

УДК 621.373

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА

Б.Э. БАГРАМЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 18 апреля 2007 г.)

Для определения временного профиля электрического поля импульсного терагерцового излучения, модулирующего фазу опорного фемтосекундного лазерного импульса в электрооптическом кристалле, предлагается использовать нелинейно-оптический кросс-корреляционный метод. В этом методе измерение временного профиля электрического поля импульса терагерцового излучения осуществляется за один лазерный импульс.

Одним из наиболее перспективных методов в области измерения временного профиля электрического поля импульса терагерцового излучения (ИТИ) является метод, основанный на линейном электрооптическом эффекте Поггеля. Суть метода заключается в следующем. В бездисперсном приближении поляризация электрического поля $P(t)$ в электрооптическом кристалле, наведенная электрическим полем фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ) $E(t)$ и электрическим полем ИТИ $E_0(t)$, может быть представлена в виде

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E_0(t) E(t) = [\chi^{(1)} + \chi^{(2)} E_0(t)] E(t), \quad (1)$$

где $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ – линейная и квадратичная восприимчивости кристалла.

Как видно из (1), под воздействием электрического поля ИТИ $E_0(t)$ происходит изменение коэффициента преломления среды, что, в свою очередь, приводит к фазовой модуляции ФЛИ. Иначе говоря, существует прямая зависимость между временным профилем электрического поля ИТИ $E_0(t)$ и изменением фазы ФЛИ $E(t)$. Таким образом, восстанавливая фазу модулируемого ФЛИ, можно определить временной профиль терагерцового импульса. С помощью описанного метода, в процессе многократного измерения кросс-корреляционной функции, был определен временной профиль ИТИ с несущей частотой 37 ТГц [1,2].

В настоящей работе описывается метод измерения временного профиля электрического поля ИТИ, осуществляемого за один лазерный импульс. Для определения временного профиля электрического поля ИТИ, модулирующего фазу опорного ФЛИ в электрооптическом кристалле, предлагается использовать нелинейно-оптический кросс-корреляционный метод. В отличие от известных работ, где временное разрешение восстановленного временного профиля электрического поля ИТИ определяется длительностью ФЛИ,

нами предлагается в качестве опорного ФЛИ использовать импульс, модулированный как во времени, так и в пространстве. А именно, предлагается использовать уширенный во времени ФЛИ, который формируется на выходе дисперсера, представляющего собой пару параллельных дифракционных решеток, расположенных на заданном расстоянии друг от друга.

В работах [3,4] была показана возможность определения временного профиля кулоновского поля электронного сгустка фемтосекундной временной протяженности, модулирующего фазу опорного ФЛИ в электрооптическом кристалле, с помощью многопучкового кросс-корреляционного метода.

Для измерения фазы модулируемого ФЛИ, обусловленной временным профилем модулирующего ИТИ, нами предлагается использовать нелинейно-оптический кросс-коррелятор. На выходе кросс-коррелятора регистрируется динамическая спектрограмма опорного модулируемого ФЛИ. Оптическая схема кросс-коррелятора показана на рис.1.

