УДК 621.373

ГЕНЕРАЦИЯ ТГЦ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С НАКЛОНЕННЫМ АМПЛИТУДНЫМ ФРОНТОМ

К.Х. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 27 октября 2006 г.)

Теоретически исследовано оптическое выпрямление ультракоротких лазерных импульсов с наклоненным амплитудным фронтом в кристалле LiNbO3. Показано, что теоретические оценки хорошо совпадают с экспериментальными данными.

В последние годы широкое внимание исследователей привлекает создание новых эффективных источников терагерцовых (ТГц) волн. Это связано с необходимостью использования ТГц диапазона для фундаментальных исследований в физике, радиофизике и в смежных областях науки [1]. Кроме того, в настоящее время ТГц волны весьма перспективны для мониторинга среды и в системах безопасности.

Оптическое выпрямление (OB) фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейном кристалле [2] является наиболее распространенным простым способом генерации сверхкоротких электрических импульсов (ТГц импульс), спектр которых простирается вплоть до нескольких десятков ТГц. Кристалл ниобата лития (НЛ) характеризуется высокой нелинейной восприимчивостью. Кроме того, в нем возможно удовлетворить условие пространственного синхронизма нелинейного взаимодействия при испускании ТГц волн под углом Черенкова θ_0 = arccos(n_g/n_{THz}) (где n_g – групповой индекс преломления, n_{THz} – индекс преломления на ТГц частоте) к направлению распространения фс-импульса [3]. Однако для эффективной генерации ТГц излучения необходимо, чтобы размер среды n_0 , занятый волной нелинейной поляризации, был бы $n_{<<\lambda_{THz}}$, где λ_{THz} – длина волны генерируемого излучения в среде [4]. Так, например, для генерации излучения на частоте 1 ТГц (λ_{THz} = 300 мкм) надо, чтобы $n_0 <<\lambda_{THz}/n_{THz} ~ 60$ мкм. Необходимость использования столь узких оптических пучков ограничивает эффективную длину взаимодействия и мощность фс-импульса из-за сильной дифракционной расходимости пучка и опасности оптического разрушения кристалла, соответственно.

С целью преодоления этих трудностей недавно было предложено [5] использовать фс лазерный пучок с наклоненным амплитудным фронтом. Благодаря последнему, ТГц волны, испускаемые со всей толщи кристалла НЛ, интерферируют синфазно и необходимость в соблюдении условия

ло << λтн₂ отпадает. Это позволило получить высокоэффективную (~ 1.7·10-4) генерацию ТГц

излучения, путем использования лазерного пучка с широкой апертурой (поперечные размеры сравнимы с длиной волны генерируемого ТГц излучения) и большой мощностью. Вместе с тем, согласно оценке авторов работы, эффективность преобразования частоты лазера должна была быть более чем на порядок больше. Причина расхождения кроется в достаточно грубых используемых приближениях, в частности, в модели плоской волны возбуждаемого ТГц излучения, справедливой только при условии *п*о >> λ тнг.

В настоящей работе приводится теоретическое рассмотрение ОВ фс-импульса с наклоненным амплитудным фронтом, основываясь на модели излучающей антенны. Эта модель достаточно хорошо разработана для генерации ТГц волн методом оптического смешения лазерных частот [6] и, как мы убедимся ниже, дает разумное согласие с экспериментально полученными данными. С этой целью рассмотрим кристалл НЛ, в котором распространяется сверхкороткий лазерный импульс с гауссовым временным и пространственным распределением и имеющий угол наклона амплитудного фронта, равный углу Черенкова θ_0 (рис.1).



Рис.1. Конфигурация ОВ фс-импульса с наклоненным амплитудным фронтом в кристалле LiNbO3.

Поляризация лазерного излучения параллельна оптической оси *z* кристалла с целью эксплуатации наибольшей компоненты тензора нелинейной восприимчивости *d*₃. Представим электрическое поле лазерного излучения в виде

$$E_{z} = Ae^{-\frac{(t-\frac{x}{u})^{2}}{2\tau^{2}}}e^{-\left[\frac{y^{2}}{b^{2}} + \frac{z^{2}}{a^{2}} + i\omega\left(t-\frac{x}{v}\right)\right]},$$
(1)

где *а* и *b* – поперечные размеры пучка вдоль осей *z* и *y*, соответственно, $x' = x \cos \theta + y \sin \theta$, u' – групповая скорость вдоль оси x', τ – длительность импульса.

Нелинейная поляризация, ответственная за ОВ лазерного импульса в кристалле, определяется выражением [2]

$$P_{z}^{NL}(t,x,y,z) = 2\varepsilon_{0}d_{33}\left|E_{z}\right|^{2} = 2\varepsilon_{0}d_{33}A^{2}e^{-2\left(\frac{y^{2}}{b^{2}}+\frac{z^{2}}{a^{2}}\right)}e^{-\frac{(t-\frac{x}{u})^{2}}{\tau^{2}}},$$
(2)

где ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, d_{33} – нелинейный коэффициент кристалла.

