ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

PACS 42.65.Tg; 42.65.Dr; 78.20.Fm

К исследованию самосогласованного режима генерации терагерцевого излучения оптическим импульсным излучением с наклонным фронтом интенсивности

А.Н.Бугай, С.В.Сазонов, А.Ю.Шашков

Получена самосогласованная нелинейная система волновых уравнений, описывающая генерацию терагерцевого излучения в диэлектрических одноосных кристаллах оптическим импульсным излучением с наклонным волновым фронтом. Численный анализ данной системы показал, что генерация широкополосного однопериодного терагерцевого сигнала сопровождается сдвигом несущей частоты оптического импульса в красную область. При этом величина сдвига пропорциональна интенсивности импульса. Показано, что эффективность генерации по энергии достигает максимума на определенной дистанции распространения в кристалле, после чего происходит ее снижение. Отмечается удовлетворительное согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными других работ.

Ключевые слова: *терагерцевое излучение, оптическое выпрямление, наклонные фронты.*

1. Введение

В настоящее время все больший интерес вызывают исследования, посвященные способам генерации терагерцевого излучения. Чувствительность колебательных, вращательных, колебательно-вращательных и туннельных квантовых переходов к излучению терагерцевого диапазона определяет перспективность развития терагерцевой спектроскопии. Кроме того, такое излучение находит сегодня множество применений: при обработке изображений, в системах безопасности, астрономии, биологии и во многих других областях [1–4].

Оптический метод генерации широкополосного терагерцевого излучения в квадратично-нелинейных средах, основанный на оптическом выпрямлении, является одним из наиболее эффективных [5]. При этом генерация имеет черенковскую природу [6].

Интерес к черенковскому механизму связан с появившейся в последние годы возможностью использования фемтосекундных лазерных импульсов для генерации терагерцевого излучения. Из-за большой спектральной ширины фемтосекундного импульса в нем содержатся фурье-компоненты, на разности частот которых генерируется широкополосный терагерцевый сигнал, содержащий примерно один период электромагнитных колебаний.

Впервые идея о генерации терагерцевого импульса длительностью порядка одного периода электромагнитных колебаний с помощью фемтосекундного оптического импульса была высказана в теоретической работе [7]. Через некоторое время черенковский импульс был зарегистрирован экспериментально [8, 9].

Условие синхронизма для генерации терагерцевого излучения имеет вид

$$\cos\theta = \frac{v_{\rm ph}}{v_{\rm g}}, \qquad (1)$$

где $v_{\rm ph}$ – фазовая скорость генерируемого терагерцевого сигнала; $v_{\rm g}$ – групповая скорость входного оптического импульса; θ – угол между направлениями распространения данных импульсов.

При неколлинеарном распространении фемтосекундного и генерируемого терагерцевого импульсов эффективность генерации по энергии невысока и едва достигает ~10^{-6}.

Существенно, на один-два порядка, повысить эффективность генерации для сред со значительно различающимися в оптическом и терагерцевом диапазонах скоростями удалось при использовании оптического импульсного излучения с наклонным волновым фронтом [10, 11]. В этом случае θ имеет смысл угла наклона фронта оптического пучка (рис.1).

Следует отметить, что в последнее время метод наклонных фронтов пользуется заслуженной популярностью. Особенно эффективно он применяется в диэлектрических кристаллах, где можно пренебречь омическими потерями и где групповая скорость в оптическом диапазоне значительно больше фазовой скорости, соответствующей терагерцевым частотам. Типичным представителем таких сред является одноосный кристалл ниобата лития ($LiNbO_3$).

Большое число работ посвящено способам повышения эффективности генерации и уменьшения искажения волнового фронта импульса накачки, передающегося генерируемому терагерцевому сигналу [12–14]. Важными при этом представляются такие параметры, как длина кристалла, его температура, длительность входного оптического импульса накачки и диаметр пучка. Благодаря фокусировке электрическое поле терагерцевого сигнала с энергией порядка микроджоуля может достичь значений

А.Н.Бугай. Объединенный институт ядерных исследований, Россия, Московская обл., 141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6; e-mail: bugay_aleksandr@mail.ru
С.В.Сазонов, А.Ю.Шашков. Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1; e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 25 апреля 2012 г., после доработки – 13 августа 2012 г.

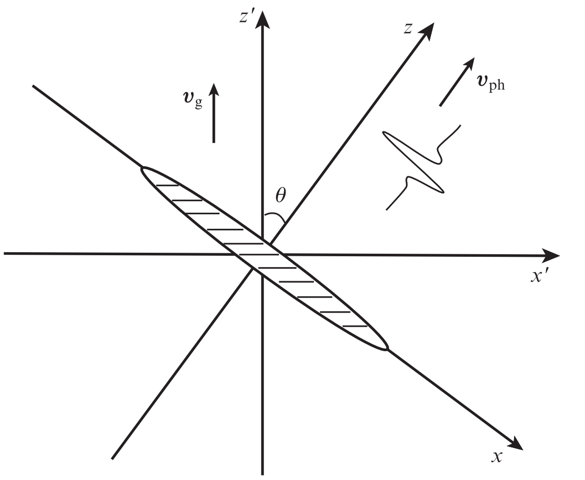

Рис.1. Геометрия распространения излучения. Заштрихованная область – оптическое импульсное излучение с наклонным фронтом, распространяющееся вдоль оси z'. Широкополосный терагерцевый сигнал генерируется в направлении оси z.

1 – 100 В/см, а диаметр пучка в перетяжке – значений 1 – 10 мкм [13–15]. При этом длительность импульса накачки равна 500 фс [14, 16], а эффективность генерации по энергии в эксперименте достигает 0.25% [16]. Эффективность же преобразования оптических фотонов в терагерцевые составляет практически 100% (т. е. каждый оптический фотон испытывает в нелинейной среде распад на два фотона, частота одного из которых принадлежит терагерцевому диапазону), а энергия терагерцевых импульсов достигает 50 мкДж [17].