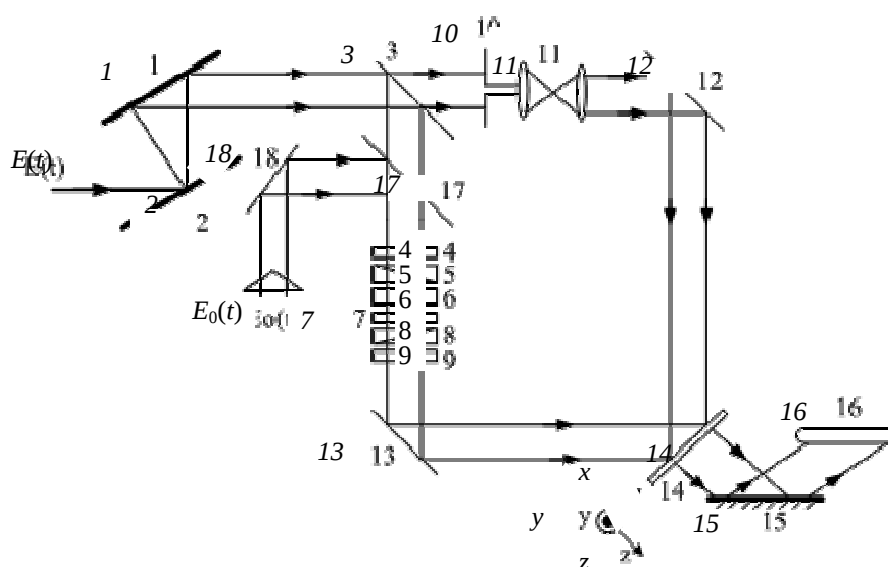


Рис.1. Оптическая схема многопучкового кросс-коррелятора: $E(t)$ – ФЛИ, $E_0(t)$ – ИТИ, 1,2 – дифракционные решетки, 3 – полупрозрачное зеркало, 4 – полуволновая пластинка, 5 – поляризатор, 6 – электрооптический кристалл, 7 – четвертьволновая пластинка, 8 – анализатор, 9 – полуволновая пластинка, 10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

Рассмотрим случай, когда на решеточный дисперсер, образованный парой параллельных дифракционных решеток, падает одиночный ФЛИ, спектр которого описывается выражением

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

где $q(z) = z + j\pi\sigma_0^2/\lambda_0$, σ_0 – пространственная ширина пучка на уровне $1/e$, λ_0 – длина волны

излучения и

$$E_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) e^{i\psi(t)} e^{-i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt. \quad (3)$$

где $E_0(t)$ и $\psi(t)$ – соответственно, огибающая и фаза импульса; ω_0 – центральная частота спектра импульса. Если расстояние z между решетками дисперсера меньше, чем конфокальный параметр $\pi\sigma_0^2/\lambda_0$, то спектр уширенного во времени импульса на выходе дисперсера имеет следующий вид [4]:

$$E_D(x, y, \omega) = bE_0(\omega) \exp\left(\frac{ik\beta_0^2\omega^2 z}{2}\right) \exp\left\{-\frac{(x - \beta_0\omega z)^2}{\sigma_0^2} - \frac{y^2}{\sigma_0^2}\right\}, \quad (4)$$

где $\beta_0 = (d\theta/d\omega)_{\omega_0} = -2\pi cm/\omega_0^2 d \cos\theta_0$, c – скорость света, θ_0 – угол дифракции, b – постоянная величина, m – порядок дифракции, $1/d$ – постоянная решетки. Из выражения (4) 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. Таким образом, как видно из (4), на выходе дисперсера формируется импульс, модулированный как во времени, так и в пространстве. Расщепим выходной пучок со спектром (4) на две части. Пусть одна часть пучка направляется на электрооптический кристалл. На кристалл направляется также ИТИ, 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. Лазерный импульс на выходе электрооптического кристалла можно представить в следующем виде:

$$E_{M0}(x, y, z, t) = E_D(x, y, z, t) \exp(j\Delta\phi(t)), \quad (5)$$

где $\Delta\phi(t) = \frac{\omega}{c} \Delta n_i(t) L = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_i(t) L$, $\Delta n_i(t) = -\frac{1}{2} n_i^3 r_{ij} E_j(t)$, где L – длина кристалла

по направлению распространения лазерного луча, n_i – коэффициент преломления электрооптического кристалла, r_{ij} – электрооптический коэффициент нелинейного кристалла (НК), i, j – декартовы индексы, соответствующие ориентации электрооптического кристалла, $E_j(t)$ – электрическое поле терагерцового импульса в j -ом направлении [5]. Как видно из (5), информация о временном профиле электрического поля терагерцового импульса содержится в фазе исследуемого импульса $E_{M0}(x, y, z, t)$. На пути распространения второй части поместим амплитудный транспарант, с помощью которого можно сформировать импульс с заданным временным профилем на заданной несущей частоте ω_0 . В качестве амплитудного транспаранта можно использовать диафрагму с пространственной аппаратной функцией

$$Q(|x - x_0|) \equiv \begin{cases} 1 & \text{при } |x - x_0| \leq e/2, \\ 0 & \text{при } |x - x_0| > e/2 \end{cases} \quad (6)$$

или с частотной аппаратной функцией

$$q(\beta_0 z |\omega - \omega_0|) \equiv \begin{cases} 1 & \text{при } |\omega - \omega_0| \leq l / 2\beta_0 z, \\ 0 & \text{при } |\omega - \omega_0| > l / 2\beta_0 z, \end{cases} \quad (7)$$

где l – размер щели диафрагмы. Согласно выражениям (6) и (7), каждому значению координаты x соответствует определенная частота $\beta_0 z \omega$.