Рассматривая кристалл НЛ как антенну с током питания $j_z = \partial P_z^{NL} / \partial t$, для спектра поля излучения ОВ в дальней зоне имеем [7]

$$E_{z}(\omega, \mathbf{R}) = \frac{\omega^{2} \mu_{0}}{4\pi R} e^{-ikR} \int_{V} P_{z}^{NL}(\omega, \mathbf{r}) e^{ikr} d\mathbf{r} , \qquad (3)$$

где $P_z^{NL}(\omega, r)$ определяется Фурье-разложением выражения (2), **k** = $\omega n_{\text{THz}} \mathbf{R}/Rc$ – волновой вектор генерируемого излучения, **R** – радиус-вектор точки наблюдения, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, *c* – скорость света в вакууме.

Считая, что гауссовы оптические пучки полностью сконцентрированы в кристалле, после интегрирования в (3) получаем

$$E_{z}(\boldsymbol{\omega},\boldsymbol{R}) = i \frac{W_{0}e_{0}d_{33}\boldsymbol{\omega}^{2}e^{-\frac{\boldsymbol{\omega}^{2}\tau^{2}}{4}}e^{-\frac{a^{2}k^{2}\cos^{2}\theta_{0}}{8}}}{\pi Rc^{2}n_{THz}}e^{-ikR}\frac{\left(F_{I}(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\varphi}) - F_{2}(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\varphi})\right)}{\left(k\sin\theta\cos\varphi - \frac{\boldsymbol{\omega}}{u}\right)},$$
(4)

где

$$F_{I}(\theta, \varphi) = e^{-\frac{b^{2}}{8} \left(\frac{\omega}{u} t_{g} \theta_{0} - k \sin \theta \sin \varphi\right)^{2}},$$
(5)

$$F_2(\theta, \varphi) = e^{-itg\theta_0 \left(\frac{\omega}{u} - k\sin\theta\cos\varphi\right)^2 2} e^{-\frac{b^2k^2\sin^2\theta}{8}(\cos\varphi tg\theta_0 - \sin\varphi)^2}.$$
(6)

Здесь є – энергия падающего импульса, $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ – волновое сопротивление свободного пространства, θ – угол между направлением распространения волны и осью *z*, φ – угол между проекцией радиус-вектора **R** на плоскость *xy* и осью *x*, *l* – длина кристалла вдоль оси *y*. Несмотря на то, что коэффициент поглощения ТГц волн в кристалле ниобата лития сравнительно велик ($\alpha \sim 1,2 \text{ мм}^{-1}$), в формуле не учитывается затухание ТГц волн в кристалла на расстояниях порядка 1 мм.

Используя полученное выражением и интегрируя функцию $|E_z(\omega, \mathbf{R})|^2$ по всем частотам ω , можно рассчитать энергию ТГц импульса e_{THz} . При подстановке численных значений, используемых в [5], для эффективности преобразования частоты $\eta = e_{\text{THz}}/e_0$ получаем $\eta_I = 8.3 \cdot 10^{-4}$ и $\eta_2 = 6.2 \cdot 10^{-4}$ для оптических пучков с поперечными сечениями $S_1=1.2$ мм² и $S_2=1.5$ мм², соответственно. Полученное близкое соответствие с экспериментальными данными [5] свидетельствует о правомерности предложенной модели.

Автор выражает благодарность Ю.О.Аветисяну за полезные обсуждения. Исследования осуществлены при поддержке грантом GRSP 21/06 NFSAT и CRDF.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. N.Krumbholz, K.Gerlach, F.Rutz, M.Koch, R.Piesiewicz, T.Kъrner, D.Mittleman. Appl. Phys. Lett., 88, 202905 (2006).
- 2. И.Р.Шен. Принципы нелинейной оптики. М., Наука, 1989.
- 3. Г.А.Аскарян. ЖЭТФ, **42**, 1360 (1962).
- 4. C.Weiss, G.Torosyan, Yu.Avetisyan, R.Beigang. Opt. Lett., 26, 563 (2001).
- 5. J.Hebling, A.G.Stepanov, G.Almasi, B.Bartal, J.Kuhl. Appl. Phys. Lett., B 78, 593 (2004).
- 6. Yu. Avetisyan, C. Weiss, G. Torosyan, R. Beigang. Proc. SPIE, 4490, 134 (2001).
- 7. Г.Т.Марков, Д.М.Сазонов. Антенны. М., Энергия, 1975.

ՏՀց ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐՈՒՄԸ ԹԵՔՎԱԾ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏՈՎ ԳԵՐԿԱՐՃ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՄՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈՒՂՂՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Կ.Խ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է LiNbO₃ բյուրեղում թեք ամպլիտուդային ձակատով գերկարձ լազերային իմպուլսների օպտիկական ուղղումը։ Ցույց է տրված, որ տեսական գնահատումները լավ համընկնում են տպագրված փորձնական արդյունքների հետ։

THZ-WAVE GENERATION BY OPTICAL RECTIFICATION OF ULTRASHORT LASER PULSES WITH TILTED AMPLITUDE FRONT

K. Kh. KHACHATRYAN

The optical rectification of ultrashort laser pulses with a tilted amplitude front in $LiNbO_3$ crystal is studied theoretically. It is shown that the results of calculation are in reasonable agreement with experimental data.