Еще в пионерских работах 70-х годов прошлого века теоретическое описание генерации терагерцевого излучения с помощью механизма оптического выпрямления проводилось в приближении заданного поля оптического импульса. Такая ситуация продолжает сохраняться вплоть до последнего времени [12–14, 18].

В то же время при достаточно эффективной генерации терагерцевого излучения начинает сказываться обратное воздействие генерируемого импульса на исходный оптический сигнал. Прежде всего это воздействие приводит к смещению в красную область несущей частоты (или спектра как целого) оптического импульса. Данное смещение легко объясняется распадом фотонов входного оптического импульса в квадратично-нелинейной среде (см., напр., [19]). Соответствующая самосогласованная задача решалась теоретически в работах [20–23], где фронты оптических импульсов предполагались ненаклонными ($\theta = 0$).

Генерация терагерцевого излучения фемтосекундным импульсным излучением с наклонным фронтом была зарегистрирована экспериментально в кристалле $LiNbO_3$ толщиной 2 мм [24]. Важно подчеркнуть, что величина красного сдвига, как следовало из экспериментальных данных, пропорциональна интенсивности самого оптического импульса.

На сегодняшний день, насколько нам известно, отсутствуют теоретические работы, в которых динамика оптического импульсного излучения с наклонным фронтом и генерируемого терагерцевого сигнала рассматривалась бы самосогласованно.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию самосогласованного режима генерации в диэлектрических одноосных кристаллах терагерцевых сигналов с помощью фемтосекундного импульсного излучения с наклонным фронтом.

2. Основные уравнения

Пусть на входе лазерное излучение с наклонным фронтом поляризовано в плоскости необыкновенной волны, а его распространение происходит вдоль оси z', перпендикулярной оптической оси x' одноосного кристалла. При такой геометрии в кристалле существует только необыкновенная волна. Генерируемый терагерцевый сигнал при этом распространяется вдоль оси z, а его электрическое поле $\boldsymbol{E}_t$, как и поле $\boldsymbol{E}_\omega$ оптического импульса, параллельно оси x (рис.1). Координаты со штрихом и без него связаны между собой преобразованием поворота

$$z' = z\cos\theta + x\sin\theta, \qquad x' = x\cos\theta - z\sin\theta. \tag{2}$$

Представим поляризационный отклик P в виде суммы его линейной и нелинейной частей:

$$P = \int_0^\infty \chi_1(\tau)E(t-\tau)\mathrm{d}\tau + \int_0^\infty E(t-\tau_2)\mathrm{d}\tau_2$$

$$\times\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)E(t-\tau_1)\mathrm{d}\tau_1, \tag{3}$$

где $E = E_\omega + E_t$ – суммарное электрическое поле; $\chi_1(\tau)$ и $\chi_2(\tau_1,\tau_2)$ – временные восприимчивости первого и второго порядков соответственно. Здесь мы учли только главную, квадратичную, нелинейность. Для оптической компоненты будем иметь выражение

$$E_\omega = \psi(z',x',t)\exp[\mathrm{i}(\omega t - kz')] + \text{компл. сопр.}$$

$$= \psi(z,t)\exp[\mathrm{i}(\omega t - k_z z - k_x x)] + \text{компл. сопр.}, \tag{4}$$

где $k_z = k\cos\theta$ и $k_x = k\sin\theta$ – компоненты волнового вектора $\boldsymbol{k}$; ψ – медленно меняющаяся огибающая.

При этом поляризационный отклик можно представить в виде суммы двух составляющих – оптической P_ω (на несущей частоте ω) и терагерцевой P_t (без несущей частоты):

$$P_\omega = \exp[\mathrm{i}(\omega t - kz')]\int_0^\infty \chi_1(\tau)\exp(-\mathrm{i}\omega\tau)\psi(t-\tau)\mathrm{d}\tau$$

$$+\exp[\mathrm{i}(\omega t - kz')]\Big[\int_0^\infty E_t(t-\tau_1)\mathrm{d}\tau_1\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)$$

$$\times\exp(-\mathrm{i}\omega\tau_2)\psi(t-\tau_2)\mathrm{d}\tau_2 + \int_0^\infty E_t(t-\tau_2)\mathrm{d}\tau_2$$

$$\times\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)\exp(-\mathrm{i}\omega\tau_1)\psi(t-\tau_1)\mathrm{d}\tau_1\Big] + \text{компл. сопр.},$$

$$P_t = \int_0^\infty \chi_1(\tau)E_t(t-\tau)\mathrm{d}\tau + \int_0^\infty E_t(t-\tau_1)\mathrm{d}\tau_1\times$$

$$\times\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)E_{\rm t}(t-\tau_2)\,{\rm d}\tau_2+\int_0^\infty E_{\rm t}(t-\tau_2)\,{\rm d}\tau_2$$

$$\times\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)E_{\rm t}(t-\tau_1)\,{\rm d}\tau_1+\int_0^\infty \exp(-{\rm i}\omega\tau_1)\psi(t-\tau_1)\,{\rm d}\tau_1$$

$$\times\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)\exp({\rm i}\omega\tau_2)\psi(t-\tau_2)\,{\rm d}\tau_2$$

$$+\int_0^\infty \exp(-{\rm i}\omega\tau_2)\psi(t-\tau_2)\,{\rm d}\tau_2\int_0^\infty \chi_2(\tau_1,\tau_2)\exp({\rm i}\omega\tau_1)\psi(t-\tau_1)\,{\rm d}\tau_1.$$

Здесь мы пренебрегли слагаемыми, осциллирующими на удвоенной несущей частоте оптического импульса, считая, что условия синхронизма для генерации второй гармоники не выполняются.