Электрическое поле импульса на выходе транспаранта, согласно (4) и (7), можно представить в виде

$$V(x, y, t) = b \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_0^2}\right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) \exp\left(\frac{ik\beta_0^2 \omega^2 z}{2}\right) \exp\left\{-\frac{(x - \beta_0 \omega z)^2}{\sigma_0^2}\right\} q(\beta_0 z |\omega - \omega_0|) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (8)$$

В случае, когда $z \ll \pi \sigma_0^2 / \lambda_0$, а ширина диафрагмы удовлетворяет неравенству

$$\lambda_0 \ll l < \sigma_0 / \sqrt{2}, \quad (9)$$

первые три множителя в подынтегральном выражении (8) остаются неизменными в частотном диапазоне $\delta\omega = l / \beta_0 z$ и, следовательно, могут быть вынесены из-под знака интеграла.

С учетом вышеизложенного импульс на выходе транспаранта (8) принимает следующий вид:

$$V(x, y, t) = b E_0(\omega_0) \exp\left\{-\frac{(x - \beta_0 \omega_0 z)^2}{\sigma_0^2} - \frac{y^2}{\sigma_0^2}\right\} \exp\left(\frac{ik\beta_0^2 \omega_0^2 z}{2}\right) \times \\ \times \left(\frac{l}{\beta_0 z}\right) \exp(-i\omega_0 t) \operatorname{sinc}\left(\frac{lt}{2\beta_0 z}\right). \quad (10)$$

Согласно выражению (10), на выходе транспаранта мы получаем спектрально ограниченный импульс с заданным временным профилем на заданной несущей частоте ω_0 . На нелинейный кристалл под углом синхронизма направляются импульсы (5) и (10), где в результате нелинейного взаимодействия импульсов происходит неколлинеарная генерация суммарных частот. Геометрия эксперимента выбирается таким образом, чтобы условие векторного синхронизма выполнялось, когда падающие волны имеют обыкновенную поляризацию, а суммарные гармоники – необыкновенную поляризацию. Как видно из выражения (5), регистрируя фазу уширенного импульса $E_{M0}(x, y, t)$, можно определить временной профиль электрического поля ИТИ.

Согласно рис.1, амплитуды волн накачки $E_{M0}(x, y, t)$ и $V(x, y, t)$ $E_{M0}(x, y, t) = f_{M0}(t)F_{M0}(x, y)$, $V(x, y, t) = f_0(t)F_0(x, y)$ на границе НК $z = 0$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
E_{M0}(x, y, z, t) &= f_{M0} \left\{ t - \frac{z(\cos \alpha_0 - \sin \alpha_0 \tan \psi_0) - x(\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0 \tan \psi_0)}{u} \right\} \times \\
&\quad \times F_{M0}(x \cos \alpha_0 + z \sin \alpha_0, y), \\
V(x, y, z, t) &= f_{0i} \left(t - \frac{x \sin \alpha_0 + z \cos \alpha_0}{u_0} \right) F_{0i}(x \cos \alpha_0 - z \sin \alpha_0, y),
\end{aligned} \tag{11}$$

где $u \approx u_0$ – групповые скорости импульсов накачки, α_0 – половина угла между опорными импульсами в воздухе, ψ_0 – угол между фронтом волнового возмущения и фазовым фронтом пучка $E_{M0}(x, y, t)$ в воздухе, определяющийся в основном параметрами дисперсера. Для обеспечения равенства поперечных размеров пучков $E_{M0}(x, y, t)$ и $V(x, y, t)$ вдоль оси X , после многощелевой диафрагмы устанавливается телескоп с соответствующим усилением $M = f_1/f_2 = 1 - \beta_0 z \omega_0 / \sigma_0$.

