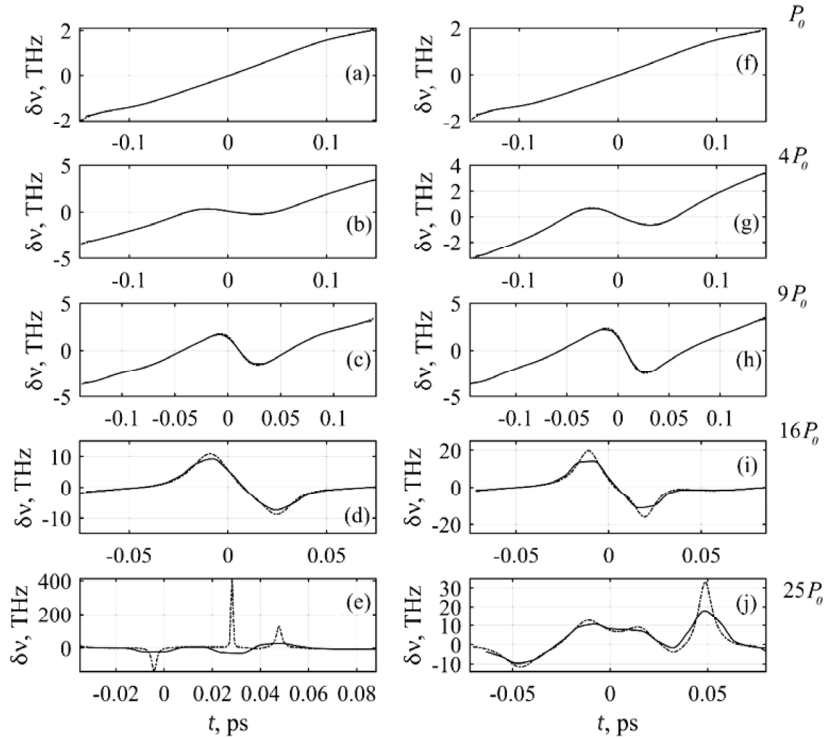


Рис.4. Восстановленные из динамических спектрограмм временные зависимости мгновенной частоты импульса $ASC(t)\exp(j\gamma(t))$, сформированные на выходе волокна.

восстановления временного профиля фемтосекундного импульса кросскорреляционным методом определяется корректностью обращения интеграла свертки импульса заданной формы с исследуемым импульсом.

В настоящей работе, основанная на решении интегралов свертки (5) и (6), относительная погрешность восстановления временного профиля ЧМФИ определяется как корректностью определения временной зависимости спектрально-ограниченного ИК импульса с помощью FROG – нелинейно-оптического коррелятора, так и корректностью обращения интегралов свертки (5) и (6). Способ оценки относительной погрешности предложенного нами метода соответствует способу описанной в работе [19].

При значениях мощности входного импульса 4490 и 7010 Вт временные зависимости мгновенной частоты импульса $A_{sc}(t)\exp(j\gamma(t))$, полученные из результатов численных интегрирований уравнения (1), совпадают с соответствующими зависимостями, полученными из двумерных распределений динамических спектрограмм с относительной погрешностью не более 10%.

Отметим некоторые особенности предлагаемого кросскорреляционного XFROG метода измерения. XFROG отлично подходит для измерения импульсов с большой фазовой модуляцией, кросс-фазовой модуляцией или импульсов в разных спектральных областях и в отличие от автокорреляционного FROG XFROG дает прямую информацию о временной форме импульса без двусмысленности относительно знака фазы или направления времени.

В кросс-корреляторе XFROG можно использовать, например, импульс от видимого лазера для измерения импульса в инфракрасной области. В то время как FROG требует высокого качества и высокой энергии для самовзаимодействия импульса, XFROG обеспечивает гибкость за счет использования внешнего опорного источника. XFROG позволяет проводить измерения на низких энергиях импульса, так как опорный импульс может быть интенсивным [11].

5. Заключение

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса генерации спектрального суперконтинуума в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом режиме в волокне на основе халькогенидного стекла As_2S_3 . Приводятся результаты численного решения уравнения, полученного в приближении медленноменяющихся амплитуд и описывающего процесс генерации спектрального суперконтинуума с учетом рамановского рассеяния.