Далее будем считать дисперсию оптической и терагерцевой компонент относительно слабой, поэтому в линейных частях обоих откликов используем разложения

$$\psi(t-\tau)\approx\psi(t)-\tau\frac{\partial\psi}{\partial t}+\frac{\tau^2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2},$$

$$E_{\rm t}(t-\tau)\approx E_{\rm t}(t)-\tau\frac{\partial E_{\rm t}}{\partial t}+\frac{\tau^2}{2}\frac{\partial^2 E_{\rm t}}{\partial t^2},$$

а в нелинейных частях положим

$$\psi(t-\tau)\approx\psi(t),\quad E_{\rm t}(t-\tau)\approx E_{\rm t}(t).$$

Тогда

$$P_\omega=\exp[{\rm i}(\omega t-kz')]\left[\chi_\omega^{(1)}\psi-{\rm i}\frac{\partial\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega}\frac{\partial\psi}{\partial t}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}+2\chi_{\omega0}^{(2)}E_{\rm t}\psi\right]+\text{компл. сопр.},\tag{5}$$

$$P_{\rm t}=\chi_0^{(1)}E_{\rm t}-{\rm i}\frac{\partial\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega}\bigg|_{\omega=0}\frac{\partial E_{\rm t}}{\partial t}-\frac{1}{2}\frac{\partial^2\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega^2}\bigg|_{\omega=0}\frac{\partial^2 E_{\rm t}}{\partial t^2}+\chi_{00}^{(2)}E_{\rm t}^2+2\chi_{\omega-\omega}^{(2)}|\psi|^2,\tag{6}$$

где линейная и нелинейная частотные восприимчивости определяются соответственно по формулам

$$\chi_\omega^{(1)}=\int_0^\infty\chi_1(\tau)\exp(-{\rm i}\omega\tau)\,{\rm d}\tau,$$

$$\chi_{\omega_1\omega_2}^{(2)}=\int_0^\infty\exp(-{\rm i}\omega_2\tau_2)\,{\rm d}\tau_2\int_0^\infty\chi_2(\tau_1,\tau_2)\exp(-{\rm i}\omega_1\tau_1)\,{\rm d}\tau_1.$$

В (6) линейная восприимчивость $\chi_0^{(1)}$ и компонента нелинейной восприимчивости $\chi_{00}^{(2)}$ формально рассматриваются при нулевой частоте, что на самом деле соответствует терагерцевому диапазону.

Руководствуясь тем, что спектр терагерцевого излучения может лежать как в области прозрачности, так и в области поглощения, запишем для соответствующей линейной комплексной восприимчивости выражение [25]

$$\chi_0^{(1)}=\chi_{\rm e}+\chi_{\rm i}+\frac{\omega_{\rm pi}^2/(4\pi)}{\omega_{\rm i}^2+2{\rm i}\Gamma\omega-\omega^2},\tag{7}$$

где $\chi_{\rm e}$ и $\chi_{\rm i}$ – безынерционные части электронной и ионной восприимчивостей соответственно; $\omega_{\rm pi}$ – плазменная ионная частота, пропорциональная концентрации ионов с собственной частотой $\omega_{\rm i}$ резонансного поглощения, соответствующей спектру оптических фононов; Γ – характерная постоянная затухания; первые два слагаемых учитывают безынерционные вклады соответственно электронно-оптических переходов и нерезонансных фононных мод с далеко отстоящими от $\omega_{\rm i}$ частотами.

Из (7) при условии $\Gamma\ll\omega_{\rm i}$ находим, что

$$\chi_0^{(1)}=\chi_{\rm e}+\chi_{\rm i}+\frac{\omega_{\rm pi}^2}{4\pi\omega_{\rm i}^2},$$
$${\rm i}\frac{\partial\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega}\bigg|_{\omega=0}=\Gamma\frac{\omega_{\rm pi}^2}{2\pi\omega_{\rm i}^4},\quad\frac{\partial^2\chi_\omega^{(1)}}{\partial\omega^2}\bigg|_{\omega=0}=\frac{\omega_{\rm pi}^2}{2\pi\omega_{\rm i}^4}.\tag{8}$$

Таким образом, второе слагаемое в правой части (6) описывает поглощение терагерцевых волн, а третье – их дисперсию.

Что касается несущей частоты оптического импульса, то будем считать, что она находится в области прозрачности кристалла, где можно пренебречь поглощением. В этом случае для восприимчивости $\chi_\omega^{(1)}$ в оптическом диапазоне частот имеем разложение вида [26]

$$\chi_\omega^{(1)}=\chi\left[1+a\frac{\omega^2}{\omega_{\rm e}^2}+b\frac{\omega^4}{\omega_{\rm e}^4}+\ldots-\left(\frac{\omega_{\rm pi}}{\omega_{\rm pe}}\right)^2a'\frac{\omega_{\rm e}^2}{\omega^2}-\ldots\right].\tag{9}$$

Здесь χ – безынерционная часть оптической восприимчивости; $\omega_{\rm pe}$ – электронная плазменная частота; $\omega_{\rm e}$ – характерная частота электронно-оптических переходов; $a, b, \ldots, a'\ldots$ – эмпирические постоянные порядка единицы. Группа слагаемых, входящих в правую часть со знаком «+», описывает вклад в $\chi_\omega^{(1)}$ электронного отклика, а со знаком «–» – ионного.

