

Д.Л. ОГАНЕСЯН, А.О. ВАРДАНЯН, Б.Э. БАГРАМЯН

## КОРРЕКТНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА С ПОМОЩЬЮ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Исследована корректность восстановления временного профиля терагерцового импульса кросс-корреляционным методом. Для восстановления квадрата модуля временного профиля терагерцового импульса из регистрируемой зашумленной кросс-корреляционной функции использован метод регуляризации. Показано, что при 10% -й зашумленности регистрируемой кросс-корреляционной функции и соответствующем выборе параметра регуляризации, минимизирующем среднеквадратичное отклонение восстановленного сигнала от исходного, можно восстановить квадрат модуля временного профиля терагерцового импульса со среднеквадратичным отклонением не хуже 5,5 %.

**Ключевые слова:** динамическая спектрограмма, нелинейный кристалл, электрооптическая модуляция.

При конструировании устройств измерения временного профиля терагерцового импульса основная проблема обусловлена достаточно широкой полосой спектра регистрируемого излучения. Одним из способов измерения временного профиля терагерцового импульса является электрооптический кросс-корреляционный метод. С помощью данного метода для определения временного профиля электрического поля терагерцового импульса, модулирующего фазу опорного фемтосекундного лазерного импульса в электро-оптическом кристалле, предлагается использовать нелинейно-оптический кросс-коррелятор (КК) [1,2].

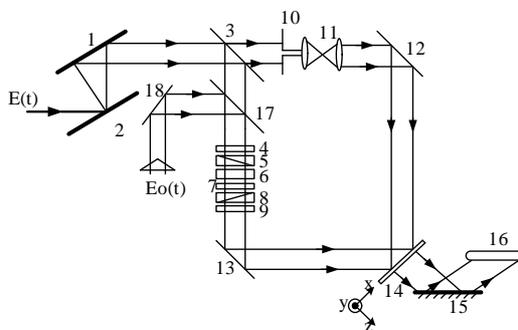


Рис. 1. Оптическая схема кросс-коррелятора:  $E(t)$  – фемтосекундный лазерный импульс (ФЛИ),  $E_0(t)$  – импульс терагерцового излучения (ИТИ), 1, 2 – дифракционные решетки, 3- полупрозрачное зеркало, 4 - полуволновая пластинка, 5 – поляризатор, 6 – электро-оптический кристалл, 7 – четвертьволновая пластинка, 8 – анализатор, 9 - полуволновая пластинка, 10 – амплитудный транспарант, 11 – телескоп, 12, 13, 18 – глухие зеркала, 14- нелинейный кристалл, 15 – спектрограф, 16 – CCD камера, 17 – полупрозрачное зеркало

Целью настоящей работы является исследование корректности восстановления временного профиля терагерцового импульса с помощью кросс-корреляционного метода, предложенного нами в [1, 2]. Ниже представлена суть рассматриваемого метода. На рис.1 показана оптическая схема кросс-коррелятора, на рис.2 - блок-схема измерительного комплекса на основе кросс-коррелятора.

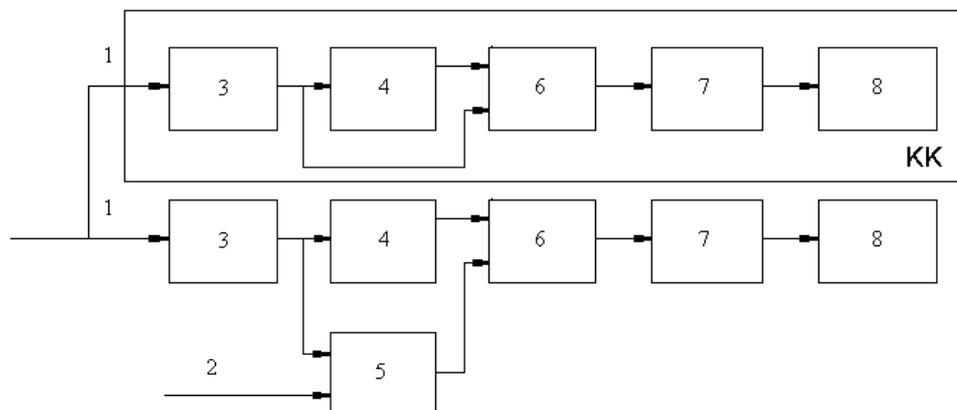


Рис. 2. Блок-схема измерительного комплекса на основе кросс-коррелятора: 1 – фемтосекундный лазерный импульс, 2 – импульс терагерцового излучения, 3 – дисперсер, 4 – формирователь импульса заданной формы, 5 – электрооптический кристалл, 6 – нелинейный кристалл, 7 – спектрограф, 8 – CCD камера, КК – кросс-коррелятор для измерения временного профиля лазерного импульса на выходе дисперсера