В настоящей работе предлагается нелинейно-оптический метод определения chirpa широкополосного фемтосекундного лазерного импульса в ИК диапазоне, основанный на неколлинеарной генерации импульсов суммарной частоты спектрально-ограниченным фемтосекундным и широкополосным частотно-модулированным фемтосекундными импульсами. В качестве нелинейной среды для неколлинеарной генерации импульсов суммарной частоты предлагается использовать AgGaS_2 (тиогаллат серебра) – отрицательный одноосный кристалл точечной группы симметрии $\bar{4}2m$ с диапазоном прозрачности от 0.5 до 13 мкм.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке широкополосных когерентных источников света в среднем ИК диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Swiderski.** Appl. Sci., **12**, 4927 (2022).
2. **С.А. Ахманов В.А. Выслоух, А.С. Чиркин.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. Москва, Наука, 1988.
3. **G.P. Agrawal.** Nonlinear Fiber Optics. San Diego, Academic Press, 2007.
4. **T.K. Gustafson, J.P. Taran, H.A. Haus, J.R. Lifshitz, P.L. Kelley.** Phys. Rev., **177**, 306 (1969).
5. **Y.X. Yan, E.B. Gamble, K.A. Nelson.** J. Chem. Phys., **83**, 5391 (1995).
6. **G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A.M. Stolyarov, S. Danto, J.V. Badding, Y. Fink, J. Ballato, A.F. Abouraddy.** Infrared Fibers, Adv. Opt. Photon., **7**, 379 (2015).
7. **V.S. Shiryaev, M.F. Churbanov.** Non-Crystalline Solids, **377**, 225 (2013).
8. **J.M. Dudley, J.R. Taylor.** Supercontinuum Generation in Optical Fibers. Cambridge University Press, 2010.
9. **J.S. Sanghera, L.B. Shaw, P. Pureza, V.Q. Nguyen, D. Gibson, L. Busse, I.D. Aggarwal, C.M. Florea, F.H. Kung.** Int. J. Appl. Glass Sci. **1**, 296 (2010).
10. <http://www.qpeak.com/technologies/ultrafast-lasers> .
11. **R. Trebino.** Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. New York, Springer Science+Business Media, 2002.

12. **D.L. Hovhannisyán, A.O. Hovhannisyán, A.H. Vardanyán, G.D. Hovhannisyán.** Optical Memory and Neural Networks, **29**, 165 (2020).
13. **M.N. Polyanskiy.** Sci. Data, **11**, 94 (2024).
14. **W.S. Rodney, I.H. Malitson, T.A. King.** J. Opt. Soc. Am., **48**, 633 (1958).
15. **Е.И. Андреева, М.С. Былина, С.Ф. Глаголев, П.А. Чаймарданов.** Труды учебных заведений связи, **4**, 5 (2018).
16. **K. Yang, S. Tripathy, J. Kumar.** Mol. Cryst. Liq. Cryst. B: Nonlinear Opt., **19**, 31 (1998).
17. **Р.А. Авакян, А.О. Варданян, Д.Л. Оганесян.** Квантовая Электроника, **21**, 75 (1994).
18. **D.L. Hovhannisyán, A.H. Vardanyán, G.D. Hovhannisyán.** Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), **53**, 112 (2018).
19. **А.О. Варданян, А.Э. Маилян, Д.Л. Оганесян.** Квантовая Электроника, **24**, 861 (1997).

**ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՉԻՐՈՐ
ԳՐԱՆՅԵԼՈՒ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈՂ**

Մ.Լ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Առաջարկվում է ֆեմտովայրկյանային ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսի չիրպը գրանցելու նոր մեթոդ, որը հիմնված է փոխակերպ - սահմանափակ ինֆրակարմիր ֆեմտովայրկյանային իմպուլսի և սպեկտրալ գերշարունակականությամբ իմպուլսի գումարային հարմոնիկի ոչ կոլինեարային առաջացման վրա: Այս հոդվածում ներկայացված են ինֆրակարմիր իմպուլսի ակնթարթային հաճախականության ժամանակային կախվածությունները սպեկտրալ գերշարունակականության հետ, որոնք ստացվել են դինամիկ սպեկտրոգրամների երկչափ բաշխումներից: Ցույց է տրվել, որ առաջարկվող մեթոդով ֆեմտովայրկյանային ինֆրակարմիր լազերային իմպուլսի չիրպը որոշելու հարաբերական սխալը չի գերազանցում 10% - ը: Ներկայացված արդյունքները կարող են օգտագործվել ոչ գծային օպտիկական փուլային կորեկցիայի զարգացման համար, որը կկիրառվի ինֆրակարմիր միջակայքում ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի փուլային և ժամանակային պրոֆիլը որոշելու համար:

**NONLINEAR OPTICAL METHOD FOR RECORDING THE CHIRP OF A
FEMTOSECOND INFRARED LASER PULSE**

M.L. MOVSISYAN, D.L. HOVHANNISYAN

A new method for recording the chirp of a femtosecond IR laser pulse is proposed, based on non-collinear generation of the sum harmonic by a transform-limited IR femtosecond pulse and a pulse with a spectral supercontinuum. This paper presents the time dependences of the instantaneous frequency of an IR pulse with a spectral supercontinuum, obtained from two-dimensional distributions of dynamic spectrograms. It is shown that the relative error in determining the chirp of a femtosecond IR laser pulse by the proposed method does not exceed 10%. The presented results can be used in the development of a nonlinear optical phase correlator for determining the phase and time profile of a femtosecond laser pulse in the mid-IR range.