Теперь, учитывая, что оператор Лапласа инвариантен относительно преобразования (2), запишем волновые уравнения для оптической и терагерцевой компонент в виде

$$\frac{\partial^2 E_\omega}{\partial z'^2}+\frac{\partial^2 E_\omega}{\partial x'^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_\omega}{\partial t^2}=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_\omega}{\partial t^2},\tag{10}$$

$$\frac{\partial^2 E_{\rm t}}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 E_{\rm t}}{\partial x^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_{\rm t}}{\partial t^2}=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{\rm t}}{\partial t^2},\tag{11}$$

где c – скорость света в вакууме.

После подстановки (5) в (10) для оптической компоненты можно использовать стандартное приближение медленно меняющейся огибающей (ММО) [5]. Выполняя затем переход от координат со штрихом к координатам без штриха согласно (2), получаем

$${\rm i}\left(\cos\theta\frac{\partial\psi}{\partial z}-\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)=\beta E_{\rm t}\psi-k_{2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial T^2}+\frac{c}{2n_\omega\omega\cos^2\theta}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}-\frac{2\sin\theta}{v_{\rm g}}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial T}\right),\tag{12}$$

где $T = t - z/(v_g \cos\theta)$; $v_g^{-1} = \partial k/\partial\omega$; $k = n_\omega \omega/c$; $n_\omega = (1 + 4\pi\chi_\omega^{(1)})^{1/2}$ – показатель преломления на частоте ω; $\beta = 4\pi\omega\chi_{\omega 0}^{(2)}/(cn_\omega)$;

$$k_{2\theta} = k_2 - \frac{c}{\omega n_\omega v_g^2}\tan^2\theta, \tag{13}$$

$k_2 = \partial^2 k/\partial\omega^2$ – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС).

Как видно из (13) и (12), наклон волнового фронта эффективно изменяет ДГС, аддитивно добавляя к k_2 член, зависящий от θ и соответствующий аномальной ДГС. Данная ситуация упоминалась ранее в [27].

С использованием (9) дисперсионную зависимость показателя преломления от частоты представим в виде

$$n_\omega = n\left(1 + \frac{A}{3}\omega^2 + \frac{B}{5}\omega^4 - \frac{D}{\omega^2}\right),$$

$$\frac{1}{v_g} = \frac{n}{c}\left(1 + A\omega^2 + B\omega^4 + \frac{D}{\omega^2}\right), \tag{14}$$

$$k_2 = \frac{\partial^2 k}{\partial\omega^2} = 2\frac{n}{c}\left(A\omega + 2B\omega^3 - \frac{D}{\omega^3}\right),$$

где $n = \sqrt{1 + 4\pi\chi}$ – безынерционная часть оптического показателя преломления;

$$A = \frac{6\pi\chi a}{n^2\omega_e^2};\quad B = \frac{10\pi\chi b}{n^2\omega_e^4};\quad D = \frac{2\pi\chi a'}{n^2\omega_e^2}\left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_{pe}}\right)^2.$$

Перейдем теперь к преобразованию уравнения (12) для терагерцевого импульса. Подставляя (6) и (8) в (11), получаем

$$\frac{\partial^2 E_t}{\partial z^2} - \frac{n_t^2}{c^2}\frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\Gamma\frac{\omega_{pi}^2}{2\pi\omega_i^4}\frac{\partial E_t}{\partial t}\right.$$

$$\left. + \frac{\omega_{pi}^2}{4\pi\omega_i^4}\frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2} - \chi_{00}^{(2)}E_t^2 - 2\chi_{\omega-\omega}^{(2)}|\psi|^2\right) - \frac{\partial^2 E_t}{\partial x^2}, \tag{15}$$

где $n_t = \sqrt{1 - 4\pi\chi_0^{(1)}}$ – безынерционная часть терагерцевого показателя преломления.

В правой части (15) находятся относительно малые слагаемые, связанные с затуханием, дисперсией, нелинейностью и зависимостью E_t от поперечной координаты x. В связи с этим мы можем использовать приближение медленно меняющегося профиля [28] (не следует путать с ММО). Для этого представим поле терагерцевого импульса в виде $E_t = E_t(T, \zeta)$, где $\zeta = \mu z$. С помощью коэффициента $\mu \ll 1$ учитываются малые слагаемые в правой части (15). Тогда, пренебрегая слагаемым, пропорциональным μ^2, находим

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \approx \frac{1}{v_g^2\cos^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{2\mu}{v_g\cos\theta}\frac{\partial^2}{\partial\zeta\partial T},\quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial T^2}.$$

С учетом этого после интегрирования (15) по T при нулевых значениях поля и его производных на бесконечности получим

$$\frac{\partial E_t}{\partial z} + \delta\frac{\partial E_t}{\partial T} - \eta\frac{\partial^2 E_t}{\partial T^2} - \sigma\frac{\partial^3 E_t}{\partial T^3}$$

$$+ \beta_t\frac{\partial(|\psi|^2)}{\partial T} = \frac{v_g\cos\theta}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\int_{-\infty}^{T} E_t\,dT', \tag{16}$$

где

$$\delta = \frac{v_g\cos\theta}{2}\left(\frac{n_t^2}{c^2} - \frac{1}{v_g^2\cos^2\theta}\right);\quad \eta = \Gamma\frac{\omega_{pi}^2 v_g\cos\theta}{c^2\omega_i^4};$$

$$\sigma = \frac{\omega_{pi}^2 v_g\cos\theta}{2c^2\omega_i^4};\quad \beta_t = \frac{4\pi\chi_{\omega-\omega}^{(2)} v_g\cos\theta}{c^2}.$$

При получении выражения (16) мы пренебрегли собственной нелинейностью терагерцевой компоненты, пропорциональной E_t^2, т.к. обычно $E_t^2 \ll |\psi|^2$ (т.е. интенсивность оптического импульса значительно больше интенсивности терагерцевого сигнала) [20, 21, 23].