Рассмотрим случай, когда на решеточный дисперсер 3 (рис. 2), образованный парой параллельных дифракционных решеток, падает одиночный фемтосекундный лазерный импульс 1, спектр которого описывается выражением

$$E_0(x, y, \omega) = E_0(\omega) \exp\left\{ \frac{ik(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right\}, \quad (1)$$

где  $q(z) = z + j\pi\sigma_0^2/\lambda_0$ ; ( $\sigma_0$  - пространственная ширина пучка на уровне  $1/e$ ;  $\lambda_0$  - длина волны излучения;  $z$  - расстояние между дифракционными решетками дисперсера;

$$E_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) \cdot e^{i\psi(t)} e^{-i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt, \quad (2)$$

где  $E_0(t)$  и  $\psi(t)$  - соответственно огибающая и фаза импульса;  $\omega_0$  - центральная частота спектра импульса.

Если расстояние  $z$  между решетками дисперсера меньше, чем конфокальный параметр  $\pi \cdot \sigma_0^2 / \lambda$ , то спектр уширенного во времени импульса на выходе дисперсера имеет следующий вид [3]:

$$E_D(x, y, \omega) = bE_0(\omega) \exp\left(\frac{ik\beta_0^2 \omega^2 z}{2}\right) \times \exp\left\{-\frac{(x - \beta_0 \omega z)^2}{\sigma_0^2} - \frac{y^2}{\sigma_0^2}\right\}, \quad (3)$$

где  $\beta_0 = \left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)_{\omega_0} = -2\pi cm / \omega_0^2 d \cos \theta_0$ ;  $c$  - скорость света;  $\theta_0$  - угол дифракции;  $b$  - постоянная величина;  $m$  - порядок дифракции;  $1/d$  - постоянная решетки.

Из выражения (3) следует, что на выходе дисперсера имеет место пространственный сдвиг (по оси  $X$ ) спектральных компонент спектра исследуемого импульса, т.е. можно сказать, что каждой координате оси  $X$  соответствует определенная спектральная компонента уширенного импульса. После обратного преобразования Фурье импульс (3) на выходе дисперсера может быть представлен во временной области следующим образом:

$$E_D(x, y, z, t) = b \exp\left(\frac{-x^2 + y^2}{\sigma_0^2}\right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\tau) \times \\ \times \exp\left[-\left(t - i2xz\beta_0 / \sigma_0^2 - \tau\right)^2 / 4\beta_0^2 z^2 \left(1/\sigma_0^2 - ik/2z\right)\right] d\tau. \quad (4)$$

Расщепим выходной пучок со спектром (4) на две части. Пусть одна часть пучка направляется на электрооптический кристалл (ЭОК) 5. Туда же направляется терагерцовый импульс (ТИ) 2, где происходит фазовая модуляция уширенного во времени лазерного импульса терагерцовым излучением. В качестве электрооптического кристалла, в частности, можно использовать  $ZnTe$ , поскольку данный кристалл обладает слабой дисперсионной характеристикой при достаточно большом значении электрооптического коэффициента.

Изменение коэффициента преломления ЭОК под воздействием ИТИ можно представить в виде

$$\Delta n_i(\omega) = -\frac{1}{2} \cdot \iint n_i^3(\omega_1) \cdot r_{ij}(\omega_2) \cdot E_j(\omega - \omega_1 - \omega_2) \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2, \quad (5)$$