Как показано в [3,6-8], интегральное распределение энергии суммарных гармоник вдоль осей X и Y на выходе НК, которое регистрируется CCD-камерой, равно

$$W(x, y) = \gamma^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} |E_S(x, y, p, t)|^2 dt. \tag{12}$$

После подстановки (11) в (12) окончательно получаем

$$W(x, y) = p^2 b \exp\left(-\frac{2y^2}{\sigma_0^2}\right) \exp\left(-2\frac{x^2 \cos^2 \alpha}{\sigma_0^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} |f_0(t - T_0)|^2 |f_{M0}(t + T)|^2 dt, \tag{13}$$

где y – нелинейная постоянная, $T_0 = x \sin \alpha / u$, $T = x(\sin \alpha + \cos \alpha \tan \psi) / u$, α – половина угла между опорными импульсами в НК, ψ – угол между фронтом волнового возмущения и фазовым фронтом пучка $E_{M0}(x, y, t)$ в НК.

Как видно из (13), в случае, когда поперечные размеры пучков $E_{M0}(x, y, t)$ и $V(x, y, t)$ вдоль оси X больше, чем продольные, т.е. когда $\sigma_0 > \sigma_t$, распределение энергии суммарных гармоник вдоль оси X соответствует функции кросс-корреляции импульса заданного временного профиля $f_0(t) = e^{-i\omega_0 t} \sin(lt/2\beta_0 z)$ с уширенным модулированным импульсом $f_{M0}(t)$. Это позволяет определять временной профиль уширенного модулированного импульса. Как следует из (13), масштаб временной развертки определяется следующим образом:

$$a = \frac{(2 \sin \alpha + \cos \alpha \tan \psi)}{u}. \tag{14}$$

Как видно из (5), для определения временного профиля электрического поля ИТИ необходимо восстановить фазу напряженности электрического поля уширенного импульса $E_{M0}(x, y, t)$.

Для частотно-углового спектра амплитуды суммарной гармоники с учетом соотношений (6) и (10) и конечного размера НК ($0 \leq x \leq L_C$, где L_C – длина кристалла), при $\sigma_0 > L_C \cos \alpha$ получаем следующее выражение [3]:

$$|S_S(k_X, \omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int E_S(x, y, p, t) e^{-ik_X x} e^{-i\omega t} dx dt \right|^2 = \frac{\gamma l p b L_C}{\beta_0 z} \exp\left(-4 \frac{y^2}{\sigma_0^2}\right) \times \\ \times \left\{ \exp\left(-4 \frac{L_C^2 \cos^2 \alpha}{\sigma_0^2}\right) |F_{M0}(\omega - \omega_0)|^2 \times \sin^2 c^2 \left\{ \frac{L_C}{2} [a'(\omega - \omega_0 q) - k_X] \right\} \right\}, \quad (15)$$

$$\text{где } F_{M0}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{M0}(t) e^{-i\omega t} dt, \quad q = \frac{a}{a'}, \quad a' = \frac{(\sin \alpha + \cos \alpha \tan \psi)}{u}.$$

Из выражения (15) становится ясно, что в направлении, для которого $k_X = a'(\omega - \omega_0 q)$, спектральная плотность суммарной гармоники совпадает со спектральной плотностью уширенного модулированного импульса. Согласно (15), существует однозначное соответствие между угловым расхождением излучения суммарной гармоники вдоль оси X и частотным спектром модулированного импульса $E_{M0}(x, y, t)$, т.е. НК служит анализатором спектра модулированного импульса [8]. Аппаратной функцией рассматриваемого анализатора частоты, как следует из (15), является функция

$$\Phi(k_X) = \sin c \left\{ \frac{L_C}{2} [a'(\omega - \omega_0 q) - k_X] \right\}. \quad (16)$$

Как следует из (16) и как показано в [7], угловая дисперсия НК, которая определяет спектральное разрешение анализатора, с учетом преломления в среде определяется следующим образом:

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta \lambda} = \frac{n \cos(\alpha)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\alpha)}} \left(\frac{2a'c}{\lambda} + \frac{dn}{d\lambda} \frac{\tan(\alpha)}{n} \right), \quad (17)$$

где n – коэффициент преломления НК.