Подчеркнем, что к терагерцевой компоненте излучения, в отличие от оптической, мы не применяли приближение ММО, т.к. терагерцевый импульс может состоять из сколь угодно малого числа осцилляций (вплоть до одной). В (12) и (16) ψ есть огибающая оптического импульса, а E_t – само электрическое поле терагерцевого сигнала.

Полагая в (16) отстройку δ равной нулю, приходим к равенству (1), представляющему собой в данном случае условие наиболее эффективной генерации терагерцевого излучения с использованием наклонного фронта.

3. Численный анализ

Дальнейшее теоретическое исследование основано на анализе нелинейной системы (12), (16), а также условия (1). Используя второе выражение в (14) и полагая $v_{ph} = c/n_t$, находим из (1) для угла наклона фронта соотношение

$$\cos\theta = \frac{n}{n_t}\left(1 + A\omega^2 + B\omega^4 + \frac{D}{\omega^2}\right). \tag{17}$$

Рассмотрим процесс генерации терагерцевого сигнала в кристалле $LiNbO_3$. Согласно данным [29], $A = 4.83\times10^{-33}$ с^2, $B = 1.25\times10^{-64}$ с^4, $D = 4.88\times10^{27}$ с$^{-2}$, $n = 2.14$, $\chi_{\omega-\omega}^{(2)} \approx \chi_{00}^{(2)} = 7.9\times10^{-8}$ ед. СГСЭ. Для терагерцевого диапазона имеем $n_t = 5.099$, $\omega_{pi}/(2\pi) = 29.76$ ТГц, $\omega_i/(2\pi) = 7.44$ ТГц, $\Gamma/(2\pi) = 1.15$ ТГц [18].

Подстановка приведенных значений в (17) дает угол наклона $\theta \approx 64.4°$. Учет дисперсии в терагерцевом диапазоне, описываемый четвертым слагаемым в левой части (16), показывает, что угол наклона должен быть чуть больше. В качестве граничных условий при $z = 0$ выберем соотношения

$$\psi = \psi_0\exp\left[-\ln 2\left(\frac{2T^2}{\tau_p^2} + \frac{x^2}{2R^2}\right)\right],\quad E_t = 0,$$

где ψ_0, τ_p и R – соответственно начальные амплитуда, длительность и поперечный радиус лазерного пучка.

Пусть входной оптический импульс имеет центральную частоту $\omega = 2.36\times10^{15}$ с$^{-1}$, что соответствует длине волны $\lambda = 800$ нм. Длительность импульса будем считать равной 100 фс, а его энергию – 70 мкДж. При поперечном диаметре пучка 0.5 мм начальная интенсивность такого импульса $I_0 \sim 10^{11}$ Вт/см^2. Угол наклона θ примем равным ~64.46°.

Результаты численного моделирования показали, что максимальная эффективность преобразования оптического импульса в терагерцевый по энергии составила $\sim 10^{-4}$ при энергии терагерцевого сигнала 11.5 нДж на дистанции распространения $z = 0.3$ мм. На большей дистанции оптический импульс накачки и терагерцевый сигнал начинают заметно расходиться в пространстве. Хотя, как видно из рис.2 и 3, частичное «увлечение» оптическим импульсом терагерцевого сигнала все же происходит: «центр тяжести» последнего все больше смещается в область положительных значений x. На дистанции $z = 0.9$ мм энергия терагерцевого сигнала уменьшается примерно в 1.5 раза и составляет 7 нДж. Оптический же импульс испытывает все большее дисперсионное расплывание. Отчетливо заметен красный сдвиг спектра оптического

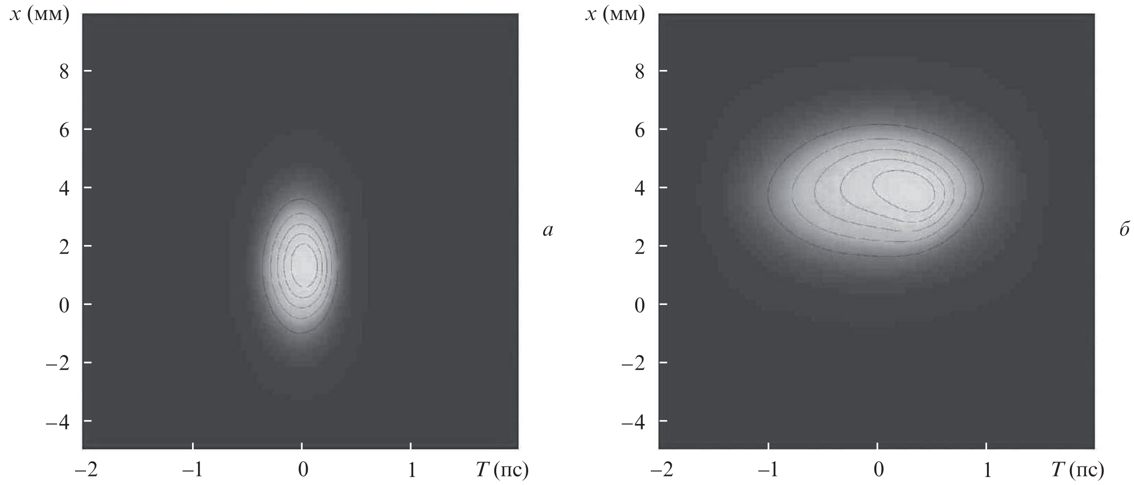

Рис.2. Эволюция огибающей оптического импульса при $z = 0.3$ (*а*) и 0.9 мм (*б*). Замкнутые изолинии соответствуют одинаковым абсолютным значениям поля.