где  $E_j(\omega)$  - электрическое поле терагерцового импульса в  $j$  - ом направлении;  $r_{ij}(\omega)$  - электрооптический коэффициент нелинейного кристалла;  $i, j$  - индексы, соответствующие декартовым координатам при заданной пространственной ориентации электрооптического кристалла;  $n_i(\omega)$  - коэффициент преломления электрооптического кристалла. В бездисперсном режиме распространения ТИ в ЭОК лазерный импульс на выходе электрооптического кристалла можно представить в следующем виде [4]:

$$\begin{aligned} E_{M0}(x, y, z, t) &= E_D(x, y, z, t) \cdot \exp(j \cdot \Delta\phi(t)) = \\ &= E_D(x, y, z, t) \cdot \exp(-j \cdot \alpha \cdot E_j(t)), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } \Delta\phi(t) = \frac{\omega_0}{c} \cdot \Delta n_i(t) \cdot L = -\frac{\omega_0}{2 \cdot c} \cdot n_i^3 \cdot r_{ij} \cdot L \cdot E_j(t), \alpha = \frac{\omega_0}{2 \cdot c} \cdot n_i^3 \cdot r_{ij} \cdot L;$$

$L$  - длина кристалла по направлению распространения лазерного луча;  $\omega_0$  - несущая частота лазерного импульса. Как видно из (6), информация о временном профиле электрического поля терагерцового импульса содержится в фазе исследуемого импульса  $E_{M0}(x, y, z, t)$ .

На пути распространения второй части пучка (4) поместим амплитудный транспарант 4 (рис. 2), выполненный в виде щелевой диафрагмы, с помощью которого можно сформировать импульс с заданным временным профилем на заданной несущей частоте:

$$\begin{aligned} V(x, y, t) &= b \cdot E_0(\omega_1) \exp\left\{-\frac{(x - \beta_0 \omega_1 z)^2}{\sigma_0^2} - \frac{y^2}{\sigma_0^2}\right\} \times \exp\left(\frac{ik\beta_0^2 \omega_1^2 z}{2}\right) \cdot \left(\frac{1}{\beta_0 z}\right) \times \\ &\times \exp(-i\omega_1 t) \times \sin c\left(\frac{l \cdot t}{2\beta_0 z}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\omega_1$  - центральная частота, выделяемая диафрагмой;  $l$  - размер щели.

Направим импульсы, определяемые выражениями (6) и (7), на нелинейный кристалл (НК) 6 под углом фазового синхронизма, необходимым для неколлинеарной генерации суммарной гармоники (СГ). В соответствии с [5,6] в случае, когда поперечный размер взаимодействующих пучков больше продольного, в поперечном распределении энергии СГ вдоль оси  $X$  содержится информация как о временном профиле, так и о спектральном составе исследуемого импульса  $E_{M0}(x, y, z, t)$ . Следовательно, если направить излучение СГ на спектрограф 7 (дифракционная решетка с дисперсионным параметром  $\beta = \beta_0/4$ ) со щелью вдоль оси  $X$ , на выходе спектрографа будем иметь динамическую спектрограмму исследуемого импульса, которая регистрируется CCD камерой.

При этом распределение энергии вдоль оси  $X$  на динамической спектрограмме соответствует функции кросс-корреляции квадратов огибающих импульсов  $E_{M0}(x, y, z, t)$  и  $V(x, y, t)$ :

$$\begin{aligned} W(x, y = \text{const}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin c^2\left(\frac{l \cdot \xi}{2 \cdot \beta \cdot z}\right) \times \\ &\times \left| E_{M0}(x, y = \text{const}, z, \xi - x \cdot (T'_0 + T')) \right|^2 \cdot d\xi, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $T'_0 + T' = R \cdot (2 \cdot \sin(\alpha) + \cos(\alpha) \cdot \tan(\psi)) / S \cdot u$  - коэффициент временной развертки кросс-коррелятора;  $R$  - расстояние между НК и спектрографом (дифракционная решетка 7);  $S$  - расстояние между спектрографом и CCD камерой 8;  $\alpha$  - половина угла между опорными импульсами в НК;  $\psi$  - угол между амплитудным и фазовым фронтами пучка  $E_{M0}(x, y, t)$  в НК;  $u \approx u_0 \approx u_\alpha$  - групповая скорость импульсов накачки.