Таким образом, в поперечном распределении энергии суммарной гармоники вдоль оси X содержится информация как об огибающей, так и о спектре модулированного импульса $E_{M0}(x, y, t)$. Следовательно, если регистрируемое излучение суммарной гармоники направить на спектрограф с щелью, ориентированной вдоль оси X , то на выходе спектрографа получим динамическую спектрограмму модулированного импульса. Это, в свою очередь, позволит восстановить временную зависимость несущей частоты $\psi(t) = \int \omega(t) dt$ [8,9]. Очевидно, что, зная фазу модулированного импульса, можно определить временной профиль электрического поля ИТИ. Распределение энергии на динамической спектрограмме вдоль оси X , зарегистрированное CCD-камерой (рис.2), соответствует кросс-корреляции огибающих импульсов $E_{M0}(x, y, t)$ и $V(x, y, t)$:

$$W(x)|_{y=\text{const}} = \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \left(\frac{l\xi}{2\beta_0 z} \right) |f_{M0}[\xi - x(T'_0 + T')]| d\xi, \quad (18)$$

где $T'_0 + T' = R(2 \sin \alpha + \cos \alpha \tan \psi)/Su$ – коэффициент временной развертки кросс-коррелятора, R – расстояние между НК и спектрографом (дифракционная решетка – 15), S –

расстояние между спектрографом и CCD-камерой (16).

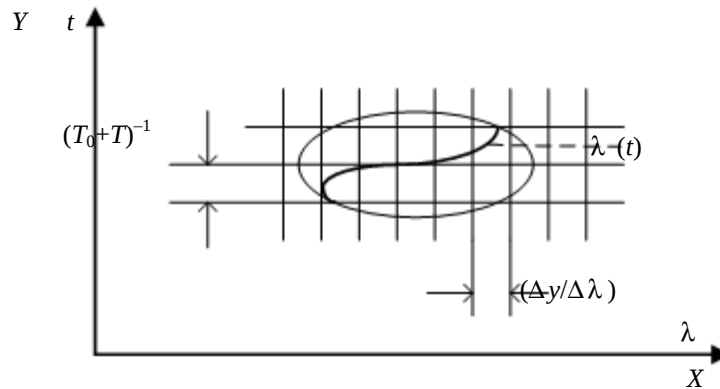


Рис.2. Динамическая спектрограмма на выходе кросс-коррелятора.

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

$$W(y)|_{x=\text{const}} \approx \left\{ \left| F\left(\frac{4y}{s\beta_0} - \omega_0 \right) \right|^2 \right\}, \quad (19)$$

где $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{M0}(t)e^{i\omega t} dt$. Как показано в [8], коэффициент спектральной развертки вдоль оси Y в динамической спектрограмме (в мм/Å) определяется как

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta y} \right)^{-1} = \frac{10^{-7} \pi S \beta_0 c}{2\lambda_0^2}. \quad (20)$$

Уравнение линии на динамической спектрограмме, описывающее зависимость изменения максимального значения $W(x, y = k\Delta y)$ от y (где $k = 1, 2, 3, \dots$), соответствует зависимости длины волны модулированного импульса $f_{M0}(t)$ от времени. Из кросс-корреляционного интеграла (18) можно определить амплитуду модулируемого импульса $|f_{M0}(t)|$, а из зависимости длины волны $\lambda(t)$ от времени определяется полная фаза модулированного импульса. Восстанавливая фазу модулируемого импульса, можно определить временной профиль электрического поля ИТИ.

Для оценки корректности определения временного профиля уширенного импульса, промодулированного электрическим полем ИТИ, в [3] приведены результаты численного расчета временного и спектрального разрешения кросс-коррелятора.

В качестве НК, используемого в корреляторе, рассматривается одноосный кристалл ВВО толщиной 3 мм. В частности, рассмотрен случай, когда на первую дифракционную решетку дисперсера с постоянной решетки $1/d = 600$ 1/мм падает ФЛИ с длительностью 50 фс на центральной длине волны 0.810 мкм под углом $\gamma = 40^\circ$ к нормали к решетке. Диаметр падающего пучка выбирается равным $\sigma_0 = 4$ мм. Там же показано, что временное разрешение

предлагаемого метода при пространственном разрешении CCD-камеры, равном 5 мкм, составляет 24 фс, а спектральное разрешение – 0.17 нм.