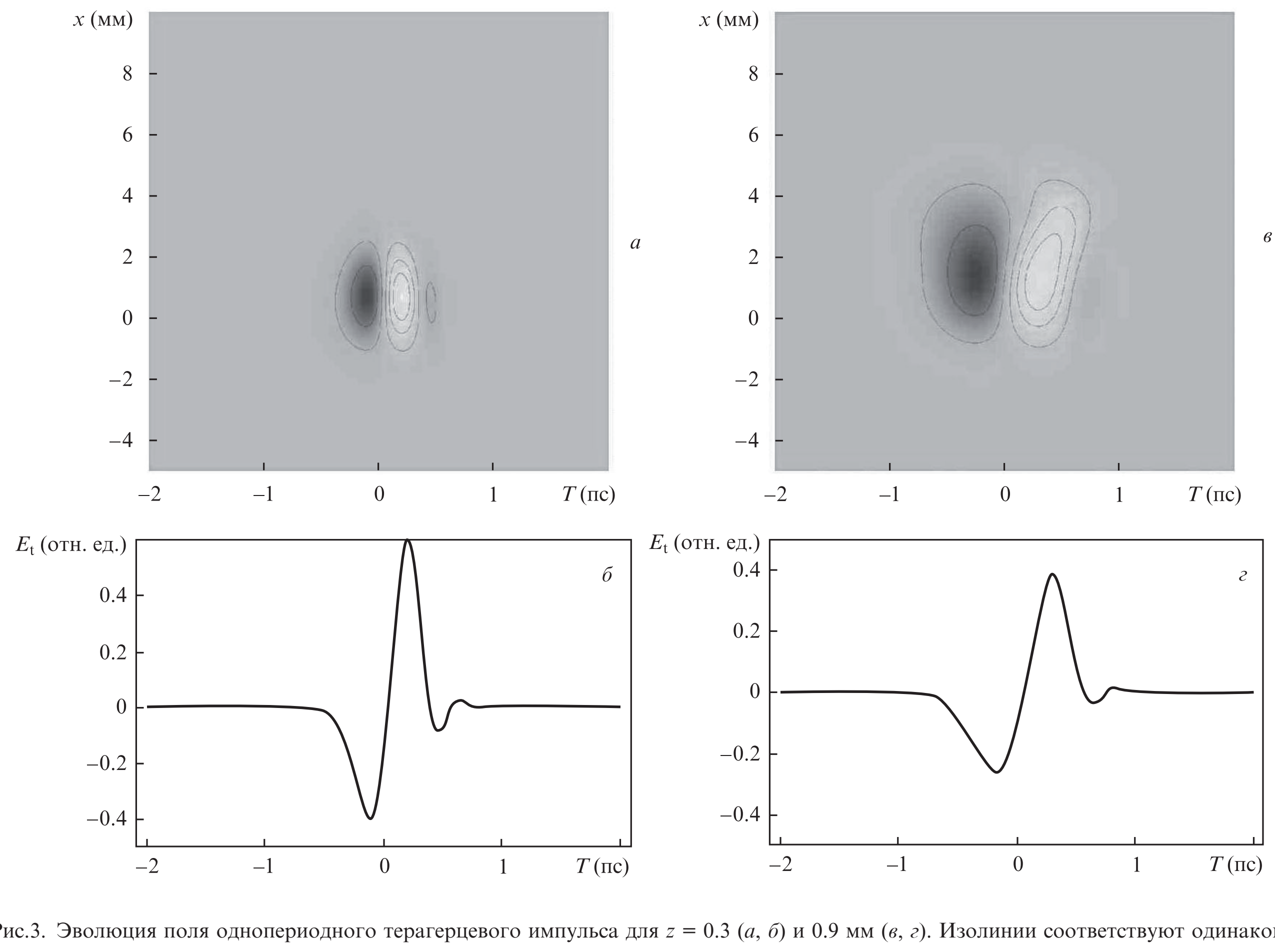

Рис.3. Эволюция поля однопериодного терагерцевого импульса для $z = 0.3$ (*а*, *б*) и 0.9 мм (*в*, *г*). Изолинии соответствуют одинаковым значениям напряженности E_t. На рис.3,*б* и *г* приведены сечения распределений поля E_t при $x = 1$ (*а*) и 1.8 мм (*б*).