Распределение энергии на динамической спектрограмме вдоль оси  $Y$ , зарегистрированное CCD камерой 8, соответствует спектральной плотности модулированного импульса:

$$W(x = \text{const}, y) \approx \left| E_{M0} \left( x = \text{const}, y, z, \frac{4 \cdot y}{S \cdot \beta} - \omega_i \right) \right|^2. \quad (9)$$

Как показано в [3, 6], коэффициент спектральной развертки вдоль оси  $Y$  в динамической спектрограмме (в мм/Å) определяется как

$$\left( \frac{\Delta \lambda}{\Delta y} \right)_i^{-1} = \frac{10^{-7} \pi \cdot S \cdot \beta \cdot c}{2 \lambda_i^2}. \quad (10)$$

Динамическая спектрограмма на выходе кросс-коррелятора показана на рис.3.

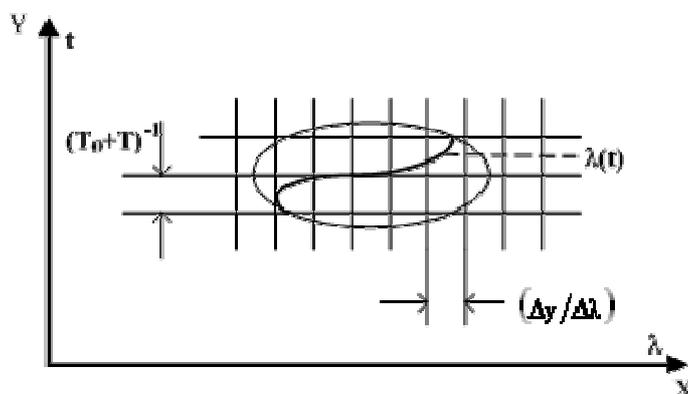


Рис. 3. Динамическая спектрограмма на выходе кросс-коррелятора

Уравнение линии на динамической спектрограмме (рис. 3), описывающее зависимость изменения  $W_{\max}(x, y)$  от  $Y$ , соответствует зависимости частоты модулированного импульса от времени. Это, в свою очередь, позволит восстановить боковые спектральные линии в спектре модулированного импульса, обусловленные фазовой модуляцией выходного импульса дисперсера ИТИ. Из зависимости длины волны  $\lambda(t)$  от времени определяется полная фаза модулированного импульса. В работе [7] приведены результаты исследования корректности восстановления временного профиля и фазы модулированного импульса  $E_{M0}(t)$ , аналитически описываемого выражениями (8) и (9). При малой глубине фазовой модуляции лазерного импульса терагерцовым импульсом (ТИ), что практически имеет место, алгоритм восстановления временного профиля ТИ может быть упрощен.

С учетом выражения (6) и условия  $\Delta\varphi(t) \ll 1$  распределение энергии вдоль оси X (8) можно представить в виде

$$\begin{aligned} W(x)|_{y=\text{const}} &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2\left(\frac{1 \cdot \xi}{2\beta_0 z}\right) \cdot |E_D(x, y = \text{const}, z, \xi - x(T'_0 + T'))|^2 d\xi + \\ &+ \alpha^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2\left(\frac{1 \cdot \xi}{2\beta_0 z}\right) \cdot |E_D(x, y = \text{const}, z, \xi - x(T'_0 + T'))|^2 \times \\ &\times |E_j(x, y = \text{const}, z, \xi - x(T'_0 + T'))|^2 d\xi. \end{aligned} \quad (11)$$

Как видно из (11), первое слагаемое в правой части выражения соответствует кросс-корреляции импульса на выходе дисперсера с импульсом заданной формы и не содержит информации о временном профиле ТИ. Второе слагаемое в правой части (11) соответствует кросс-корреляции произведения квадрата огибающей импульса на выходе дисперсера на квадрат огибающей временного профиля ТИ с квадратом огибающей импульса заданной формы и содержит информацию о временном профиле ТИ. Иначе говоря, из второго слагаемого кросс-корреляционного интеграла (11) можно определить временной профиль ТИ.