В настоящей работе предлагается новый нелинейно-оптический кросс-корреляционный метод для измерения временного профиля электрического поля ИТИ. В качестве ФЛИ, модулируемого терагерцовым импульсом в электрооптическом кристалле, предлагается использовать импульс, модулированный как во времени, так и в пространстве. В предлагаемом методе измерение временного профиля электрического поля ИТИ осуществляется за один лазерный импульс. В результате электрооптической модуляции ФЛИ информация о временном профиле ИТИ будут содержать все пространственно-смещенные спектральные компоненты модулируемого импульса. Далее предлагается промодулированный импульс и импульс с известным временным профилем на фиксированной несущей частоте свести в НК для неколлинеарной генерации суммарных частот.

Показано, что в поперечном распределении энергии излучения на суммарной частоте на выходе НК содержится информация как о временном профиле, так и о спектральном составе модулированного импульса. С помощью спектрографа, установленного на выходе НК, можно разделить временную шкалу от частотной, что в свою очередь позволяет получить динамическую спектрограмму модулированного импульса. При обработке динамической спектрограммы, в соответствии с приведенными в настоящей работе алгоритмами, можно восстановить фазу уширенного промодулированного импульса. А из восстановленной фазы модулированного ФЛИ можно определить временной профиль электрического поля ИТИ.

В заключение автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Д.Л.Оганесяну за полезные замечания при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Q.Wu, T.D.Hewitt, X.-C.Zhang. Appl. Phys. Lett., **69**, 1026 (1996).
2. Q.Wu, X.-C.Zhang. Appl. Phys. Lett., **71**, 1285 (1997).
3. V.O.Chaltikyan, D.L.Hovhannisyan, E.M.Laziev, A.O.Melikyan, A.O.Vardanyan, J. of Modern Optics, **53**, 919 (2006).
4. Р.А.Авакян, А.О.Вардanian, Д.Л.Оганесян. Квантовая электроника, **21**, 75 (1994).
5. A.Yariv, P.Yeh. Optical waves in crystals. New York, Wiley, 1984.
6. А.О.Вардanian, Д.Л.Оганесян. ДАН Арм.ССР, **90**, 81 (1990).
7. А.О.Вардanian, Д.Л.Оганесян. ДАН Арм.ССР, **91**, 176 (1990).
8. А.О.Вардanian, Д.Л.Оганесян. Квантовая электроника, **24**, 861 (1997).
9. Р.А.Авакян, А.О.Вардanian, Д.Л.Оганесян. Квантовая электроника, **21**, 75 (1994).

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՊՐՈՖԻԼԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐՈՍ-ԿՈՐԵԼՅԱՅԻՈՆ ՄԵԹՈԴԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Բ.Է. ԲԱԴՐԱՄՅԱՆ

Առաջարկված է հենակային ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի փուլը մոդուլացնող, իմպուլսային տերահերցային ճառագայթման ժամանակային պրոֆիլի որոշման համար օգտագործել ոչ գծային-օպտիկական կրոս-կորելյացիոն եղանակ: Առաջարկվող եղանակում տերահերցային ճառագայթման իմպուլսի էլեկտրական դաշտի ժամանակային պրոֆիլի չափումը իրականացվում է մեկ լազերային իմպուլսի ընթացքում:

DETERMINATION OF THE TEMPORAL PROFILE OF A TERAHERTZ PULSE
BY APPLYING THE NONLINEAR-OPTICAL CROSS-CORRELATION METHOD

B.E. BAGHRAMYAN

It is suggested to use the nonlinear-optical cross-correlation method for the determination of the temporal profile of the electric field of a pulse terahertz radiation, modulating the phase of the basic femtosecond laser pulse in an electrooptical crystal. The measurement of the temporal profile of the electric field of the terahertz radiation pulse in the proposed method is realized by one laser pulse shot.