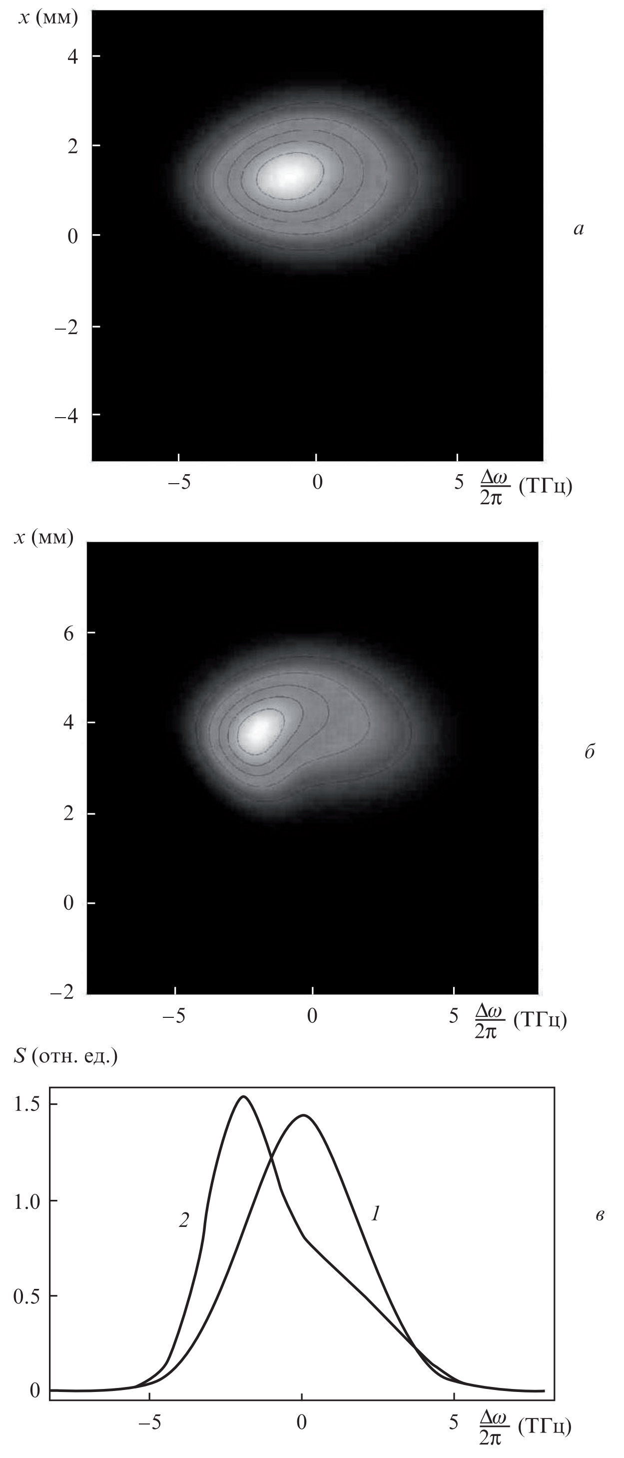

Рис.4. Эволюция спектра оптического импульса при $z = 0.3$ (*а*) и 0.9 мм (*б*). Изолинии соответствуют одинаковым значениям спектральной плотности S ($\Delta\omega$ – частотный сдвиг относительно несущей частоты входного импульса). На рис.4,*в* приведены сечения распределения спектральной плотности при $x = 1.5$ мм, $z = 0.3$ мм (*1*) и $x = 4$ мм, $z = 0.9$ мм (*2*).

импульса (рис.4), достигающий ~2.5 ТГц в центре поперечного сечения пучка и плавно уменьшающийся на периферии. Отметим также, что спектр генерируемого терагерцевого сигнала постепенно сдвигается в область более низких частот (рис.5). Объяснить это можно следующим образом. При значениях параметров, приведенных выше, эффективный коэффициент групповой дисперсии

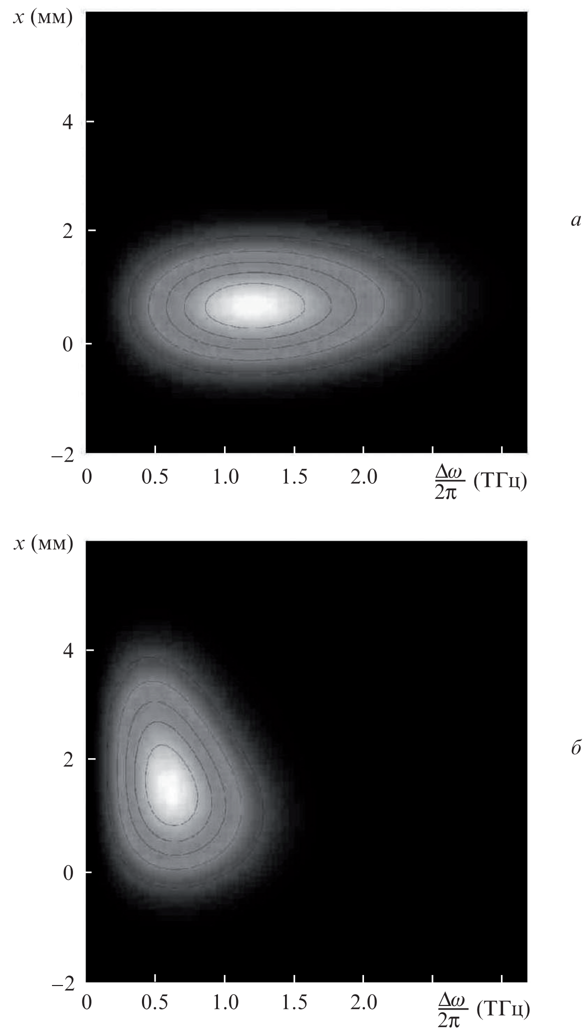

Рис.5. Эволюция спектра терагерцевого сигнала при $z = 0.3$ (*а*) и 0.9 мм (*б*). Изолинии соответствуют одинаковым значениям спектральной плотности.

$k_{2\theta} > 0$. Следовательно, сдвиг частоты оптического импульса в красную область сопровождается увеличением его групповой скорости. Для того чтобы условие (1) продолжало оставаться в силе, необходимо увеличивать и фазовую скорость в терагерцевом диапазоне, где дисперсия положительна и учитывается четвертым слагаемым в левой части (16). Поэтому данное увеличение возможно, если синхронно с красным сдвигом частоты оптического импульса будет уменьшаться частота терагерцевого излучения.

Кроме того, мы провели анализ для входного оптического импульса длительностью 150 фс при поперечном размере пучка 1 мм с целью сравнения с данными соответствующих экспериментов [30]. Численный анализ системы (12), (16) предсказывает несколько большую эффективность генерации, чем наблюдалась в эксперименте. В нашем случае эффективность монотонно возрастает от 0 до 8×10^{-4} при непрерывном увеличении энергии оптического импульса от 0 до 400 мкДж. В экспериментальной же работе [30] максимальная эффективность составляла ~5×10^{-4}. По всей видимости, это расхождение связано с тем, что в рамках нашего теоретического рассмотрения не учитываются потери, связанные с выходом излучения из кристалла.