Таким образом, согласно выражению (11), при заданном временном профиле импульса на выходе дисперсера можно определить временной профиль ТИ. Для этого необходимо решить интеграл кросс-корреляции, соответствующий второму слагаемому в выражении (11). Для вычисления первого слагаемого в выражении (11) необходимо определить временной профиль импульса на выходе дисперсера с помощью кросс-коррелятора 2, в котором отсутствует ЭОК 5 (рис.2). Корректность восстановления временного профиля ТИ кросс-корреляционным методом определяется корректностью обращения интеграла свертки, соответствующего второму слагаемому в (11), при фиксированной несущей частоте, которое можно представить в виде

$$R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau) \cdot G(\tau - t) \cdot d\tau, \quad (12)$$

где  $H(\tau) = \sin^2\left(\frac{1 \cdot \tau}{2 \cdot \beta_0 \cdot z}\right)$  - аппаратная функция, искажающая входное воздействие;

$G(\tau) = |E_D(\tau)|^2 \cdot |E_j(\tau)|^2$  - входное воздействие;  $R(t = x \cdot (T'_0 + T'))$  - выходной сигнал.

Задача восстановления временного ТИ будет корректной, если существуют решения (4), (12), которые являются единственными, и малые изменения исходных данных приводят к малым изменениям решений [8]. Как видно из (4), при расстоянии между решетками дисперсера  $z \approx \tau_0^2 / (4 \cdot k \cdot \beta_0^2)$ , где  $\tau_0$  - длительность исходного лазерного импульса, ширина спектра исходного лазерного импульса соизмерима с шириной спектра аппаратной функции дисперсера, равной

$\exp(-j \cdot \omega^2 / \Omega^2)$ , где  $\Omega = 1 / (k \cdot \beta_0^2 \cdot z)$ . Это практически равноценно единственности решения уравнения (4). Аналогично для обеспечения единственности решения уравнения, описывающего регистрируемую кросс-коррелятором и соответствующую первому слагаемому в (11) кросс-корреляционную функцию:

$$R_D(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau) \cdot I(\tau - t) \cdot d\tau, \quad (13)$$

где  $I(t) = |E_D(t)|^2$ , ширина диафрагмы должна удовлетворять условию  $l \approx \beta_0 \cdot z / \tau(z)$ , где  $(z)$  – длительность уширенного импульса на выходе дисперсера.

Для построения устойчивых решений уравнений (12), (13) разработаны эффективные регуляризационные методы и алгоритмы [8, 9], использующие дискретное преобразование Фурье.

В настоящей работе, следуя [7-9], для уравнений (12) и (13) вводятся точностные характеристики их решений, позволяющие проанализировать комплекс “прибор + алгоритм” и выбрать параметр регуляризации, исходя из требуемых вероятностных характеристик. Предположим, что регистрируемые сигналы  $\bar{R}_D(t) = R_D(t) + \eta(t)$ ,  $\bar{R}(t) = R(t) + \eta(t)$ , где  $\eta(t)$  – стационарный случайный процесс (шум измерения) с нулевым средним и некоррелированный с  $R_D(t), R(t)$ . Тогда приближенное решение уравнения (13), построенное методом регуляризации, в общем виде можно представить как

$$I_\mu(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\theta(\omega) \cdot \frac{\bar{R}_D(\omega)}{H(\omega)} \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \cdot d\omega, \quad (14)$$

где  $\bar{R}_D(\omega), H(\omega)$  – Фурье-образы функций  $\bar{R}_D(t), H(t)$ ;  $P_\mu(\omega)$  – четная убывающая функция, которая выполняет роль частотного фильтра-стабилизатора и зависит от параметра регуляризации.

Для тихоновского метода регуляризации [8], использованного в настоящей работе, имеем

$$P_\mu(\omega) = \frac{|H(\omega)|^2}{|H(\omega)|^2 + \theta \cdot \omega^2}. \quad (15)$$

От параметра регуляризации  $\mu$  зависит погрешность решения  $e_\mu(t) = I_\mu(t) - I(t)$ , поэтому выбор этого параметра должен быть согласован как с восстанавливаемой функцией  $I(t)$ , так и со статистическими характеристиками шума измерения.

После восстановления функции  $I_\mu(t) = |E_{D\mu}(t)|^2$  приближенное решение уравнения (12), построенное методом регуляризации, можно представить в виде

$$G_{\mu_1}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\mu_1}(\omega) \cdot \frac{\bar{R}(\omega)}{H(\omega)} \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \cdot d\omega, \quad (16)$$

где параметр регуляризации  $\mu_1$  в нашем случае не совпадает с параметром  $\mu$ . Это определяется тем, что ширина спектра регистрируемого сигнала  $\bar{R}_{\mu}(t)$  не совпадает с шириной спектра  $\bar{R}_{D\mu}(t)$ . От параметра регуляризации  $\mu_1$  зависит погрешность решения  $e_{\mu_1}(t) = G_{\mu_1}(t) - G(t)$ , поэтому выбор этого параметра должен быть согласован как с восстанавливаемой функцией  $G(t)$ , так и со статистическими характеристиками шума измерения.