Красный сдвиг спектра оптического импульса, как следует из нашего анализа, растет пропорционально входной интенсивности этого же импульса в соответствии с экспериментальными результатами [24]. Данную связь можно объяснить на основе системы (12), (16), воспользовавшись формальной аналогией с квантовой механикой. Если в этой системе в нулевом приближении пренебречь зависимостью поля от поперечной координаты x, то уравнение (12) формально будет совпадать с квантово-механическим уравнением Шредингера, в котором в качестве времени, координаты и потенциальной энергии используются соответственно параметры $z/\cos\theta$, T и βE_t. С другой стороны, согласно (16), глубина «потенциальной ямы» $-\beta E_t$ растет с увеличением $|\psi|^2$. Из квантово-механической аналогии становится понятным, что энергия оптических фотонов, захваченных «потенциальной ямой», должна уменьшаться. Данное уменьшение тем более заметно, чем больше интенсивность самой оптической компоненты. На периферийных (по координате x) участках импульса его интенсивность меньше. Как было отмечено выше, на этих участках сдвиг частоты в красную область также меньше, чем в центре оптического импульса.

4. Заключение

Полученная в настоящей работе система уравнений (12), (16) позволила описать самосогласованную динамику оптического излучения с наклонным фронтом и генерируемого им терагерцевого излучения. Данная система удовлетворительно описывает результаты известных экспериментов. В частности, из нее вытекает, что генерируемый терагерцевый сигнал оказывает обратное воздействие на породивший его оптический импульс. В результате спектр последнего смещается в красную область, а величина этого смещения пропорциональна интенсивности входного оптического импульса.

С другой стороны, в данных уравнениях не учитываются потери, связанные с выходом излучения из кристалла. При более высоких интенсивностях лазерных импульсов, нежели рассмотренные в настоящей работе, необходимо учитывать кубическую нелинейность, которая должна существенным образом повлиять на динамику оптического импульса, включая процессы самофокусировки.

Угловая добавка к ДГС (см. формулу (13)) способна изменить знак последней, что может качественно сказаться на динамике оптического (а вместе с ним и терагерцевого) импульса. Для кристалла $LiNbO_3$ изменения знака ДГС не происходит, поэтому в дальнейшем следует рассмотреть другие одноосные кристаллы, где такое изменение возможно.

С уменьшением длительности входного оптического импульса до нескольких десятков фемтосекунд могут оказаться существенными эффекты дисперсии нелинейности, которыми мы пренебрегали в настоящей работе. Анализ показывает, что для рассмотренных нами длительностей в 100 фс и более дисперсия нелинейности не играет важной роли.

В дальнейшем мы планируем модифицировать систему (12), (16) и провести исследования с учетом замечаний, сделанных выше.

Помимо использования наклонного фронта условию (1) можно удовлетворить, внедрив в кристалл резонансные примеси, которые способны существенно уменьшить групповую скорость оптического импульса [31, 32]. Не исключено, что совместное применение этих двух методик может привести к увеличению эффективности генерации терагерцевого излучения.

Один из авторов (А.Н.Бугай) благодарит за поддержку фонд некоммерческих программ "Династия".

1. Han P.Y., Zhang X.-C. *Meas. Sci. Technol.*, **12**, 1747 (2001).
2. Fergusson B., Zhang X.-C. *Nat. Mater.*, **1**, 26 (2002).
3. Крюков П.Г. *Фемтосекундные импульсы* (М.: Физматлит, 2008).
4. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **1** (2) (2011).
5. Тучак А.Н., Гольцман Г.Н., Китаева Г.Х. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **96**, 97 (2012).
6. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Основы оптики фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
7. Абдуллин У.А., Ляхов Г.А., Руденко О.В., Чиркин А.С. *ЖЭТФ*, **66**, 1295 (1974).
8. Багдасарян Д.А., Макарян А.О., Погосян П.С. *Письма в ЖЭТФ*, **37**, 498 (1983).
9. Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1555 (1984).
10. Hebling J., Almasi G., Cosma I.Z. *Opt. Express*, **10**, 1161 (2002).
11. Kitaeva G.Kh. *Laser Phys. Lett.*, **5**, 559 (2008).
12. Fülöp J.A., Pálfalvi L., Almási G., Hebling J. *Opt. Express*, **18**, 12311 (2010).
13. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Mashkovich E.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1724 (2011).
14. Fülöp J.A., Pálfalvi L., Hoffmann M.C., Hebling J. *Opt. Express*, **19**, 15090 (2011).
15. Hirori H., Doi A., Blanchard F., Tanaka K. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 091106 (2011).
16. Fülöp J.A., Pálfalvi L., Klingebiel S., et al. *Opt. Lett.*, **37**, 557 (2012).
17. Stepanov A.G., Henin S., Petit Y., et al. *Appl. Phys. B*, **101**, 11 (2010).
18. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev V.V. *J. Appl. Phys.*, **104**, 073105 (2008).
19. Vodopyanov K.L. *Opt. Express*, **14**, 2263 (2006).
20. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **75**, 746 (2002).
21. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. *Квантовая электроника*, **35**, 1019 (2005).
22. Hattori T., Takeuchi K. *Opt. Express*, **15**, 8076 (2007).
23. Бугай А.Н., Сазонов С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 470 (2008).
24. Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалин С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 279 (2007).
25. Schall M., Helm H., Keiding S.R. *Int. J. Infr. Mill. Waves*, **20**, 595 (1999).
26. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
27. Hebling J. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 1759 (1996).
28. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1990).
29. Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (New York, Springer, 2005).
30. Hoffman M.C., Ka-Lo Yeh, Hebling J., Nelson K.A. *Opt. Express*, **15**, 11706 (2007).
31. Bugay A.N., Sazonov S.V. *Phys. Lett. A*, **374**, 1093 (2010).
32. Бугай А.Н., Сазонов С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **92**, 260 (2010).