Далее по восстановленной функции  $G_{\mu_1}(\tau) = |E_{D\mu}(\tau)|^2 \cdot |E_j(\tau)|^2$  определяется квадрат модуля временного профиля ИТИ. При этом очевидно, что для корректности восстановления временного профиля ТИ длительность уширенного импульса на выходе дисперсера должна превышать длительность ТИ.

Разрешающую способность регуляризационного алгоритма (РА) принято характеризовать функцией рассеяния [9]:

$$P_{\mu}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\mu}(\omega) \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t) \cdot d\omega. \quad (17)$$

Точностной характеристикой РА, определяющей наименьшие размеры “тонких” структур  $I(t), G(t)$ , которые сохраняются в восстановленных сигналах  $I_{\mu}(t), G_{\mu_1}(t)$  комплекса “прибор+алгоритм”, является ширина функции рассеяния  $\Delta(\mu)$  на уровне 0,4.

Для оценки корректности решения уравнений (12), (13) был проведен численный эксперимент по восстановлению временного профиля ТИ кросс-корреляционным методом и рассчитаны интегралы (12) и (13) при заданных временных профилях ФЛИ и ТИ, а также заданных значениях параметров кросс-коррелятора. Затем к рассчитанным значениям кросс-корреляционных функций добавляется шум с гауссовским распределением с нулевым средним значением и с девиацией  $\sigma$ . И, наконец, по зашумленным значениям кросс-корреляционных функций восстанавливается временной профиль ТИ. В качестве НК, используемого в корреляторе, нами рассматривается одноосный кристалл типа ВВО. В частности, рассмотрен случай, когда на первую дифракционную решетку дисперсера с постоянной решетки  $1/d = 600 \text{ 1/мм}$  падает ФЛИ гауссовой формы с длительностью 50  $\phi$ с на центральной длине волны 0,810  $\mu\text{км}$  под углом  $\gamma = 40^\circ$  к нормали к решетке. Диаметр падающего пучка выберем равным  $\sigma_0 = 4 \text{ мм}$ . В предположении о гауссовой форме падающего на дисперсер спектрально чистого импульса ширина спектра рассматриваемого импульса составляет 44  $\text{нм}$ . Пусть вторая решетка, которая расположена параллельно первой, находится на расстоянии  $z = 5 \text{ см}$  от первой (рис. 1). В таком случае в первом дифракционном порядке угол дифракции на

центральной длине волны  $\theta_0$  равен  $9^\circ$ , дисперсионный параметр дисперсера  $\beta_0 - 0,211 \text{ фс}$ , а угол между амплитудным и фазовым фронтами уширенного импульса в воздухе -  $\psi_0 = 26^\circ$ . В соответствии с [10] длительность импульса на выходе дисперсера  $\tau \approx \tau_0 \cdot \sqrt{1 + (k_0 \cdot \beta_0^2 \cdot z / \tau_0^2)^2} = 350 \text{ фс}$ , а ширина пучка на выходе дисперсера вдоль оси  $X - \sigma = \sigma_0 \cdot \cos(\theta_0) / \cos(\gamma) = 5 \text{ мм}$ . В расчетах ширина диафрагмы амплитудного транспаранта, на выходе которого формируется импульс с заданным временным профилем  $\text{sinc}(t)$ , определяется из условия  $l = 4\pi\beta_0 z / \tau$  и составляет  $190 \text{ мкм}$ . Ширине щели транспаранта, согласно [8], при выбранных значениях ширины диафрагмы, дисперсионного параметра и расстояния между решетками дисперсера, будет соответствовать полоса пропускания  $9 \text{ ТГц}$  ( $3,12 \text{ нм}$ ). Пусть падающие на НК ( $BBO$ ) импульсы имеют обыкновенную поляризацию. Из условия векторного синхронизма для неколлинеарной генерации необыкновенно поляризованного излучения суммарной гармоники определяется половина угла между импульсами в нелинейном кристалле  $\alpha$ , которая составляет  $19,23^\circ$ . Угол между фронтом волнового возмущения и фазовым фронтом уширенного импульса в НК  $\psi$  при заданных значениях параметров равен  $11,57^\circ$ . Таким образом, согласно (16), при заданных значениях параметров коэффициент временной развертки на выходе НК вдоль оси  $X$  составит  $4,79 \text{ фс/мм}$ . При этом следует отметить, что по мере распространения излучения на суммарной частоте от НК до детектора величина коэффициента временной развертки практически остается неизменной. Временное разрешение предлагаемого метода, очевидно, будет определяться величиной пространственного разрешения детектора, и, в частности, при пространственном разрешении, равном  $2,5 \text{ мкм}$ , временное разрешение составит  $12 \text{ фс}$ .

На рис. 4 приведены временные профили исходного сигнала  $|E_j(\tau)|^2$  и восстановленного сигнала  $|E_{Dj}(\tau)|^2$  при уровне 10 % - й зашумленности регистрируемой кросс-корреляционной функции для двух разных временных профилей квадрата модуля ТИ. В ходе численного эксперимента с учетом регуляризации восстановление временного профиля  $|E_{Dj}(\tau)|^2$  моделировалось при значениях параметров регуляризации, равных  $\mu = 0,0368$  и  $\mu_1 = 0,025$  соответственно. Данным значениям параметров регуляризации соответствует минимум среднеквадратичного отклонения (СКО) исходного сигнала  $|E_j(\tau)|^2$  от восстановленного сигнала  $|E_{Dj}(\tau)|^2$ :

$$\varepsilon = 100\% \cdot \int_{-\infty}^{\infty} (|E_j(t) - E_{Dj}(t)|)^2 \cdot dt / \int_{-\infty}^{\infty} |E_j(t)|^2 \cdot dt, \quad (18)$$

при котором СКО составляет 2,4 % для временного профиля  $|E_j(\tau)|^2$ , представленного на рис. 4а, и 5,5 % - для временного профиля  $|E_j(\tau)|^2$ , представленного на рис. 4б.

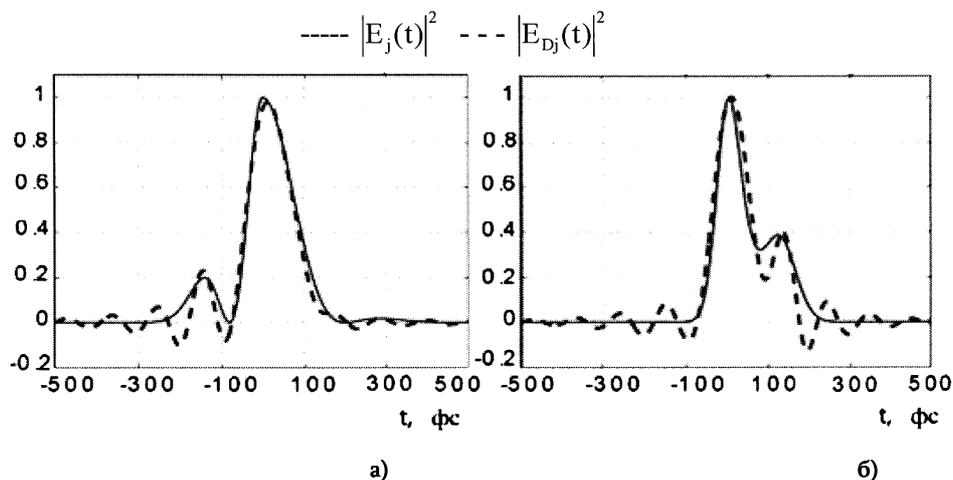


Рис. 4. Временные профили исходного  $|E_j(\tau)|^2$  и восстановленного сигналов  $|E_{Dj}(\tau)|^2$  при уровне шума 10 % для двух разных временных профилей квадрата модуля

ТИ (а) и (б)

Таким образом, в настоящей работе исследована корректность восстановления временного профиля терагерцового импульса кросс-корреляционным методом. Для восстановления квадрата модуля временного профиля импульсного терагерцового излучения из регистрируемой зашумленной кросс-корреляционной функции использован метод регуляризации [8].

Показано, что при 10%-й зашумленности регистрируемой кросс-корреляционной функции и соответствующем выборе параметра регуляризации, минимизирующем среднее квадратичное отклонение восстановленного сигнала от исходного, можно восстановить квадрат модуля временного профиля терагерцового импульса со среднее квадратичным отклонением не хуже 5,5 %.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chaltikyan V.O., Hovhannisyan D.L., Laziev E.M., Melikyan A.O., Vardanyan A.O.** Bunched Electron Beam Properties Measurement by Means of Single-Shot Multibeam Cross-Correlation Technique // Journal of Modern Optics. – 2006. - 53, 7. - P. 919 - 929.
2. **Оганесян Д.Л., Варданян А.О., Баграмян Б.Э.** Определение временного профиля терагерцового импульса с помощью многопучкового кросс-корреляционного метода // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2006. - Т. 11, № 4.- С. 12 -18.
3. **Авакян Р.А., Варданян А.О., Оганесян Д.Л.** Кросс-корреляционный метод определения формы одиночного УКИ // Квантовая электроника. – 1994. - 21, 1. - С. 75 -77.

4. Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals. - Wiley, New York, 1984.
5. Варданыан А.О., Оганесян Д.Л. Определение формы СКИ при неколлинеарной ГВГ взаимобращенными во времени пучками // Доклады Академии наук АрмССР. - 1990. - 90, 2. - С. 81-85.
6. Варданыан А.О., Оганесян Д.Л. Определение фазы одиночных сверхкоротких световых импульсов // Доклады Академии наук АрмССР. -1990. -91, 4. - С. 160-164.
7. Варданыан А.О., Маилян А.Э. Оганесян Д.Л. О корректности восстановления временного профиля одиночного УКИ света кросс-корреляционным методом // Квантовая электроника. - 1997. - 24, 9. - С. 861 - 863.
8. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1986.
9. Василенко Г.И. Теория восстановления сигналов. - М.: Радио и Связь, 1979.
10. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. - М.: Наука, 1988.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 14.07.2007.

## Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Օ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Բ.Է. ԲԱԴՐԱՄՅԱՆ

### ՔՐՈՍ-ԿՈՐՐԵԼՅԱՑԻՈՆ ՄԵԹՈՂՈՎ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՊՐՈՖԻԼԻ ԸՇՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հետազոտված է քրոս-կորելյացիոն մեթոդով տերահերցային իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի վերականգնման ճշտությունը: Գրանցվող աղմկոտ քրոս-կորելյացիոն ֆունկցիայից տերահերցային իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի մոդուլի քառակուսու վերականգնման համար կիրառվում է կարգավորման մեթոդը: Ցույց է տրված, որ գրանցվող քրոս-կորելյացիոն ֆունկցիայի 10% աղմուկի մակարդակի և կարգավորման պարամետրի համապատասխան ընտրության դեպքում, որը նվազագույնի կհանգեցնի վերականգնված ազդանշանի միջին քառակուսային շեղումը նախնականից, ՏՀց ճառագայթման ժամանակային պրոֆիլի մոդուլի քառակուսին հնարավոր է վերականգնել 5,5% -ից ոչ մեծ միջին քառակուսային շեղումով:

**Առանցքային բառեր.** դինամիկ սպեկտրոգրամ, ոչ գծային բյուրեղ, էլեկտրաօպտիկական մոդուլյացիա:

**D.L. HOVHANNISYAN, A.O. VARDANYAN, B.E. BAGHRAMYAN**

### **TEMPORAL PROFILE RESTORATION CORRECTNESS OF THE PULSE TERAHERTZ RADIATION BY MEANS OF CROSS-CORRELATION METHOD**

The correctness of time profile renewal of terahertz impulse using the cross-correlation method is investigated. For the renewal of the square of time profile module of terahertz impulse from the registrable noisy cross-correlation function the regularization method is used. It is shown that in case of 10% noisiness of the registrable cross-correlation function and in case of corresponding selection of the regularization parameter, which minimizes the root-mean-square deviation of renewed signal from initial one, it is possible to renew the square of time profile module of terahertz impulse with the root-mean-square deviation not less than 5.5 %.

**Keywords:** dynamic spectrogram, nonlinear crystal, electro-optical modulation.